

## Запаздывающее деление атомных ядер

*В. И. Кузнецов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Дан обзор экспериментальных исследований атомных ядер, дочерние продукты которых после  $K$ -захвата или  $\beta^-$ -распада испытывают деление из возбужденного состояния — запаздывающее деление. Рассмотрены основные теоретические представления о протекании процесса запаздывающего деления, возможность определения высот барьеров деления ядер по измеренным вероятностям  $P_{df}$ , роль запаздывающего деления в нуклеосинтезе в импульсных нейтронных потоках и  $r$ -процессе.

A review is given of the experimental studies of atomic nuclei whose daughter products, after  $K$ -capture or  $\beta^-$ -decay, undergo fission from an excited state delayed fission. Basic theoretical ideas about evolution of delayed fission, the possibility of determining, the barrier heights of nuclear fission from the measured probabilities  $P_{df}$  and the role of delayed fission in nucleosynthetic processes that occur in pulsed neutron fluxes and the  $r$ -process are considered.

### ВВЕДЕНИЕ

С ростом нейтронного дефицита или избытка нейтронов энергия  $\beta$ -распада  $Q_\beta$  тяжелых ядер становится соизмеримой с высотой барьера деления или даже превышает ее. Как правило,  $\beta$ -распад происходит не только на основной, но и на высшие уровни конечного ядра. В отличие от  $\alpha$ -распада энергия возбужденных уровней не обязательно мала, а напротив, может быть сравнимой с полной энергией  $Q_\beta$ . Таким образом, в некоторых случаях после распада на высоколежащий уровень энергия возбуждения  $E$  дочернего ядра оказывается достаточной, чтобы произошло деление. Такой процесс по аналогии с испусканием запаздывающих нейтронов и протонов был назван запаздывающим делением [1].

Впервые запаздывающее деление было обнаружено при попытке синтезировать спонтанно делящиеся изомеры форм в области нейтронодефицитных ядер [2]. Затем ядра, испытывающие запаздывающее деление, были идентифицированы в реакциях на пучках тяжелых ионов [1, 3, 4].

Возможность экспериментального наблюдения запаздывающего деления осуществляется, если вероятности протекания конкурирующих процессов, снимающих возбуждение дочернего ядра, а именно испускание  $\gamma$ -квантов, запаздывающих нейтронов, одно-

го порядка или меньше вероятности деления. Эти условия обеспечиваются, когда вероятность заселения  $b(E)$  уровней дочернего ядра достаточно велика в области энергий  $V_f$ . Наряду с этим необходимо, чтобы вероятности  $\beta$ - и  $\alpha$ -распада материнского ядра были одного порядка.

Условия возможности экспериментального наблюдения запаздывающего деления прежде всего выполняются для нечетно-нечетных ядер. Большая  $Q_\beta$  по сравнению с соседними ядрами, обусловленная нечетно-четным эффектом, большая делимость четно-четного дочернего ядра приводят к тому, что  $Q_\beta$  и  $V_f$  сравнимы уже при относительно малом удалении от линии  $\beta$ -стабильности.

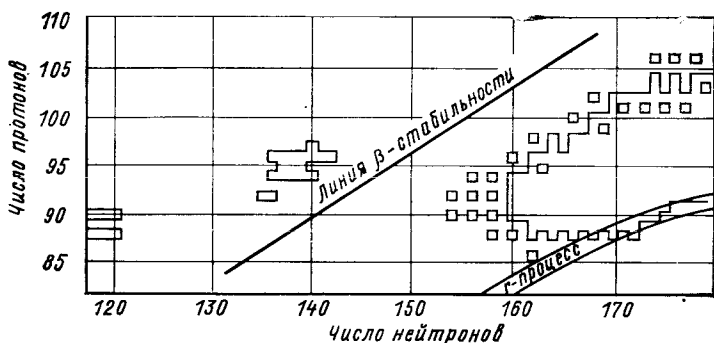


Рис. 1. Области запаздывающего деления

Высокая энергия отделения нейтрона  $V_n$  у дочернего ядра снижает конкуренцию со стороны процесса испускания запаздывающих нейтронов для нейтроноизбыточных ядер. Кроме того, плотность низколежащих уровней дочернего четно-четного ядра невелика, что благоприятствует заселению высоколежащих уровней. Область атомных ядер, где энергетически возможно запаздывающее деление [5], приведена на рис. 1.

Изучение процесса запаздывающего деления открывает новые пути исследований ядер, удаленных от линии  $\beta$ -стабильности. Так, экспериментальные данные о вероятности запаздывающего деления характеризуют параметры барьеров деления — величин, определяющих стабильность ядра по отношению к спонтанному делению, его делимость при низких энергиях возбуждения и т. п.

В настоящее время параметры барьеров деления измеряются в реакциях вынужденного деления при малых энергиях возбуждения и в реакциях синтеза спонтанно делящихся изомеров. Однако упомянутые методы неприменимы для нуклидов, значительно удаленных от линии  $\beta$ -стабильности, или по причине отсутствия спонтанно делящихся изомеров, или ввиду невозможности

синтеза ядер, принадлежащих указанной области. Запаздывающее деление проявляется во многих процессах, включающих  $\beta$ -распад. Несомненна его значительная роль в астрофизических процессах синтеза тяжелых и сверхтяжелых элементов. По современным представлениям запаздывающее деление — существенный источник энергии сверхновых звезд на определенном этапе их эволюции. Только с учетом запаздывающего деления были объяснены и предсказаны закономерности синтеза тяжелых элементов в импульсных нейтронных потоках термоядерных взрывов.

## 1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ. ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ

Качественно запаздывающее деление рассматривалось в работе [6]. Полное описание запаздывающего деления связано с довольно сложными переходами в ядрах, участвующих в процессах.

Обычно принятая форма двугорбного барьера деления ядра и различные варианты переходов, приводящие к запаздывающему делению, представлены на рис. 2. При заселении после  $\beta$ -распада уровней, расположенных под барьером деления, и соблюдении условия

$E_i < B_n$ , где  $E_i$  — энергия уровня;  $B_n$  — энергия отделения нейтрона, ядро делится, так как при этих условиях ширины радиационных переходов на низкие уровни значительно меньше делительной ширины, т. е.  $\Gamma_f \gg \Gamma_\gamma$ . Если для данного уровня нейтроноизбыточного ядра справедливо соотношение  $E_i > B_n$ , то с процессом деления начинает конкурировать процесс испускания запаздывающего нейтрона. В результате вероятность деления с уровня  $E_i$  будет  $\Gamma_f(E_i) [\Gamma_f(E_i) + \Gamma_n(E_i)]^{-1}$ .

Более сложно протекает деление, когда энергия возбужденного уровня лежит между энергией второго барьера  $E_B$  и энергией второго минимума  $E_{II}$ . При энергиях возбуждения, заключенных в этом интервале, как показано в исследованиях по подбарьерному фотоделению тяжелых ядер [7], деление происходит из состояний во второй потенциальной яме. Для перехода во вторую потен-

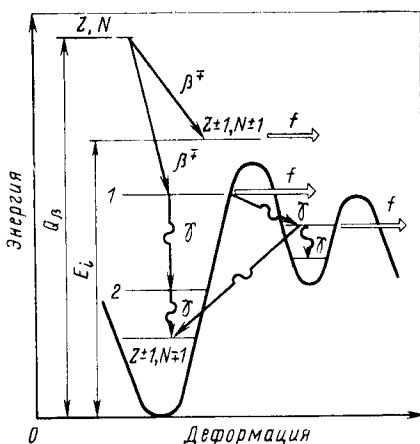


Рис. 2. Схема распада ядра в процессе запаздывающего деления

циальную яму существуют две возможности. Ядро  $(Z, N)$  после  $\beta$ -распада без существенного изменения деформации переходит на уровень первого потенциального минимума. Затем ядро с вероятностью  $W_Y^A(E)$  проникает через внутренний барьер  $A$  в потенциальную яму  $II$ .

Другая возможность — распад со значительным изменением деформации ядра и непосредственный переход с вероятностью  $W_A(E)$  на уровни ямы  $II$ . Если обозначить  $W_B(E)$  вероятность проникновения сквозь барьер  $B$ , а  $W_{Y_1}$  и  $W_{Y_2}$  — вероятности  $\gamma$ -переходов в первой и второй потенциальных ямах соответственно, то [8]:

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_i} = \frac{W_A + W_Y^A}{W_A + W_Y^A + W_{Y_1}} \times \left( \frac{W_B}{W_A + W_B + W_{Y_2} + W_Y^A} + \frac{W_{Y_2}}{W_A + W_B + W_{Y_2} + W_Y^A} \frac{W_B}{W_A + W_B + W_Y^A} \right). \quad (1)$$

Первый член правой части (1) — вероятность перехода ядра в состояние второй потенциальной ямы с уровня  $E$ , а выражение в скобках — полная вероятность деления из второй ямы. Во многих случаях выражение (1) значительно упрощается, так как в конкретных расчетах вероятности переходов — величины разного порядка и некоторые из них, как правило, можно не принимать во внимание.

**Вероятность запаздывающего деления.** Основная характеристика процесса запаздывающего деления — его вероятность  $P_{df}$  — равна вероятности деления дочернего ядра, образовавшегося в возбужденном состоянии после  $\beta$ -распада. Вероятность  $P_{df}$  связывает экспериментально измеряемые величины: сечение образования делящихся ядер в ядерной реакции  $\sigma^f$  с сечением образования  $\sigma$  и периодами полураспада материнского ядра  $T_\alpha$ ,  $T_\beta$ ,  $T_f$  по отношению к  $\alpha$ -,  $\beta$ -распаду и спонтанному делению:

$$\sigma_f = \sigma T_\alpha \left( \sum_{i=\alpha, \beta} T_i \right)^{-1} P_{df}. \quad (2)$$

Вероятность запаздывающего деления  $P_{fi}$  с уровня дочернего ядра  $E_i$  пропорциональна произведению вероятности  $b(E_i)$  заселения этого уровня на отношение его делительной  $\Gamma_f(E)$  и полной ширины  $\Gamma_f(E)$ :

$$P_{fi} = \frac{\Gamma_f(E_i)}{\Gamma_f(E)} b(E_i). \quad (3)$$

Влияние структуры атомного ядра на  $\beta$ -распад описывается силовой функцией  $S_\beta(E_i)$ . Вероятность заселения  $b(E)$  связана с силовой функцией  $S_\beta(E_i)$  соотношением:

$$b(E_i) = k S_\beta(E_i) f(Z, Q_\beta - E_i). \quad (4)$$

Здесь  $k = T_{1/2}$ ;  $f(Z, Q_\beta - E_i)$  — функция Ферми, характеризующая кинематику  $\beta$ -распада.

В итоге

$$P_{df} = \frac{\sum_i f(Z, Q_\beta - E_i) S_\beta(E_i) \Gamma_f(E_i) \Gamma_t(E_i)^{-1}}{\sum_i f(Z, Q_\beta - E_i) S_\beta(E_i)}. \quad (5)$$

**Силовая функция.** Силовая функция  $S_\beta(E_i)$  [9, 10] может быть представлена в виде

$$\sum_J \rho_J(E_i) |Mif|^2 / \tau_0 \text{ МэВ}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (6)$$

где  $|Mif|^2$  — средняя вероятность перехода на конечный уровень  $f$  с энергией  $E_i$ ;  $\rho_J(E)$  — плотность уровней дочернего ядра со спином и четностью, удовлетворяющими правилам отбора по моменту  $J$ ;  $\tau_0$  — универсальная временная константа  $\beta$ -распада.

Обычно используются три предположения о виде силовой функции  $S_\beta(E)$  при анализе запаздывающего деления:

1)  $S_\beta(E) = \text{const}$ ,  $E > C$ ;  $S_\beta(E) = 0$ ,  $E < C$ ;

2)  $S_\beta(E) \sim \rho(E)$ , где  $\rho(E)$  — плотность уровней дочернего ядра;

3)  $S_\beta(E)$  вычисляется на основе гросс-теории  $\beta$ -распада.

Переходы типа Ферми сосредоточены в узком интервале энергии ( $> 0,3$  МэВ) в области изобарно-аналогового состояния, лежащего для тяжелых ядер при энергии около 20 МэВ, т. е. значительно выше энергий возбуждения дочерних ядер актиноидов, образовавшихся после  $\beta$ -распада. Поэтому в интересующей нас области переходы гамов-теллеровские или запрещенные.

Для интерпретации экспериментальных данных при изучении нейтронодефицитных ядер успешно использовалось приближение 1 [11, 12], а для нейтроноизбыточных — приближение 2 [13, 14]. Однако ни первое, ни второе предположения о виде  $S_\beta(E)$  полностью не отражают влияния реальной ядерной структуры на элементы матрицы  $\beta$ -перехода, так как при этом не учитываются правила отбора. Определенная на основе гросс-теории  $\beta$ -распада  $S_\beta(E)$  — более совершенный вариант представления силовой функции. В этом случае учитываются одночастичные правила отбора и ядерная структура, правда, весьма упрощенная.

В последнее время было показано существование низколежащих структур в силовой функции, существенно влияющих на запаздывающие процессы [15], и эти структуры рассчитаны «микроскопическим» методом для некоторых ядер в области актиноидов.

Так была рассчитана силовая функция для  $\mathcal{G}T$   $\beta$ -распада  $^{236}\text{Pa}$  и  $^{238}\text{Pa}$ . При этом деформация ядер  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  во внимание не принималась. Матрицу гамильтониана  $H = H_{\text{sp}} + H_{\text{int}}$  диаго-

нализировали численно на базе одночастичных протонных и нейтронодырочных состояний с моментом  $I^+$ . При этом  $H_{\text{int}} = \mathcal{G}_1 (\sigma_1 \sigma_2) (\tau_1 \tau_2)$ , где  $\mathcal{G}_1$  — константа взаимодействия.

Имеется два типа коллективных состояний для  $\mathcal{GT}$   $\beta$ -переходов, которые могут находиться в окне  $Q_\beta$ : состояния поляризации остова и состояния типа обратный спин-флип.

Для тяжелых ядер в результате теоретического расчета получены приведенные вероятности  $\beta$ -переходов  $B(M1, \sigma)$  в эти состояния. На рис. 3 даны силовые функции  $\mathcal{GT}$   $\beta$ -распада для  $^{236}\text{Pu}$  и  $^{238}\text{Pu}$ . Качественно поведение  $S_\beta$  не изменяется, если параметры, заложенные в расчет, варьируются в разумных пределах.

Силовые функции для ядер  $^{232}\text{Pu}$ ,  $^{244}\text{Cm}$ ,  $^{248}\text{Fm}$ , испытывающих электронный захват, определяли на основе следующих предполо-

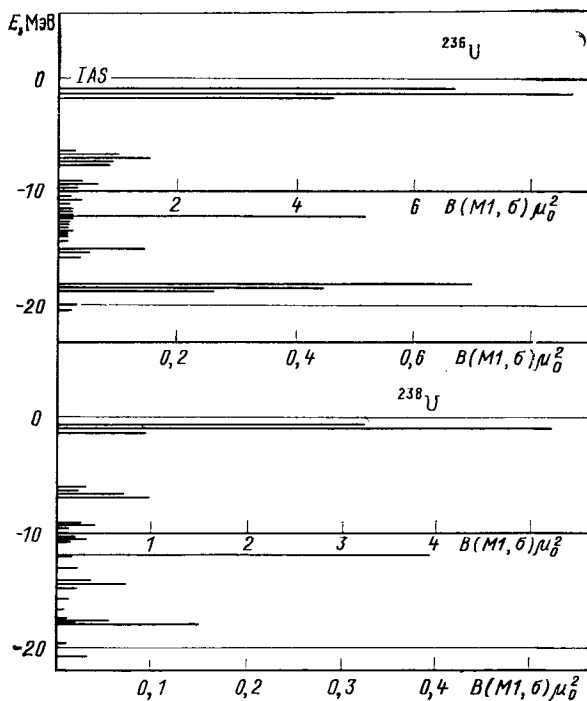


Рис. 3. Расчетная гамов-теллеровская силовая функция  $S_\beta$  для ядер  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$

жений [17, 18]. Квазичастицы равномерно распределены по  $h_{9/2}$ ,  $i_{13/2}$ ,  $f_{7/2}$  протонной и  $g_{9/2}$ ,  $i_{11/2}$ ,  $j_{15/2}$  нейтронной подболоккам. Гамильтониан  $H = \mathcal{G}_0 (\tau\tau)/2 + \mathcal{G}_1 (\tau\tau) (\sigma\sigma)/2$  системы диагонализирована на базисных состояниях 1—4. При этом  $\Delta_n = \Delta_p =$

$= \Delta = 0,4$  МэВ, а спин материнского состояния предполагается равным  $I^+$ :

1.  $p_{i_{13/2}} \rightarrow (n_{i_{11/2}} \otimes n_{i_{11/2}})_{0^+}, E = 0;$
2.  $p_{i_{13/2}} \rightarrow (n_{i_{11/2}} \otimes n_{i_{11/2}})_{2^+}, E = 2\Delta_n;$
3.  $p_{i_{13/2}} \rightarrow (n_{i_{11/2}} \otimes n_{i_{11/2}})_{0^+}, E = 2\Delta_n;$   
 $\rightarrow (p_{i_{13/2}} \otimes p_{i_{13/3}})_{2^+};$
4.  $\left. \begin{matrix} p_{i_{13/2}} \\ n_{i_{11/2}} \end{matrix} \right\} \rightarrow [(p_{i_{13/2}} \otimes n_{i_{11/2}})_{1^+} \otimes (p_{i_{13/2}} \otimes n_{i_{11/2}})_{1^+}]_{0^+, 2^+},$   
 $E = 2\Delta_p + 2\Delta_n.$

Основная неопределенность в положении пиков  $S_\beta$  обусловлена энергией спаривания. Учет деформации ядер должен привести к расширению пиков не более чем на 1 МэВ.

**Делительная и радиационная ширины.** Делительную ширину  $\Gamma_f$  определяют соотношением

$$\Gamma_f = p(E) [2\pi\rho(E)]^{-1}, \quad (7)$$

где  $p(E)$  — проницаемость барьера;  $\rho(E)$  — плотность уровней. Проницаемость двугорбого барьера  $p(E)$  определяется решениями уравнения Шредингера для отраженной и падающей волн, когда потенциал задается сопряженными параболой, аппроксимирующими двугорбый барьер (см. [19, 20]). Для одnogорбого барьера проницаемость описывается классической формулой [21]:

$$p(E) = \{1 + \exp[(2\pi/\hbar\omega)(B_f - E)]\}^{-1}, \quad (8)$$

где  $B_f$  — максимальная высота барьера;  $\hbar\omega$  — кривизна барьера.

Плотность уровней при низких энергиях возбуждения  $E < < 3$  МэВ целесообразно представить зависимостью (9), получаемой на основе модели постоянной ядерной температуры [22]:

$$\rho_1(E) = T^{-1} \exp[(E - E_0) T^{-1}]. \quad (9)$$

При увеличении энергии возбуждения более корректно описывать плотность уровней с использованием модели ферми-газа:

$$\rho_2(E) = A_0 \exp(2\sqrt{aE}). \quad (10)$$

Энергия  $E_x = U_x + C$ , при которой следует спивать функции  $\rho_1(E)$  и  $\rho_2(E)$ , лежит в интервале от 2,5 до 3,5 МэВ. При этом  $U_x = 2,5 + 150A^{-1}$ ;  $C = 26A^{-1/2}$ . Ядерная температура в области массовых чисел  $\geq 200$  заключена в пределах от 0,30 до 0,45 МэВ. Величина  $E_0$  мала по сравнению с  $Q_\beta$  рассматриваемых ядер. Параметр  $a$  для деформированных ядер связан с массовым числом  $A$  следующей зависимостью:  $a = 0,120A$ . Ширину  $\Gamma_\gamma$  вычисляют,

как правило, лишь с учетом переходов типа  $E1$ . Если принять, что вероятность перехода подчиняется правилу  $E_\gamma^3$ , и интегрировать по конечным состояниям, то

$$\Gamma_\gamma(E, J^\pi) = C_1 A^{2J^3} D(E, J^\pi) \sum_{J_f=|J-1|}^{J+1} \int_0^E \rho(\varepsilon, J_f^\pi) (E-\varepsilon)^3 d\varepsilon, \quad (11)$$

где  $J_f$  — спин конечного состояния;  $C_1 = 0,002 \cdot 10^{-6}$  МэВ<sup>-3</sup> [23].

При низких энергиях возбуждения отношение  $\Gamma_f/\Gamma_t = \Gamma_f(\Gamma_f + \Gamma_\gamma)^{-1}$  можно выразить через проницаемость первого барьера  $P_A = 2\pi\rho\Gamma_f$  и радиационную проницаемость  $P_\gamma = 2\pi\rho\Gamma_\gamma$ :

$$\Gamma_f/\Gamma_t = P_A (P_A + P_\gamma)^{-1} R; \quad (12)$$

здесь  $R$  — вероятность деления из нижнего состояния во второй яме [24]. Величину  $P_A$  определим соотношением (8). Вычисление функции  $P_\gamma$  можно осуществить при детальном учете структуры начальных и конечных состояний ядра, испытывающего  $\beta$ -распад. Хорошие результаты дает полуэмпирическая формула

$$P_\gamma(E) = C_\gamma T^4 \exp(E/T), \quad (13)$$

где  $T$  — ядерная температура;  $C_\gamma$  — постоянная.

В этом соотношении не учитывается спиновая зависимость  $P_\gamma$ , что не слишком существенно ввиду слабого влияния спина на эту величину. Если  $Q_\beta$  меньше на 1—2 МэВ, чем  $B_A$ , то интеграл (16) можно выразить через элементарные функции и вероятность запаздывающего деления после электронного захвата и  $\beta$ -распада можно представить соотношениями:

$$P_{ec} = 6Ra^{-3}Q^{-3}C_\gamma^{-1}\Theta^{-4} \exp\left\{-\frac{Q}{\Theta} - \frac{2\pi}{\hbar\omega_A}(B_A - Q)\right\}; \quad (14)$$

$$P_{\beta f} = 720Ra^{-6}Q^{-6}C_\gamma^{-1}\Theta^{-4} \exp\left\{-\frac{Q}{\Theta} - \frac{2\pi}{\hbar\omega_A}(B_A - Q)\right\}, \quad (15)$$

где  $a = (2\pi/\hbar\omega_A) - \Theta^{-1}$  (см. работу [24]).

Формулы (14), (15) связывают вероятность запаздывающего деления с высотой внутреннего барьера  $B_A$  и кривизной  $\hbar\omega_A$ . Из них следует, что вероятность запаздывающего деления при одинаковых значениях основных параметров  $Q_\beta$ ,  $B_A$ ,  $\hbar\omega_A$  выше в процессе электронного захвата, чем при  $\beta$ -распаде. Это объясняется большей вероятностью заселения высоколежащих уровней в нейтронодефицитных ядрах. Отношение  $\Gamma_f/\Gamma_n$ , необходимое для расчета  $P_{df}$  для нейтроноизбыточных ядер, можно вычислить по формулам работы [25].

Основные формулы расчета  $P_{df}$  для нейтронодефицитных ядер:

$$P_{df} = \int_C^{Q_{ec}-B_R} b(E) \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_\gamma}(E) dE \Big/ \int_C^{Q_{ec}-B_R} b(E) dE, \quad (16)$$



где  $b(E)$  — вероятность заселения уровней в области энергии возбуждения  $E$ ;  $\Gamma_f(E, J^\pi)$  — делительная ширина и  $\Gamma_\gamma(E, J^\pi)$  —  $\gamma$ -ширина;  $J^\pi$  — спин и четность;  $Q_{ec}$  — энергия электронного захвата,  $B_k$  — энергия связи  $k$ -электрона;

$$b(E) = S_{ec}(E) f(Z, Q_{ec} - E). \quad (17)$$

Здесь  $f(Z, Q_{ec} - E)$  — функция Ферми. Для электронного захвата

$$f(Z, Q_{ec} - E) \sim (Q_{ec} - E - B_k)^2.$$

Для нейтроноизбыточных ядер расчет  $Pdf$  можно провести по формуле

$$Pdf = \int_c^{Q_\beta} b(E) \Gamma_f(E) / \Gamma_t(E) dE \Big/ \int_c^{Q_\beta} b(E) dE, \quad (18)$$

где  $\Gamma_t(E) = \Gamma_f(E) + \Gamma_\gamma(E) + \Gamma_n(E)$ . Функция Ферми  $f(Z, Q_\beta - E) \sim (Q_\beta - E)^5$ .

## 2. ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

### Открытие запаздывающего деления нейтронодефицитных ядер.

Запаздывающее деление впервые наблюдалось при облучении  $^{233}\text{U}$  ионами  $^{10}\text{B}$  и  $^{11}\text{B}$  [1]. Первые поисковые эксперименты были специально подготовлены для изучения делящихся ядер с большим дефицитом нейтронов. Разработанная методика позволяла регистрировать деление ядер, образующихся с сечением  $10^{-34}$  —  $10^{-35}$  см<sup>2</sup>. Эксперименты обеспечивались высокой интенсивностью пучков ускоренных тяжелых ионов (100 мкА В<sup>+2</sup> и Ne<sup>+4</sup>) и прочными мишенями, позволяющими реализовать высокие токи. Для регистрации осколков деления использовали низкофоновые твердотельные трековые детекторы с эффективностью регистрации осколков деления  $0,90 \pm 0,05$ .

Эксперимент осуществляли на пробнике с наклонной мишенью и подвижными трековыми детекторами. Наклон мишени к направлению пучка тяжелых ионов составлял 9°. Таким образом энергию пучка распределяли по большой поверхности, что позволяло простыми средствами обеспечить охлаждение мишени. С другой стороны, ядра отдачи, образующиеся в ядерных реакциях, тормозились в тонком поверхностном слое вещества, равном  $\lambda \sin \alpha$ , где  $\lambda$  — пробег иона в материале мишени;  $\alpha$  — угол наклона мишени к направлению падения тяжелых ионов (рис. 4). В результате эффективность выхода осколков деления из вещества весьма высока. Экран над мишенью, игравший роль цилиндра Фарадея, и электрическая изоляция мишени с охлаждающим контуром

позволяли надежно измерять ток ионов (см. рис. 4). После цикла облучения мишени тем или иным флюенсом тяжелых ионов над мишенью автоматически устанавливали твердотельные детекторы, время переноса которых от камеры хранения до мишени составляло  $\geq 10$  с. Кассетная система установки детекторов обеспечивала их быструю замену, что особенно важно при значительной активации мишени в экспериментах, когда сечение образования делящихся ядер около  $10^{-34}$  см<sup>2</sup> и, следовательно, флюенсы ускоренных частиц велики.

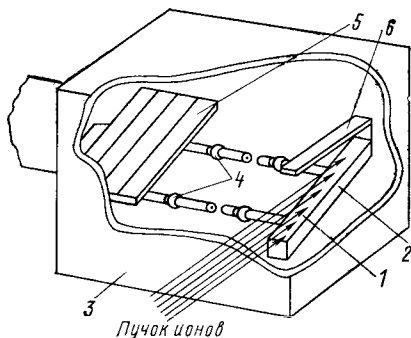


Рис. 4. Схема пробника с наклонной мишенью:

1 — мишень; 2 — охлаждаемый корпус; 3 — корпус головки пробника; 4 — изоляторы; 5 — подвижные твердотельные детекторы; 6 — экран

В первых экспериментах на циклотроне многозарядных ионов У-300 ионами  $^{10}\text{В}$  и  $^{11}\text{В}$  облучали изотоп  $^{233}\text{U}$ . Интенсивность ионов бора достигала около  $10^{14}$  част./с. При энергиях  $^{11}\text{В}$  больших 75 МэВ были зарегистрированы осколки деления ядер с минутными периодами полураспада. Кривую распада синтезированных нуклидов четко разделяли на две экспоненты, которым соответствовали периоды полу-

распада  $5 \pm 1$  с и  $2,6 \pm 0,2$  мин. Подробно изучали распад ядер с периодом 2,6 мин. Влияние короткоживущей компоненты исключалось задержкой регистрации осколков деления на 33 с. При этом число тяжелых ионов в каждом цикле облучения составляло  $6 \cdot 10^{16}$  ионов, а пробег в U равен  $4,5$  мг/см<sup>2</sup>.

После обнаружения эффекта была измерена функция возбуждения реакции, ведущей к образованию нуклидов с  $T_{1/2} = 2,6$  мин. Эксперименты производили с тонкой мишенью, в которой максимальные потери энергии ионов  $^{11}\text{В}$  не превышали 1 МэВ. Для каждой энергии ускоренных ионов кроме измерения выхода делящихся ядер снимали кривые их распада (рис. 5). По кривым распада можно было судить, что в интервале энергии ионов  $^{11}\text{В}$  от 75 до 83 МэВ в реакции  $^{233}\text{U} + ^{11}\text{В}$  синтезируется один и тот же делящийся нуклид с периодом полураспада  $T_{1/2} = 2,6$  мин. Функция возбуждения реакции представлена на рис. 6. Оценка сечения образования делящегося изотопа при энергии, соответствующей его максимальному выходу, дает  $2 \cdot 10^{-33}$  см<sup>2</sup>. При облучении  $^{233}\text{U}$  ионами  $^{10}\text{В}$  энергией 60 МэВ также был обнаружен делящийся продукт с периодом полураспада  $T_{1/2} = 2,6$  мин примерно с таким же сечением образования. В контрольных экспериментах, когда облучали толстую мишень ( $4,5$  мг/см<sup>2</sup>) из  $^{235}\text{U}$  ионами  $^{11}\text{В}$  энергией

74 и 82 МэВ, осколки деления изотопов с периодами полураспада в минутном диапазоне зарегистрированы не были. Деления не наблюдали и в реакциях  $^{235}\text{U} + ^{10}\text{B}$  и  $^{232}\text{Th} + ^{10}\text{B}$  при энергии ионов  $^{10}\text{B}$ , равной 60 МэВ. Контрольные эксперименты подтвердили надежность полученных результатов, так как в них не наблюдали постороннего фона, сравнимого с эффектом. Вместе с тем вид функции возбуждения в реакции  $^{233}\text{U} + ^{11}\text{B}$  исключал испарительную реакцию типа  $^{233}\text{U} (^{11}\text{B}, \alpha n)$ , по кривой возбуждения

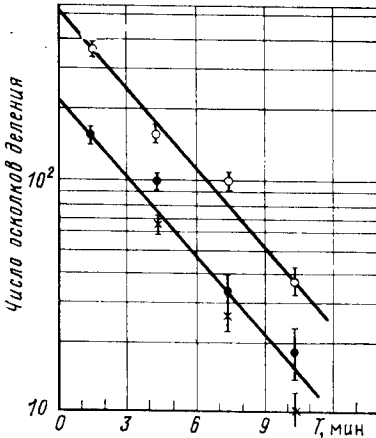


Рис. 5. Кривые распада  $^{234}\text{Am}$ , образующегося в реакциях  $^{233}\text{U} + ^{10}\text{B}$  (светлые точки) при энергии  $E_{10\text{B}} = 60$  МэВ и  $^{233}\text{U} + ^{11}\text{B}$  (темные точки) при энергии  $E_{11\text{B}} = 75$  МэВ; крестики — энергии  $E_{11\text{B}} = 80$  МэВ. Кривые получены по измерениям осколков запаздывающего деления

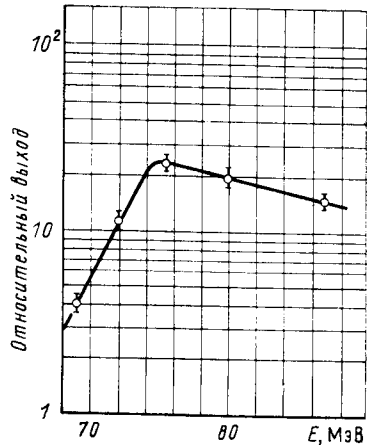


Рис. 6. Функция возбуждения реакции  $^{233}\text{U} (^{11}\text{B}, \alpha n) ^{234}\text{Am}$

которой можно было бы идентифицировать синтезированный делящийся нуклид. По своему характеру функция возбуждения

соответствовала ядерным реакциям с испусканием заряженной частицы. Скорее всего можно было предположить, что делящиеся ядра возникают в реакциях типа  $^{233}\text{U} (^{11}\text{B}, \alpha n)$  и  $^{233}\text{U} (^{10}\text{B}, \alpha n)$ . Таким образом, испарительная реакция могла бы протекать при облучении ионами бора мишени, которая легче на  $\alpha$ -частицу, чем  $^{233}\text{U}$ , т. е. при облучении продукта распада  $^{233}\text{U}$  изотопа  $^{229}\text{Th}$ . Однако  $^{229}\text{Th}$  содержит примесь изотопа  $^{228}\text{Th}$  с периодом полураспада  $T_{1/2} = 1,9$  года, который создает высокий фон  $\alpha$ -излучения. Более подходящая мишень  $^{230}\text{Th}$ , хотя сечение образования делящегося продукта при облучении  $^{230}\text{Th}$  ионами бора ниже, чем в реакциях с легким изотопом  $^{229}\text{Th}$ .

Мишень содержала изотопы  $^{230}\text{Th}$  и  $^{232}\text{Th}$ . Для повышения прочности мишени в активное вещество добавляли органические

соединения и смесь активного вещества с органикой наносили на алюминиевую подложку, затем органику выжигали. Толщина мишени по изотопу  $^{230}\text{Th}$  составляла  $250 \text{ мкг/см}^2$ . С учетом наклона мишени толщина ее для ускоренных ионов равна  $1,2 \text{ мг/см}^2$ . Потери энергии ускоренных ионов бора при полном пробеге мишенного материала (с учетом изотопа  $^{232}\text{Th}$  толщина мишени  $2,4 \text{ мг/см}^2$ ) составляли около  $1,5 \text{ МэВ}$ .

В процессе облучения ториевой мишени ускоренными ионами изотопов бора  $^{10}\text{B}$  и  $^{11}\text{B}$  в интервале энергий от  $50$  до  $90 \text{ МэВ}$  были зарегистрированы осколки деления ядра, распадающегося с периодом полураспада  $2,6 \text{ мин}$ . Форма функции возбуждения соответствовала испарительным реакциям с испусканием из составного ядра шести и семи нейтронов. Положения найденных экспериментально максимумов функций возбуждения в реакциях  $^{230}\text{Th} (^{10}\text{B}, 6n) ^{234}\text{Am}$  и  $^{230}\text{Th} (^{11}\text{B}, 7n) ^{234}\text{Am}$  при энергиях ионов бора  $70,5$  и  $82 \text{ МэВ}$  соответственно совпадали с их расчетными положениями, когда значение ядерной температуры составного ядра принимали равным  $1,5 \text{ МэВ}$ . Таким образом, делящиеся ядра с периодом полураспада  $2,6 \text{ мин}$  были идентифицированы как ядра изотопа  $^{234}\text{Am}$ .

Возможное влияние  $^{232}\text{Th}$ , присутствующего в материале мишени, на выход делящегося изотопа  $^{234}\text{Am}$  было исключено контрольными экспериментами, в которых мишень из  $^{232}\text{Th}$  толщиной  $5 \text{ мг/см}^2$  облучали ионами бора энергиями  $70,5$  и  $82 \text{ МэВ}$ , соответствующими максимальному выходу  $^{234}\text{Am}$ . В этих экспериментах делящихся продуктов с периодами полураспада в минутном интервале временной шкалы не наблюдали. Фон был обусловлен делением урана, содержащегося в стеклянных детекторах. Вносимая наличием фона погрешность в измерения не превышала  $5\%$ .

Сечения образования делящихся ядер  $^{234}\text{Am}$  в реакциях  $^{230}\text{Th} (^{10}\text{B}, 6n) ^{234}\text{Am}$ ;  $^{230}\text{Th} (^{11}\text{B}, 7n) ^{234}\text{Am}$ , рассчитанные на основе экспериментальных данных, равны соответственно  $(5,7 \pm 0,5) \times 10^{-34} \text{ см}^2$  и  $(5,4 \pm 0,5) 10^{-34} \text{ см}^2$  в максимумах функции возбуждения.

При энергиях ускоренных ионов  $^{10}\text{B}$ , больших  $82 \text{ МэВ}$ , наблюдались делящиеся ядра с периодом полураспада  $1,4 \text{ мин}$ . Максимум функции возбуждения этого излучателя был сдвинут на  $12 \text{ МэВ}$  в сторону больших энергий. Наличие изотопа с периодом полураспада  $1,4 \text{ мин}$  учитывали при расчете сечения образования  $^{234}\text{Am}$ .

Делящиеся ядра с периодом полураспада  $T_{1/2} = 1,4 \text{ мин}$  изучали в специально поставленных экспериментах, когда время облучения мишени, задержка до регистрации осколков деления и время регистрации выбирали оптимальным образом для выделе-

ния периода полураспада 1,4 мин. Полная расчетная эффективность регистрации составляла около 15% с учетом потерь на распад во время облучения и задержки. Кривая распада приведена на рис. 7. На рис. 8 представлена функция возбуждения делящегося нуклида с периодом полураспада 1,4 мин при нормировке числа осколков в каждой точке на  $2,53 \cdot 10^{17}$  ионов  $^{10}\text{В}$ . Форма функции возбуждения — колоколообразная с полушириной

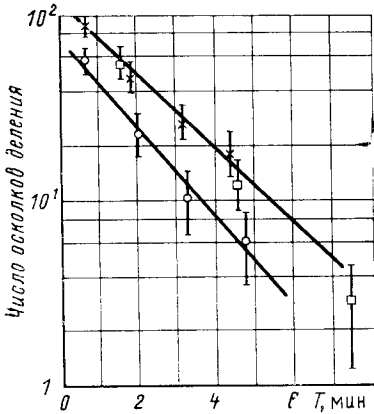


Рис. 7. Кривые распада изотопа  $^{232}\text{Am}$ , полученные в результате регистрации осколков запаздывающего деления реакции  $^{230}\text{Th} (^{10}\text{В}, 8n) ^{232}\text{Am}$  при различных энергиях ионов  $^{10}\text{В}$ :  
 $\times, \square$  —  $E_{^{10}\text{В}} = 88,5$  МэВ;  $\circ$  —  $E_{^{10}\text{В}} = 82$  МэВ

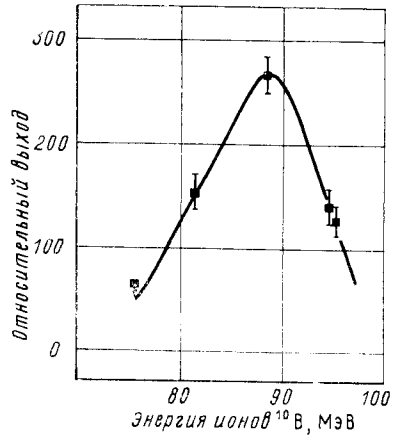


Рис. 8. Функция возбуждения реакции  $^{230}\text{Th} (^{10}\text{В}, 8n) ^{232}\text{Am}$

14 МэВ, характеризует ядерную реакцию, протекающую через составное ядро с испарением нейтронов. Из данных о положении

максимума функции возбуждения и ее полуширины на уровне 0,5 следовало, что наблюдали осколки деления продукта реакции  $^{230}\text{Th} (^{10}\text{В}, 8n) ^{232}\text{Am}$ . Таким образом, делящийся нуклид с периодом полураспада 1,4 мин был идентифицирован как  $^{232}\text{Am}$ . Измеренное в экспериментах сечение образования  $^{232}\text{Am}$  в максимуме функции возбуждения при энергии  $^{10}\text{В}$  равно  $(2,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-33}$  см<sup>2</sup>.

Анализ периодов полураспада и энергий распада по отношению к  $\epsilon$ -захвату и  $\alpha$ -распаду легких изотопов Np позволил прийти к выводу о возможности наблюдения запаздывающего деления у изотопов Np. Для проверки этого предположения висмутовую наклонную мишень эффективной толщиной 9,5 мг/см<sup>2</sup> облучали ускоренными ионами  $^{22}\text{Ne}$  с интенсивностью  $10^{14}$  ион/с. Периоды

облучения длились 4 мин, а затем над облученным веществом последовательно устанавливали четыре детектора, каждый из которых находился в режиме регистрации 1 мин. В таком эксперименте при облучении мишени ионами неона энергией 110 МэВ наблюдали делящийся изотоп с периодом полураспада  $60 \pm 5$  с. На рис. 9 приведена кривая распада, полученная в двух независимых экспериментах с помощью твердотельных детекторов. Функция возбуждения делящегося изотопа получена в процессе облучения тонкой висмутовой мишени ионами  $^{22}\text{Ne}$  (пробег иона

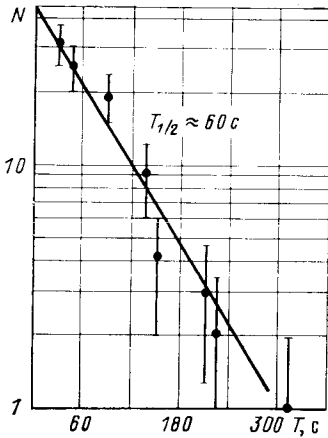


Рис. 9. Кривая распада изотопа  $^{228}\text{Np}$ , полученная при регистрации осколков запаздывающего деления в  $^{209}\text{Bi}$  ( $^{22}\text{Ne}$ ,  $3n$ )-реакции

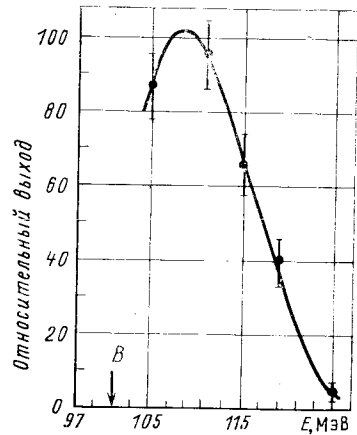


Рис. 10. Функция возбуждения реакции  $^{209}\text{Bi}$  ( $^{22}\text{Ne}$ ,  $3n$ )  $^{228}\text{Np}$

$^{22}\text{Ne}$  составлял  $2,1 \text{ мг/см}^2$ ). При этом фон, обусловленный делением примесного урана в детекторах, определяли по числу треков, зарегистрированных на частях твердотельных детекторов, защищенных от осколков деления продуктов ядерной реакции  $^{209}\text{Bi}$  ( $^{22}\text{Ne}$ ,  $xn$ ).

Форма и положение максимума функции возбуждения нуклида с  $T_{1/2} = 60$  с (рис. 10) соответствовали ядерной реакции, протекающей через образование составного ядра с испарением трех нейтронов. Образование делящихся изотопов в реакциях  $^{209}\text{Bi}$  ( $^{22}\text{Ne}$ ,  $p2n$ ) и  $^{209}\text{Bi}$  ( $^{22}\text{Ne}$ ,  $p3n$ ) исключалось постановкой контрольных экспериментов по облучению свинца неоном. В реакциях  $^{208}\text{Pb}$  ( $^{22}\text{Ne}$ ,  $4n$ ) и  $^{208}\text{Pb}$  ( $^{22}\text{Ne}$ ,  $3n$ ) делящихся продуктов с периодом полураспада около 1 мин не наблюдалось в широком

интервале энергий  $^{22}\text{Ne}$ . Не было зарегистрировано деление и в экспериментах при облучении  $^{209}\text{Bi}$  ионами  $^{18}\text{O}$  энергией, достаточной для протекания реакции  $^{209}\text{Bi} (^{18}\text{O}, \alpha 3n)$ . Совокупность проведенных экспериментов позволила идентифицировать делящийся изотоп с периодом 60 с как  $^{228}\text{Np}$ . Сечение образования делящихся ядер в максимуме функции возбуждения реакции  $^{209}\text{Bi} (^{22}\text{Ne}, 3n)$  равно  $4,5 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2$ .

Таким образом, на пучках тяжелых ионов были синтезированы ядра  $^{228}\text{Np}$ ,  $^{232}\text{Am}$  и  $^{234}\text{Am}$ , дочерние продукты которых  $^{228}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Pu}$  и  $^{234}\text{Pu}$  испытывают деление из возбужденных состояний, возникших после электронного захвата. Для нейтронодефицитных ядер — дочерних продуктов  $^{228}\text{Np}$  и  $^{232}, ^{234}\text{Am}$  — энергия отделения нейтрона  $B_n > Q_{\text{ес}}$ , и, следовательно, теоретический расчет вероятности запаздывающего деления идентифицированных ядер можно вести по формуле (16) без учета возможного испускания запаздывающих нейтронов. Вероятность запаздывающего деления на основе экспериментальных данных можно вычислить по соотношению (2).

Запаздывающее деление ядер  $^{232}\text{Am}$  исследовали в ядерных реакциях  $^{237}\text{Np} (\alpha, 9n) ^{232}\text{Am}$  при облучении нептуния  $\alpha$ -частицами энергией 104 МэВ [26]. В этой реакции наблюдали делящиеся ядра с сечением образования  $(5 \pm 1) \cdot 10^{-33} \text{ см}^2$ . В процессе эксперимента ядра отдачи, вышедшие из мишени толщиной 100 мкг/см<sup>2</sup>, тормозились в расположенной в 5 мм от мишени графитовой пленке толщиной 100 мкг/см<sup>2</sup>. После облучения пленку-сборник с помощью пневмопочты переносили в пространство между двумя близко расположенными поверхностно-барьерными детекторами, находящимися на расстоянии 60 см от облучаемой мишени. При распаде продуктов реакций одновременно регистрировали осколки деления и  $\alpha$ -частицы. Кривая распада делящихся ядер, идентифицированных как  $^{232}\text{Am}$ , приведена на рис.

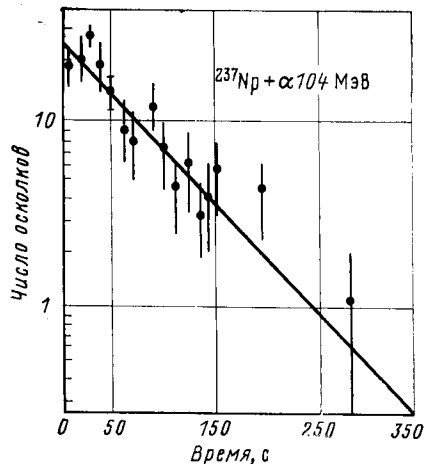


Рис. 11. Кривая распада  $^{232}\text{Am}$ , полученная в результате регистрации запаздывающего деления в  $^{237}\text{Np} (\alpha, 9n)$ -реакции

11. Другие возможные ядра исключались по ряду соображений. Так, если предположить, что наблюдавшийся распад связан с образованием ядра  $^{228}\text{Np}$ , то из экспериментальных данных вероятность запаздывающего деления этого ядра окажется на

несколько порядков выше значений, полученных в работах [2, 27]. Если бы источником осколков деления был  $^{231}\text{Pu}$ , то его вероятность  $P_{df}$  должна быть около 8%. При этой вероятности запаздывающего деления параметры барьера этого изотопа оказываются такими, что его рассчитанный период полураспада по отношению к спонтанному делению около  $10^3$  мин. Последнее обстоятельство противоречит периодам порядка  $10^{10}$  лет, известным для соседних изотопов нештунгия и плутония. Другие ядра исключались на том основании, что их осколки деления не наблюдали в реакциях на тяжелых ионах, ведущих к образованию изотопов  $^{232}\text{Am}$  и  $^{234}\text{Am}$  [3].

Данные об  $\alpha$ -распаде изотопа  $^{232}\text{Am}$  были получены в результате измерений совпадений  $\alpha$ -частиц, которые испускаются соседними  $\alpha$ -излучателями, входящими в цепь превращений  $^{232}\text{Am}$ , с периодами полураспада в микросекундном диапазоне. Отношение вероятностей  $\alpha$ -распада и электронного захвата было оценено с точностью около 50%. Сечение  $\sigma_{ec} = (0,4_{-0,2}^{+1,2})$  мкб было вычислено по измеренному сечению образования  $^{232}\text{Am}$  на основании выхода  $\alpha$ -активных ядер. Наблюдающееся некоторое расхождение между периодами полураспада  $^{232}\text{Am}$ , изученными в реакциях на  $\alpha$ -частицах и тяжелых ионах, объясняется малой статистикой и, по-видимому, значительным фоном в экспериментах на пучках  $\alpha$ -частиц. Впрочем, согласие достаточно хорошее и лежит в пределах погрешностей экспериментов.

Дальнейшее развитие работ по изучению запаздывающего деления нейтронодефицитных ядер связано с изучением деления в процессе электронного захвата нечетно-нечетных изотопов бериллия, эйнштейния и менделевия.

Изотопы  $^{240}\text{Bk}$ ,  $^{242}\text{Bk}$ ,  $^{246}\text{Es}$ ,  $^{248}\text{Es}$  были получены при облучении толстых урановых и ториевых мишеней ионами  $^{14}_7\text{N}$  с интенсивностью пучка ионов до  $10^{14}$  с $^{-1}$ . Активное вещество наносили на наклонную мишень, которую облучали на внутренних орбитах циклотрона. Для регистрации осколков деления применяли полиэтилентерефталатную пленку толщиной 15 мкм. После химической обработки пленки треки осколков подсчитывали с помощью оптического микроскопа. В некоторых экспериментах регистрацию актов деления ядер производили твердотельными пробойными детекторами, принцип действия которых основан на ослаблении диэлектрической прочности пленки в момент прохождения через нее осколка деления и пробое ее в этом месте приложенным к пленке напряжением [28, 29].

При энергиях ионов азота в интервале от 74 до 76 МэВ синтезировали ядра  $^{248}\text{Es}$  и  $^{242}\text{Bk}$  в реакциях  $^{238}\text{U} (^{14}\text{N}, 4n) ^{248}\text{Es}$  и  $^{232}\text{Th} (^{14}\text{N}, 4n) ^{242}\text{Bk}$ .

В этих экспериментах удалось зарегистрировать лишь единичные осколки деления. Несмотря на малую статистику было оцене-



но сечение образования  $^{248}\text{Es}$  и установлен верхний предел вероятности запаздывающего деления  $^{242}\text{Bk}$ .

При облучении  $^{238}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$  ионами  $^{14}\text{N}$  энергией в интервале 92—94 МэВ был зарегистрирован максимальный выход осколков деления ядер, распадающихся с периодами полураспада  $8 \pm 2$  и  $5 \pm 2$  мин. Интервал энергии 92—94 МэВ соответствует максимумам функций возбуждения реакций  $^{238}\text{U} (^{14}\text{N}, 6n) ^{246}\text{Es}$  и  $^{232}\text{Th} (^{14}\text{N}, 6n) ^{240}\text{Bk}$ , а измеренные периоды полураспада равны периодам полураспада изотопов  $^{246}\text{Es}$  и  $^{240}\text{Bk}$ . Эти данные однозначно свидетельствуют о том, что осколки деления принадлежали дочерним продуктам  $^{246}\text{Es}$  и  $^{240}\text{Bk}$ .

Из-за малости сечений образования нуклидов, испытывающих запаздывающее деление в рассмотренных выше реакциях, большое значение приобретает учет возможных источников фоновых осколков деления. Так, при облучении толстой мишени принимали во внимание возможный фон, возникающий при делении активного вещества мишени запаздывающими нейтронами мгновенных осколков деления, жесткими  $\gamma$ -квантами, испускаемыми осколками мгновенного деления, и  $\gamma$ -квантами атомных ядер, образующихся в ядерных реакциях, протекающих в подложке мишени.

Результаты контрольных экспериментов показали, что фон, обусловленный  $\gamma$ -квантами и запаздывающими нейтронами мгновенных осколков деления, устраним введением десятиминутного интервала между облучением мишени тяжелыми ионами и началом регистрации осколков детекторами. Использование подложки из чистого алюминия значительно уменьшает поток  $\gamma$ -квантов и, следовательно, позволяет снизить фон, который возникает при взаимодействии вещества мишени с  $\gamma$ -квантами, генерируемыми в подложке.

В этих же экспериментах было показано, что в толстых мишенях из U и Th возникает уровень фона, недопустимый при изучении запаздывающего деления с периодами полураспада порядка десятков минут и сечениями образования около  $10^{-35}$  см<sup>2</sup>. В результате синтез  $^{244}\text{Es}$  и  $^{248,250}\text{Md}$  осуществляли с помощью методики сбора выбиваемых из тонкой мишени ядер отдачи, которые попадали на сборники, переносившие их к детекторам осколков деления [24]. При этом толщина активного вещества мишени была от 0,5 до 1,0 мг/см<sup>2</sup>, а ток не превышал 5 мкА.

На рис. 12 представлены во времени распределения выходов делящихся ядер, зарегистрированные в реакциях  $^{235}\text{U} (^{14}\text{N}, 5n)$ ,  $^{237}\text{Np} (^{12}\text{C}, 5n) ^{244}\text{Es}$  при энергии ионов 82—86 МэВ с полупериодом запаздывающего деления 37 с и в реакции  $^{243}\text{Am} (^{12}\text{C}, 5n) ^{250}\text{Md}$  с полупериодом  $T_{1/2} = 52$  с. Сопоставление данных по выходу делящихся ядер и дочерних ядер изотопов  $^{244}\text{Es}$  и  $^{250}\text{Md}$ , образующихся после электронного захвата  $^{244}\text{Cf}$  и  $^{250}\text{Fm}$ , позволило оценить сечение выхода излучателей запаздывающего деления.

Для ядер с  $Z > 95$  эффект запаздывающего деления наблюдался с малой статистикой. Основной статистический материал был набран в первом цикле работ по обнаружению и изучению этого

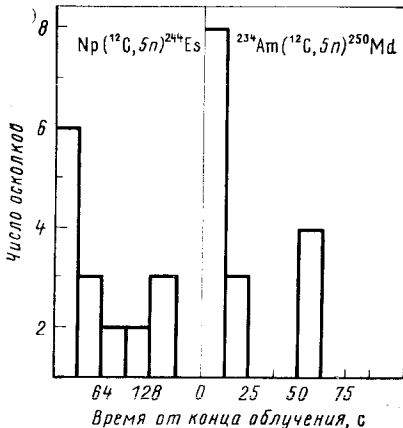


Рис. 12. Распределение по времени осколков запаздывающего деления  $^{244}\text{Es}$  и  $^{250}\text{Md}$

явления для нейтрондефицитных ядер [1—3], что связано с относительно высокими сечениями образования делящихся ядер Np и Am в реакциях на ускоренных тяжелых ионах.

Этим же объясняется и то обстоятельство, что запаздывающее деление изотопов  $^{232}, ^{234}\text{Am}$  наблюдали в различных ядерных реакциях в нескольких лабораториях. При этом характеристики, полученные в экспериментах по запаздывающему делению, хорошо согласовывались.

**Запаздывающее деление нейтроноизбыточных ядер.** На возможность наблюдения запаздывающего деления ней-

троноизбыточных ядер впервые указано в [30]. Первые экспериментальные результаты по запаздывающему делению нейтроноизбыточных ядер получены в процессе синтеза изотопа  $^{238}\text{Pa}$  [31]. В дальнейшем изучалось запаздывающее деление изотопов  $^{234}, ^{236}, ^{238}\text{Pa}$  [32].

Характеристики распада этих изотопов [32], реакции их синтеза, сечения образования, энергии и интенсивности облучающих частиц приведены в табл. 1.

Таблица 1

Характеристики изотопов протактиния и ядерные реакции синтеза

Изотоп	$I\pi$	$T_{1/2}$ , мин	Реакция	$E$ , МэВ	$\sigma$ , см <sup>2</sup>
$^{238}\text{Pa}$	3-	2,3	$^{238}\text{U} (n, p)$	14,7 8—20	$1,5 \cdot 10^{-27}$ $3,0 \cdot 10^{-27}$
$^{236}\text{Pa}$	1-	9,1	$^{238}\text{U} (\gamma, n, p)$	27,0	$1,0 \cdot 10^{-27}$
$^{234}\text{Pa}$	4- 0-	6,7 1,2	$^{232}\text{Th} (\alpha, pn)$ Химическое выделение	36,0 —	$3,0 \cdot 10^{-27}$ —
$^{236}\text{Pa}$	1-	9,1	$^{238}\text{U} (d, \alpha)$	18,0	$1,0 \cdot 10^{-28}$

Сечения реакций с дейтонами и нейтронами энергией 14,7 МэВ были изучены ранее [33]. Для синтеза  $^{238}\text{Pa}$  в нейтронном потоке с энергиями нейтронов от 8 до 20 МэВ, получаемом облучением толстой бериллиевой мишени дейтонами, среднее сечение реакции  $^{238}\text{U}(n, p)$  оценено по спектру нейтронов, функции возбуждения  $(n, p)$ -реакции и известному сечению реакции при 14,7 МэВ. Для других реакций сечения определялись по выходу  $\gamma$ -линий в процессе распада изотопов  $^{234},^{236}\text{Pa}$ . В связи с тем что нейтроны,  $\gamma$ -кванты,  $\alpha$ -частицы и дейтоны обладают высокой проникающей способностью, использовали толстые мишени. Поток частиц сразу падал на 20 слоев U или Th (каждый толщиной 100 мг/см<sup>2</sup>). Слои располагали на расстоянии 4 мм друг от друга и после облучения в промежутки между ними вводили детекторы осколков. Последовательная их замена во времени позволяла измерить кривую распада осколочной активности. При облучении нейтронами урана тонкие слои вещества складывали вплотную. После цикла облучения слои раздвигали и в получившиеся зазоры помещали диэлектрические детекторы из полиэтилентерефталатной пленки.

Несмотря на использование толстых мишеней число регистрируемых делящихся ядер было незначительным, что делало необходимым тщательный анализ возможных источников фона и применение мер к их устранению. В результате принятых мер во всех экспериментах, кроме эксперимента с нейтронами 14,7 МэВ, наблюдаемое число треков осколков деления, возникших в изучаемых ядерных реакциях в процессе запаздывающего деления, превышало уровень фона.

Малое число зарегистрированных осколков и относительно высокий уровень фона позволили лишь приблизительно определить периоды полураспада наблюдаемых активностей. Полученные данные не противоречат значениям известных периодов полураспада  $^{238}\text{Pa}$  и  $^{236}\text{Pa}$ . Анализ ядерных характеристик изотопов, образующихся в реакциях, протекающих параллельно изучаемым, показал, что ни один из возможных продуктов этих реакций не может быть источником осколочной активности ввиду весьма малого времени жизни спонтанно делящихся изомеров ( $\sim 10^{-6}$  с), с одной стороны, и больших периодов полураспада по отношению к спонтанному делению из основного состояния с другой. Запаздывающее деление изотопа  $^{234}\text{Pa}$  обнаружить не удалось.

Число зарегистрированных треков осколков деления нормировалось в экспериментах по отношению к выходу осколков мгновенного деления. Последний определялся по  $\gamma$ -излучению осколка  $^{140}\text{Ba}$ . Полученное отношение позволяло вычислить сечение образования осколочной активности  $\sigma_1^f$  и вероятность запаздывающего деления  $P_{df} = \sigma_1^f / \sigma$ .

Запаздывающее деление  $^{236}\text{Pa}$  изучали в реакции  $^{238}\text{U}(p, 2pn)^{236}\text{Pa}$  [34]. На пучке протонов энергией 1 ГэВ облучали приго-

товленную из уранилнитрата мишень, содержащую 5 г U. Время однократного облучения было равно 7 мин. После химического выделения изотопов Pa из облученного вещества мишени, которое длилось 6 мин, фракцию, содержащую изотопы Pa, но очищенную от урана, помещали между слюдяными детекторами осколков деления. Одновременно с регистрацией осколков деления измеряли  $\gamma$ -спектр изотопов Pa с помощью GeLi-детектора. Полное число синтезированных атомов  $^{236}\text{Pa}$  определяли по распаду наиболее интенсивной линии  $^{236}\text{Pa}$  с энергией  $E = 642$  кэВ. Вклад в интенсивность этой  $\gamma$ -линии  $^{236}\text{Pa}$  за счет примесных изотопов  $^{131}\text{Sb}$ ,  $^{101}\text{Mo}$ ,  $^{118}\text{In}$  составлял не более 20%.

Всего в экспериментах наблюдали девять актов деления ядер, которые приходились на  $7,2 \cdot 10^9$  распадов изотопа  $^{236}\text{Pa}$ . Таким образом, вероятность запаздывающего деления  $^{236}\text{Pa}$  из экспериментов на протонах с энергией 1 ГэВ порядка  $10^{-9}$ .

Полученные экспериментальные данные о запаздывающем делении изотопов Pa приведены в табл. 2. Ввиду малой статистики событий, значительного влияния фона, возникающего в процессе деления U запаздывающими нейтронами и  $\gamma$ -излучением осколков деления, приведенные данные носят ориентировочный характер.

Таблица 2  
Экспериментальные данные о запаздывающем делении изотопов Pa

$\beta$ -Переход	Q, МэВ	Реакция	E, МэВ	$\sigma^f$ , см <sup>2</sup>	$P_{df}$
$^{238}\text{Pa} \rightarrow ^{238}\text{U}$	4,0	(n, p) (n, p)	14,7 8—20	$10^{-33}$ $5 \cdot 10^{-35}$	$6 \cdot 10^{-7}$ $1,0 \cdot 10^{-8}$
$^{236}\text{Pa} \rightarrow ^{236}\text{U}$	3,1	( $\gamma$ , np) (d, $\alpha$ ) (p, 2pn)	27 18 1000	$10^{-36}$ $3 \cdot 10^{-36}$ —	$10^{-9}$ $3 \cdot 10^{-10}$ $10^{-9}$
$^{234}\text{Pa} \rightarrow ^{234}\text{U}$ $^{234}\text{Pa} \rightarrow ^{234}\text{U}$	2,2 2,3	( $\alpha$ , np) Химическое выделение	36 —	$< 10^{-8}$ —	$< 3 \cdot 10^{-12}$ $< 10^{-12}$

Несмотря на это обстоятельство на основе приведенных данных получены сведения о механизме запаздывающего деления, в частности приближенные значения вероятностей запаздывающего деления или верхние границы этих вероятностей для изотопов Pa.

Таким образом, из обширной области, в которой должно наблюдаться запаздывающее деление нейтроноизбыточных ядер, изучены экспериментально лишь изотопы Pa со сравнительно малым избытком нейтронов. С последним обстоятельством связана незначительная статистика наблюдаемых событий.

Невозможность исследования нейтроноизбыточных ядер с  $Q_{\beta} > > V_f$  объясняется отсутствием в настоящее время методов синтеза тяжелых нуклидов с большим избытком нейтронов, доступных для непосредственного измерения их ядерных превращений. Образующиеся в подземных термоядерных взрывах нейтроноизбыточные изотопы претерпевают распад за время, значительно меньшее необходимого для их извлечения.

Получение экспериментальных сведений о запаздывающем делении нейтроноизбыточных ядер, играющем значительную роль в процессе нуклеосинтеза во Вселенной и в импульсных нейтронных потоках термоядерных взрывов, будет возможно при создании новых экспериментальных методов и средств (см., например, разд. 4).

### 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ БАРЬЕРОВ ДЕЛЕНИЯ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ О ЗАПАЗДЫВАЮЩЕМ ДЕЛЕНИИ

За последнее время достигнут значительный прогресс в экспериментальном и теоретическом исследованиях барьеров деления ядер — основной характеристике процесса деления, определяющей стабильность наиболее тяжелых ядер, включая возможное существование сверхтяжелых элементов.

Сегодня основной объем имеющихся экспериментальных данных о барьерах деления относится к области  $90 \leq Z \leq 98$ ,  $140 \leq N \leq 156$ , расположенной в долине  $\beta$ -стабильности. Наиболее детальная и подробная информация получена главным образом в реакциях типа  $(d, pf)$ ,  $(t, pf)$ ,  $({}^3\text{He}, df)$  и др., а также в  $(n, f)$ -реакциях.

Основа современных представлений о барьерах деления тяжелых ядер и их зависимости от  $N$  и  $Z$  — концепция о глубоком влиянии оболочечных эффектов на энергию деформации ядра, согласно которой ядерные оболочки не исчезают при деформации, а лишь видоизменяются. Наиболее плодотворный теоретический метод исследования барьеров деления — макро-, микроскопический подход к определению энергии ядерной деформации, развитый в работах [35] и в особенности [36, 37]. Идея метода заключается в том, что основная часть полной энергии ядра вычисляется макроскопически на основе модели жидкой капли или ее обобщений, а вклад эффектов внутренней структуры учитывается оболочечной поправкой и поправкой на спаривание. Таким образом,

$$E(q, N, Z) = \bar{E}(q, N, Z) + \delta E(q, N, Z),$$

где  $q$  — набор параметров деформации, определяющих форму ядра;  $E(q, N, Z)$  — макроскопическая часть полной энергии, описываю-

щая плавные изменения  $E$ ;  $\delta E(q, N, Z)$  — микроскопическая поправка, которая отражает локальные флуктуации энергии  $E$ , вычисляемая методом Струтинского, когда используется тот или иной одночастичный потенциал для деформированных форм ядра. Исследование поверхности  $E(q, N, Z)$  на экстремумы и приводит к определению барьеров деления.

При сохранении основной идеи существуют различные варианты макро-, микроскопического метода, отличающиеся способом параметризации формы ядерной поверхности  $q$ , выбором конкретной модели для расчета гладкой части  $E$ , типом одночастичного потенциала для расчета микроскопической поправки  $\delta E$ .

Несмотря на это варианты метода приводят к весьма сходным результатам для ядер, лежащих в долине  $\beta$ -стабильности. Поэтому отдать предпочтение какому-либо варианту макро-, микроскопического метода по существующим экспериментальным данным для ядер долины  $\beta$ -стабильности затруднительно.

Вдали от линии  $\beta$ -стабильности предсказания различных вариантов метода отличаются не только количественно, но и качественно. Так, модель жидкой капли в варианте Майерса и Святецкого [35] и модель малой капли или «дропплет»-модель дают прямо противоположные тенденции в изменении макроскопической части барьера в зависимости от  $I = (N - Z)/A$ , что приводит к большим расхождениям для ядер, удаленных от линии  $\beta$ -стабильности. Поэтому излучение барьеров деления ядер, удаленных от линии  $\beta$ -стабильности, позволяет судить о степени применимости той или иной модели и в связи с этим представляет большую ценность. Однако параметры барьеров таких ядер невозможно определить обычными экспериментальными методами: в ядерных реакциях вынужденного деления при низких энергиях возбуждения [23, 38] и в реакциях образования спонтанно делящихся изомеров. Это обусловлено отсутствием или подходящих мишеней, или спонтанно делящихся изомеров в исследуемой области ядер.

Исследование запаздывающего деления — уникальная возможность получения данных о параметрах барьеров деления ядер, весьма удаленных от линии  $\beta$ -стабильности. Уже существующие экспериментальные средства позволяют планировать эксперименты по изучению нейтронодефицитных ядер, удаленных на 15—20 ед. по  $N$  от линии  $\beta$ -стабильности [40]. В настоящее время для некоторых нейтронодефицитных ядер получены значения параметров барьеров деления из экспериментальных данных о запаздывающем делении. Параметры барьеров ядер Pu рассчитали по значениям вероятностей запаздывающего деления изотопов  $^{232}\text{Am}$  и  $^{234}\text{Am}$  [26, 40].

Рассчитанный по методу Струтинского двугорбый барьер деления ядер для определения его проницаемости, переходов между уровнями, лежащими в его потенциальных ямах, и других расчетов

аппроксимируется, как правило, кривой, состоящей из сопряженных участков парабол. При этом форма барьера однозначно определяется пятью параметрами: высотой внутреннего и внешнего барьеров  $E_A$  и  $E_B$ , значениями их кривизны  $\hbar\omega_A$  и  $\hbar\omega_B$ , а также энергией промежуточного минимума  $E_{\text{п}}$  относительно основного состояния.

Вероятность запаздывающего деления можно представить в следующем виде:

$$P_{df} = f_A(Q_{\text{ес}}, E_A, |E_B, \hbar\omega_A, \hbar\omega_B) \quad (19)$$

[см. формулы (16), (18)]. Для определения по значениям  $P_{df}$  высот  $E_A$  барьеров нейтроно дефицитных ядер Pu построены два семейства кривых  $E_A = F(Q_{\text{ес}})$  для интеграла  $P_{df}$  от  $10^{-1}$  до  $10^{-7}$  с фиксированными значениями  $E_B$ , равными 4,0 МэВ (сплошная кривая) и 4,5 МэВ (пунктирная линия). Для обоих семейств  $\hbar\omega_A = 0,9$  МэВ и  $\hbar\omega_B = 0,6$  МэВ. При этом была использована зависимость (17) в предположении  $S_{\text{ес}} = \text{const}$ , если  $E > C$ , и  $S_{\text{ес}} = 0$ , когда  $E < C$ . Если экстраполировать измеренные в реакциях мгновенного деления и распада спонтанно делящихся изомеров высоты барьеров деления  $E_A$  и  $E_B$  на область нейтронодефицитных изотопов Pu, то  $E_A > E_B$  (рис. 13). Из этой экстраполяции высота внешнего барьера  $E_B$  изотопа  $^{232}\text{Pu}$  оказывается менее 4,2 МэВ. Ввиду того что  $Q_{\text{ес}}$  ядра  $^{232}\text{Am}$  больше второго барьера  $^{232}\text{Pu}$  по крайней мере на 0,8 МэВ, вероятность запаздывающего деления при принятой форме  $S_{\text{ес}}$  определяется главным образом  $E_A$ . На кривых рис. 13 это выражается тем, что  $E_A$  практически не зависит от выбора  $E_B$  в области  $E_B$  4,2 МэВ и ее можно найти по графику  $E_A = f(Q_{\text{ес}})$ . В результате внутренний барьер  $E_A$  ядра  $^{232}\text{Pu}$  равен  $5,3 \pm 0,4$  МэВ.

В работе [26] отмечено, что возможная структура  $S_{\text{ес}}$ , занимающая полосу шириной 1 МэВ и с амплитудой на три порядка выше  $S_{\text{ес}}$  в области  $E > C$ , может изменить  $E_A$  на  $\pm 0,6$  МэВ.

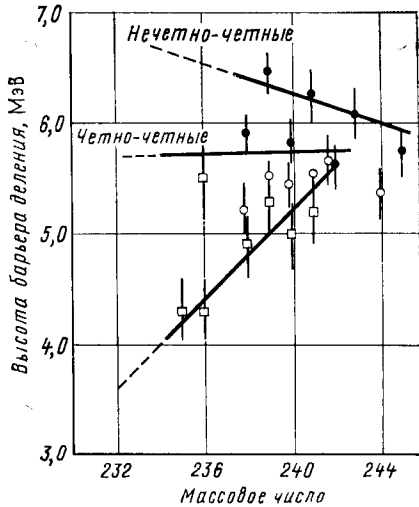


Рис. 13. Высоты барьеров деления плутония  $E_A$  и  $E_B$ , полученные по данным о вероятностях мгновенного деления и о делящихся изомерах: ● ( $E_A$ ), ○ ( $E_B$ ) — мгновенное деление; ■ ( $E_A$ ), □ ( $E_B$ ) — делящиеся изомеры

Это обстоятельство подчеркивает сравнительно слабое влияние характера  $S_{ес}$  на полученный результат.

Значение  $Q_{ес} = 4,1$  МэВ для ядра  $^{234}\text{Am}$  одного порядка с экстраполированным значением внешнего барьера, лежащего

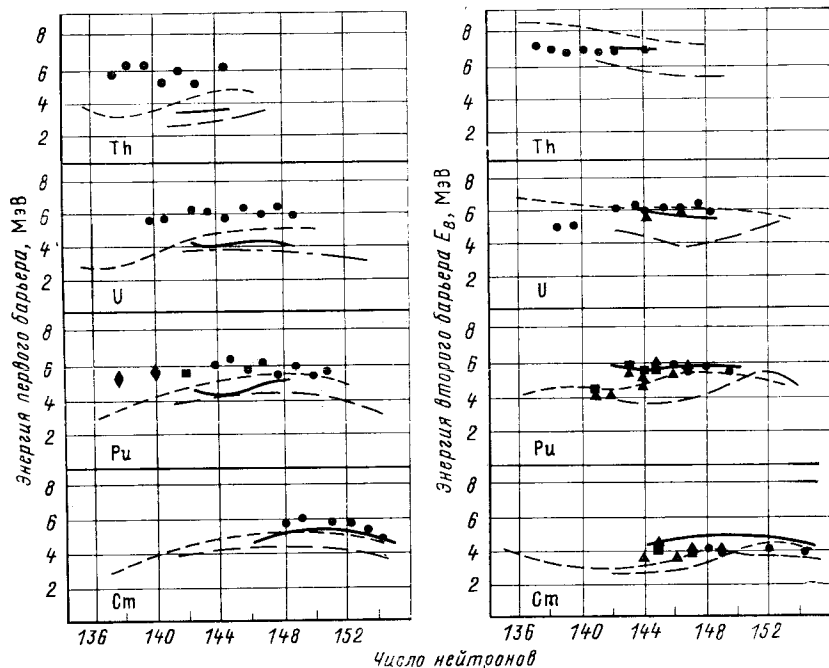


Рис. 14. Зависимость высоты барьеров деления от числа нейтронов в ядре. Экспериментальные данные получены в прямых реакциях (○), по функциям возбуждения делящихся изомеров (□), периодам их полураспада (△) и по запаздывающему делению (◇). Приведенные теоретические данные основаны на вычислениях барьеров методом оболочечной поправки с различными одночастичными потенциалами: --- гармонического; оциллятора; - - - потенциала типа свертки

в области  $E_B < 4,5$  МэВ. Высота внутреннего барьера изотопа  $^{234}\text{Pu}$  значительно более чувствительна к выбору того или иного значения  $E_B$ , чем ядра  $^{232}\text{Pu}$ .

Высота внутреннего барьера  $E_A$ , вычисленная по измеренной вероятности запаздывающего деления, принимает значения 6,0 и 5,5 МэВ с точностью  $\pm 0,4$  МэВ, если высоту барьера  $E_B$  положить равной 4,0 и 4,5 МэВ соответственно.

Значения внутренних и внешних барьеров деления изотопов Th, U, Pu и Cm в зависимости от числа нейтронов приведены на рис. 14. Здесь же для сравнения даны рассчитанные теоретически статические барьеры деления с различными одночастичными



потенциалами [42, 43]. Высоты внутренних барьеров с учетом  $\gamma$ -деформаций понижаются [44], однако эти деформации для нейтронодефицитных ядер не играют роли. Во всех теоретических расчетах внешние барьеры не отличаются от экспериментальных. Внутренние барьеры, наоборот, не совпадают с определенными экспериментально. Они оказываются заниженными по сравнению с  $\epsilon_1$  полученными экспериментально иногда примерно на 3 МэВ.

Главный вывод — измерения  $P_{df}$  для ядер  $^{232,234}\text{Pu}$  и полученные на их основании значения  $E_A$  приводят к заключению, что для нейтронодефицитных изотопов Pu существует такая же ситуация, как и в области Th, когда теоретический расчет высоты внешнего барьера для изотопов Th дает для них значения на 2—3 МэВ выше, чем для внутреннего, а полученные из экспериментов значения  $E_A$  и  $E_B$  практически совпадают.

Как следует из изложенного, получение сведений о форме барьера деления по измеренному значению  $P_{df}$  приводит к некоторым неопределенностям ввиду сложной зависимости  $P_{df}$  от параметров барьеров  $E_A$ ,  $E_B$ ,  $E_{II}$ ,  $\hbar\omega_A$ ,  $\hbar\omega_B$ . Кроме того, дополнительные неточности связаны с выбором распределения плотности уровней дочернего ядра и вычислением матричных элементов переходов. Чтобы исключить указанные трудности, необходимо для определения параметров барьера использовать измерения вероятностей запаздывающего деления соседних нечетно-нечетных изотопов [24]. В этом случае параметры барьеров не подвержены резким изменениям у дочерних четно-четных ядер. Используя зависимости (14) или (15), можно определить  $E_A$  и  $\hbar\omega_A$ , усредненные для данной группы четно-четных изотопов. Экспериментальные данные и полученные на их основе вероятности запаздывающего деления изотопов  $^{240}\text{Bk}$ ,  $^{242}\text{Bk}$ ,  $^{244}\text{Es}$ ,  $^{246}\text{Es}$ ,  $^{248}\text{Es}$ ,  $^{248}\text{Md}$ ,  $^{250}\text{Md}$  [24] сравнивали с полученными из теоретического расчета. Зависимость  $P_{df}$  от энергии  $Q_{ес}$  рассчитана по формуле (14), когда  $R = 1$ ,  $\hbar\omega_A = 0,9$  МэВ, а высота внутреннего барьера  $E_A$  находится в интервале 5,6—6,1 МэВ [см. (14)]. Эти значения параметров барьеров деления для перечисленных выше нейтронодефицитных ядер обеспечивают удовлетворительное согласие расчетных данных с экспериментальными. Если точность измерений вероятности  $P_{df}$  составляет 50%, то высоты барьеров  $E_A$  нейтронодефицитных изотопов в области атомных номеров 97—99 лежат в интервале 5,7—6,0 МэВ. Следовательно, расчет высот барьеров по вероятности  $P_{df}$ , полученной из экспериментальных данных для тяжелых ядер с параметром делимости  $Z^2/A$ , заключенном в интервале 38—40, приводит к значениям  $E_A$ , лежащим в окрестности 6 МэВ. Это совпадает с положением в области меньших  $Z^2/A$  (34—38), когда наблюдается расхождение между измеренными порогами деления и их расчетными значениями, полученными на основе жидкокапельной модели.

С возрастанием  $Z^2/A$  барьеры деления, определенные в результате экспериментов по запаздывающему делению, уменьшаются значительно медленнее по сравнению с убыванием этих величин, определенных расчетом по жидкокапельной модели.

Был выполнен теоретический расчет вероятностей запаздывающего деления нейтронодефицитных ядер, когда силовую функцию  $S_{ec}$  вычисляли с помощью микроскопического метода [17], а барье-

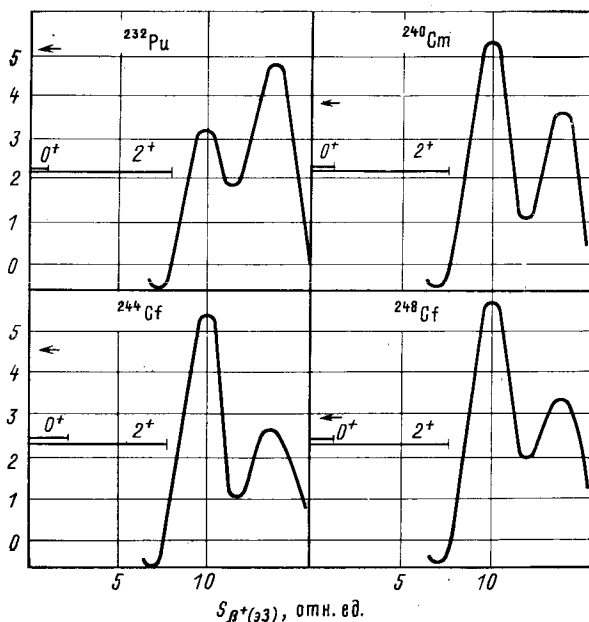


Рис. 15. Силовые функции, рассчитанные для нейтронодефицитных ядер «микроскопическим» методом: стрелками показаны энергии  $Q_{ec}$

ры деления были получены методом Струтинского. Предполагалось, что силовая функция имеет пик, который можно представить функцией Гаусса с шириной, равной 1 МэВ, на уровне половины максимального значения [45, 46]. При этом максимум пика  $S_{ec}$  находится при энергии возбуждения в окрестности центра тяжести состояний  $0^+$ ,  $2^+$  (рис. 15). Отношение максимального значения  $S_{ec}$  к ее постоянной составляющей принималось равным 100. Для расчета вероятности деления использовали параметризацию, которая соответствовала только частичному перекрытию состояний первой и второй потенциальных ям [47]. Кривизну барьеров, как и в работе [26], принимали равной 0,9 и 0,6 МэВ для внутрен-

него и внешнего барьеров соответственно. Такой подход к теоретическому расчету  $P_{df}$  позволил согласовать рассчитанные высоты барьеров методом Струтинского с экспериментальными данными по запаздывающему делению.

Для сравнения результатов расчета внутреннего барьера  $E_A$ , полученных в предположении  $S_{ec} = \text{const}$ ,  $E > C$  и  $S_{ec} = 0$ , когда  $E < C$  [26], высоту внешнего барьера принимали равной 4,2 МэВ. Значение  $E_B = 4,2$  МэВ находится в хорошем согласии как с расчетом параметров барьера методом Струтинского, позволяющим определить  $E_B$  с точностью  $\pm 1$  МэВ, так и с экспериментальными данными [24, 26]. Затем определяли высоту внутреннего барьера  $E_A$ , когда дисперсия  $\sigma$  гауссовой функции, определяющей пик  $S_{ec}$ , давалась различными значениями (рис. 16). Варьировали также и отношение площади, ограниченной кривой резонансной структуры  $S_{ec}$ , к площади плавной части  $S_{ec}$ . Оказалось, что если принять дисперсию  $\sigma$  равной значениям, полученным из экспериментов по запаздывающим нейтронам [45, 46], то при некотором разумном положении максимума  $S_{ec}$  в окне  $Q_{ec}$  барьер  $E_A$  будет заключен в пределе 4,0—4,5 МэВ, т. е. в области, предсказываемой расчетом по методу Струтинского. Таким образом, вывод о распространении ториевой аномалии на нейтронодефицитные ядра Pu, сделанный ранее в [26], необходимо подтвердить детальным исследованием структуры силовой функции нейтронодефицитных ядер.

В перспективе замечательную возможность исследования барьеров ядер, удаленных от линии  $\beta$ -стабильности на 15—20 единиц по  $N$ , дают реакции синтеза на тяжелых ионах нейтронодефицитных ядер с  $N < 126$ .

Для тяжелых элементов с  $Z$  от 81 до 99 и уменьшением числа нейтронов в ядре при пересечении оболочки  $N = 126$  энергия  $\alpha$ -распада  $Q_\alpha$  резко падает, а затем с дальнейшим увеличением нейтронного дефицита возрастает достаточно медленно, так что в прилегающей к  $N = 126$  области существуют нечетно-нечетные ядра Ac, Pa, Np, у которых отношение  $T_\alpha (T_\alpha + T_{ec})^{-1}$  не слиш-

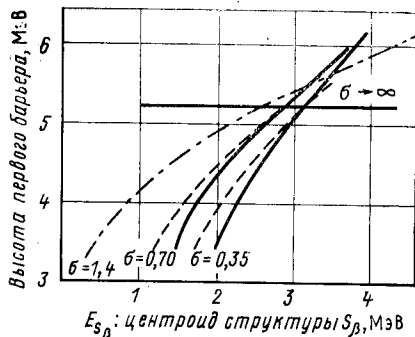


Рис. 16. Вычисленные высоты первого барьера  $E_A$ , соответствующие  $P_{df} = 1,3 \cdot 10^{-2}$ , при разных положениях центра тяжести  $E_{S_B}$  одночастичной структуры силовой функции  $\beta$ -распада. Для описания структуры используется функция Гаусса

ком мало, а энергия  $Q_{ec}$  уже превышает высоту барьеров деления дочерних четно-четных ядер.

Зависимости  $T_{\alpha}$ ,  $T_{ec}$ ,  $Q_{ec}$  от числа нейтронов для ядер Ac и Pa с четным  $A$  представлены на рис. 17. Здесь же даны высоты барьеров дочерних четно-четных ядер,

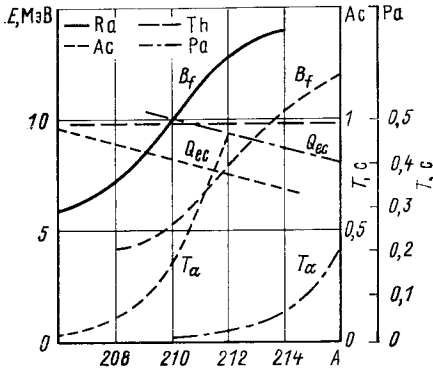


Рис. 17. Зависимость периодов  $T_{\alpha}$ ,  $T_{ec}$ , энергии  $Q_{ec}$  для ядер Ac и Pa с четными массовыми числами и высоты барьеров четно-четных изотопов Ra и Th от числа нейтронов в области протонизбыточных ядер

значения  $\sigma_n$  и  $P_{df}$ , вычисленные с применением формулы (16).

Для изотопов  $^{206,208}\text{Ac}$  и ядра  $^{210}\text{Pa}$  значения пороговых сечений образования равны нескольким нанобарнам [48] (см. также Lasarev Yu. A., Oganessian Yu. Ts., Kuznetsov V. I. Препринт ОИЯИ Е-7-80-749. Дубна, 1980). Измерения в процессе синтеза  $^{208}\text{Ac}$  в реакциях полного слияния, например при облучении различных стабильных изотопов вольфрама, позволяет получить данные о  $\langle \Gamma_f/\Gamma_d \rangle$  в этой области ядер.

рассчитанные по результатам экстраполяции экспериментальных данных. Современные экспериментальные средства и фоновые условия, которые возникают в процессе синтеза изотопов, испытывающих деление, позволяют регистрировать осколки деления ядер, у которых сечение образования  $10^{-35} \text{ см}^2$  [24, 32]. Если принять за минимальное сечение  $\sigma^f$  значение  $10^{-35} \text{ см}^2$ , то пороговое сечение образования  $\sigma_n$  нейтронодефицитного ядра в области  $Z < 126$  можно получить из соотношения  $\sigma_{xn} = [(T_{\alpha} + T_{ec})/T_{\alpha}] \times (\sigma^f/P_{df})$ . В табл. 3 приведены

Таблица 3

Характеристики нейтронодефицитных ядер в области  $N < 126$ , определяющие возможность наблюдения запаздывающего деления

Исходное ядро	$Q_{ec}$ , МэВ	$T_{\alpha}/(T_{\alpha} + T_{ec})$	Дочернее ядро	$B_f$ , МэВ	$P_{df}$	$\sigma^f/\sigma$	$\sigma_n$ , см <sup>2</sup>
$^{206}\text{Ac}$	9,6	$3 \cdot 10^{-2}$	$^{205}\text{Pa}$	5,8	0,12	$3,6 \cdot 10^{-3}$	$2,8 \cdot 10^{-33}$
$^{208}\text{Ac}$	8,9	$10^{-1}$	$^{208}\text{Pa}$	7,0	0,02	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-33}$
$^{210}\text{Pa}$	10,0	$10^{-2}$	$^{210}\text{Th}$	5,1	0,20	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$5,0 \cdot 10^{-23}$
$^{212}\text{Pa}$	9,3	$2 \cdot 10^{-2}$	$^{210}\text{Th}$	8,0	0,005	$0,1 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^{-31}$

#### 4. РОЛЬ ЗАПАЗДЫВАЮЩЕГО ДЕЛЕНИЯ В ПРОЦЕССЕ ОБРАЗОВАНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ИМПУЛЬСНЫХ НЕЙТРОННЫХ ПОТОКАХ

Значительные усилия были направлены на изучение процессов синтеза тяжелых элементов в импульсных нейтронных потоках с высоким флюенсом ( $>10^{24}$  нейтр./см<sup>2</sup>). В термоядерном взрыве «Майк» флюенс *nvf* составлял около  $2,0 \cdot 10^{24}$  нейтр./см<sup>2</sup>. Примерно такое же значение флюенса нейтронов было достигнуто в 1962 г. в подземном термоядерном взрыве «Анакостия». В подземных термоядерных взрывах «Пар» и «Барбел» в 1964 г. и взрыве «Цикламен», осуществленном в 1966 г., флюенс достигал  $4,5 \cdot 10^{24}$  и  $1,2 \cdot 10^{25}$  нейтр./см<sup>2</sup> соответственно [49]. В эксперименте NUTCH в 1969 г. получен флюенс  $4,5 \cdot 10^{25}$  нейтр./см<sup>2</sup> [50].

Длительность нейтронного импульса термоядерного взрыва около  $10^{-6}$ . За это же время осуществляется последовательный многократный захват нейтронов ядрами мишени. Таким образом, полное время захвата нейтронов много меньше периодов полураспада по отношению к  $\beta$ -распаду нейтроноизбыточных ядер, которое равно 1 с по порядку величины. Поэтому процесс ядерных превращений в импульсном нейтронном потоке термоядерного взрыва можно разбить на два этапа: образование в результате последовательного захвата ядрами мишени нейтроноизбыточных изотопов с различными массовыми числами *A*; образование тяжелых  $\beta$ -стабильных элементов в результате последовательных  $\beta$ -превращений образовавшихся нейтроноизбыточных ядер.

Как правило, в нейтронных потоках термоядерного взрыва облучались мишени из естественного урана, но в некоторых случаях использовался Th и даже <sup>243</sup>Am. После нейтронного облучения <sup>238</sup>U в момент прекращения термоядерной реакции образуются тяжелые изотопы U вплоть до <sup>238+m</sup>U, где *m* — максимальное число нейтронов, захваченных исходными ядрами <sup>238</sup>U при имевшем место в данном эксперименте флюенсе *nvf*.

В цепях  $\beta$ -превращений тяжелых изотопов существенную роль играют запаздывающие процессы: испускание нейтронов и деление после  $\beta$ -распада. Влияние этих процессов на выход изотопов тяжелых элементов устанавливается теоретическим расчетом. При этом предполагается, что ядра испытывают  $\beta$ -распад из основного состояния. Вероятность заселения после  $\beta$ -распада ядра (*Z*, *A*) уровня дочернего ядра (*Z* + 1, *A*) с энергией возбуждения *E*\* определяется силовой функцией  $S_{\beta}(E)$  и функцией Ферми  $f(Z, A, Q - E^*)$ . Из возбужденного состояния ядро может разделиться, испустить  $\gamma$ -квант или нейтрон. Ширины этих процессов  $\Gamma_f$ ,  $\Gamma_{\gamma}$ ,  $\Gamma_n$  (см. Введение) сложным образом зависят от свойств ядер, испытывающих превращение, в том числе и от параметров барьера деления дочернего ядра (*Z* + 1, *A*). При энергиях возбуж-

дения, сравнимых с высотами барьеров деления дочерних ядер и с энергией отделения нейтронов, а именно при таких или больших энергиях и проявляются запаздывающие процессы, допустимо опираться на упрощенные методы расчета. В этом случае барьер деления можно охарактеризовать только одним параметром — приведенной высотой  $B_f^n$ , которая связана с максимальной высотой барьера деления  $B_f$  соотношением  $B_f = B^n - \delta$ , где  $\delta$  учитывает проницаемость барьера, обусловленную туннельным эффектом. Значение  $\delta$  заключено в интервале от 1 до 0,8 МэВ [51].

Такой подход оправдан тем, что для расчета выхода  $\beta$ -стабильных изотопов существенны энергии возбуждения  $E^* > B_f$ , когда структура барьера деления возбужденного ядра играет относительно малую роль. Встречающееся иногда упоминание о том, что результат нескольких последовательных  $\beta$ -распадов мало чувствителен к динамике деления отдельного ядра, не вполне справедливо [51], так как при конкуренции процессов испускания запаздывающих нейтронов и запаздывающего деления выход тяжелых ядер может существенно зависеть от конкретных характеристик одного ядра [40].

В принятой модели для расчетов выхода изотопов, образующихся в импульсном нейтронном потоке, величины  $\Gamma_f$ ,  $\Gamma_\gamma$ ,  $\Gamma_n$  — функции  $E^*$ ,  $B_f$ ,  $B_f^n$ ,  $B_n$ ,  $\rho_n$  и  $\rho_f$ , где  $\rho_n$  — плотность уровней дочернего ядра ( $Z + 1$ ,  $A - 1$ ), образовавшегося в результате испускания возбужденным материнским ядром запаздывающего нейтрона;  $\rho_f$  — плотность уровней ядра ( $Z + 1$ ,  $A$ ) над его барьером деления. Плотность уровней ядер используют в расчетах только в том случае, когда энергия возбуждения  $E^*$  превосходит энергию отделения нейтрона  $B_n$  и одновременно высоту барьера  $B_f$ .

В зависимости от соотношений между  $B_n$ ,  $B_f$  и  $B_f^n$  различают три случая:

1.  $B_n < B_f^n$ .

Если  $B_f < E^*$ , то запаздывающее деление и испускание запаздывающих нейтронов выступают как конкурирующие процессы. В двух других вариантах запаздывающее деление практически не играет роли в процессе превращения тяжелого ядра: если энергия возбуждения удовлетворяет условию  $E^* < B_n$ ,  $\Gamma_n = 0$ ; величина  $\Gamma_f$  пренебрежимо мала по сравнению с  $\Gamma_\gamma$  и, следовательно, возбуждение ядра снимается радиационным процессом, в результате чего образуется ядро ( $Z + 1$ ,  $A$ ): если энергия возбуждения лежит между  $B_n$  и  $B_f$ , то  $\Gamma_f = 0$ ,  $\Gamma_\gamma = 0$ ,  $\Gamma_n = 1$  и образуется ядро ( $Z + 1$ ,  $A - 1$ ).

2.  $B_f^n < B_n < B_f$ .

Если  $B_f^n < E^* < B_n$ , то ядро испытывает деление, так как  $\Gamma_f/\Gamma_t = 1$ ;  $B_f < E^*$  — конкурируют процессы деления и испускания нейтронов; если  $E^* < B_f^n$ , образуется дочернее ядро ( $Z + 1$ ,  $A$ ), когда  $B_n < E^* < B_f$ , продукт реакции — ядро ( $Z + 1$ ,  $A - 1$ ) (рис. 18).

3.  $B_f < B_n$ .

Когда выполняется условие  $B_f^n < E^* < B_n$  и  $\Gamma_f/\Gamma_t = 1$ , происходит деление;  $\Gamma_f/\Gamma_t = 1$ ;  $B_n < E^*$  — конкурируют процессы запаздывающего деления и испускания нейтронов (см. рис. 18). При  $E^* < B_f^n$  образуется ядро  $(Z + 1, A)$ . При вычислении вероятности распада ширина нормируется так, что  $\Gamma_t = \Gamma_f + \Gamma_\gamma +$

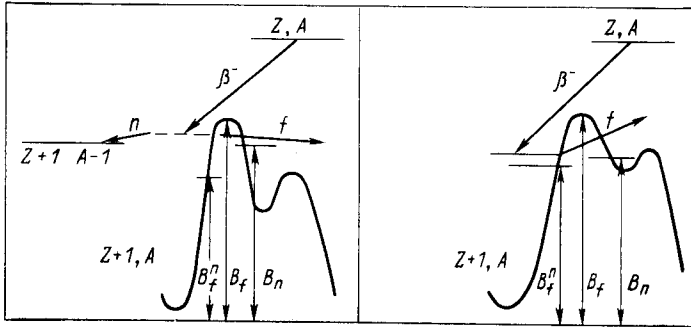


Рис. 18. Варианты запаздывающего деления нейтроноизбыточных ядер

$+ \Gamma_n = 1$ . Таким образом, функции  $S_\beta$ ,  $f(Z, Q - E^*)$ ,  $\Gamma_\gamma$  и  $\Gamma_n$  позволяют рассчитывать потери тяжелых изотопов, обусловленные запаздывающим делением, а также влияние испускания запаздывающих нейтронов на изотопный состав тяжелых  $\beta$ -стабильных элементов, получаемых в импульсных нейтронных потоках.

Нужно отметить, что для нейтроноизбыточных ядер тяжелых элементов энергия  $Q_\beta$  может достигать существенных значений, таких, что  $E^*$  оказывается, в принципе, достаточной для испускания нескольких нейтронов. Однако процессы типа  $\beta^-, 2n$  и  $\beta^-, nf$  не играют заметной роли при достигнутых в настоящее время флюенсах в термоядерных взрывах. Только когда  $nvt > > 10^{26}$  нейтр./см<sup>2</sup>, их необходимо принимать во внимание.

Для вычисления определяющих процесс распада энергии  $Q_\beta$  и  $B_n$  можно использовать различные массовые формулы, наиболее пригодные для специфических атомных ядер с большим избытком нейтронов. Так, удовлетворительной для рассматриваемой задачи считается массовая формула, приведенная в [52], когда масса тяжелого деформированного ядра функция не только  $Z$  и  $A$ , но и параметра деформации  $\beta$ , который определяется экстраполяцией деформаций изученных ядер на область тяжелых нейтроноизбыточных ядер с учетом существования протонной и нейтронной оболочек  $Z = 114$  и  $N = 184$ .

Барьеры деления нейтроноизбыточных ядер, входящих в цепи превращений продуктов многократного захвата нейтронов ядрами тяжелой мишени, рассчитывают макро-микроскопическим методом Струтинского. Параметры барьеров четно-четных ядер, которые входят в цепь  $\beta$ -распада, полученные расчетным путем, известны (см., например, [53]). Барьеры нечетно-нечетных и четно-четных ядер получают интерполяцией значений барьеров четно-четных ядер с учетом энергии специализации (0,70 МэВ для высоты барьера четно-нечетного ядра и 0,80—1,0 МэВ для нечетно-нечетного ядра).

В первом приближении силовую функцию нейтроноизбыточных ядер можно считать пропорциональной плотности уровней, так как ее максимум, соответствующий энергии изобарно-аналогового состояния тяжелых ядер, лежит в районе 20 МэВ, на «хвосте»  $S_\beta$  матричный элемент изменяется незначительно, и его можно считать практически постоянным при энергиях ниже 7 МэВ. Однако следует считаться с возможностью влияния структуры  $S_\beta$  при малых энергиях [16].

Плотность уровней дочернего ядра целесообразно представить на основе модели ферми-газа:

$$\rho(E) = C/U^2 \exp 2\sqrt{aU},$$

где  $a = 0,125 A$ ;  $U = E - \Delta$ ;  $\Delta = 0$  или  $12A^{-1/2}$ ,  $24A^{-1/2}$  для нечетно-нечетных, четно-нечетных и четно-четных ядер соответственно. При низких энергиях возбуждения около 1 МэВ плотность уровней описывается на основе модели ядерной температуры (см. Введение).

В области  $A < 248$  для всех  $\beta$ -активных ядер  $Q_\beta < B_f$  и  $Q_\beta < B_n$ , если  $Z \geq 92$ , и, следовательно, запаздывающие процессы практически не сказываются на выходе и изотопном составе продуктов, синтезируемых в импульсных нейтронных потоках. Положение меняется начиная с массового числа  $A \geq 250$ . В этой области  $Q_\beta$  для ядер, лежащих в удалении на несколько единиц по  $N$  от линии  $\beta$ -стабильности, удовлетворяет условию  $Q_\beta < B_f$ ,  $Q_\beta > B_n$ . В результате вероятность запаздывающего деления и испускания запаздывающих нейтронов достаточно велики и выход ядер с массовым числом  $A > 250$  зависит от запаздывающих процессов.

Наибольшие потери на деление после  $\beta$ -распада приходится на ядра с четным массовым числом  $A$ . Это объясняется условиями, благоприятствующими запаздывающему делению в процессе  $\beta$ -распада нечетно-нечетных ядер. Общая особенность экспериментов по получению тяжелых трансурановых элементов в импульсных нейтронных потоках термоядерного взрыва — так называемое *обращение четно-нечетного эффекта* на кривой выхода изотопов. Суть этого эффекта состоит в следующем. Если построить



отдельно кривые выхода продуктов, синтезированных в термоядерном взрыве, с четными и нечетными  $A$ , то первая кривая вначале, начиная с некоторого  $A$  (в экспериментах «Барбел» и «Цикламен» в области  $A \approx 243-249$ ) пойдет выше кривой выхода ядер с нечетным  $A$ . При больших  $A$  эффект «обращается»: кривая выхода нуклидов с нечетным  $A$  начинает идти над кривой для  $A$  четных (рис. 19), когда  $A > 252$ . Эффект обращения четко наблюдался и в эксперименте «Пар».

Делались различные предположения для объяснения эффекта. Так, считалось [54], что в начальный момент термоядерного процесса в результате  $(d, n)$ -,  $(d, 2n)$ -реакций и т. д. накапливаются изотопы Np. Нептуний последовательно захватывает нейтроны и в результате выход изотопов с нечетным  $A$  возрастает в нептуниевой цепи на несколько порядков по сравнению с урановой, что связано с высокими сечениями захвата нейтронов нечетно-нечетными ядрами. Кроме того, высокий выход изотопов из малого количества  $^{237}\text{Np}$  объяснялся тем, что в цепи образования, начинающейся ядром с нечетным  $A$ , чередуются нечетно-нечетные и нечетно-четные ядра, а в цепи с четно-четным родоначальником образуются нечетно-четные и четно-четные ядра. В последнем случае более вероятно спонтанное деление и, следовательно, меньше выход, чем в цепи с нечетным  $Z$  [55]. Хотя такая гипотеза и выглядела довольно искусственно, ее проверяли экспериментально: в эксперименте «Цикламен» использовали в качестве мишенного материала  $^{243}\text{Am}$ . Результаты анализа продуктов термоядерного взрыва привели к выводу, что экспонирование в импульсном нейтронном потоке термоядерного взрыва америциевой мишени не увеличивает выход изотопов элементов с  $Z > 96$ .

С другой стороны, учет запаздывающего деления в процессе  $\beta$ -распада нейтроноизбыточных ядер естественным образом объясняет обращение четно-нечетного эффекта. Как уже упоминалось, если массовое число нейтроноизбыточного ядра  $A$  меньше 250, энергия возбуждения дочернего ядра, образовавшегося после

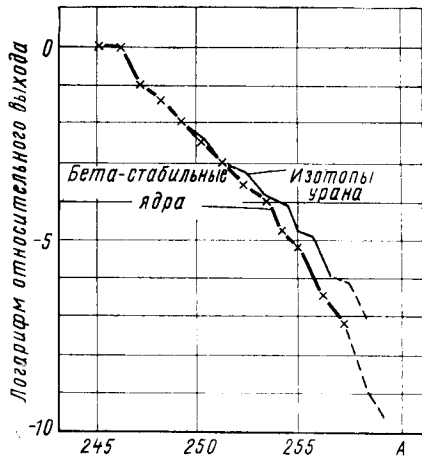


Рис. 19. Выход изотопов урана в нейтронном потоке термоядерного взрыва, вычисленный на основе экспериментальных данных о выходе  $\beta$ -стабильных ядер.

В области  $A = 250$  ясно выражено обращение четно-нечетного эффекта

$\beta$ -распада, меньше барьера деления и энергии связи нейтрона  $B_n$ . Поэтому запаздывающие процессы или полностью запрещены, или протекают с малой вероятностью. Так как сечения захвата нейтронов у нечетных изотопов урана больше, чем у четных, выход четно-четных изотопов в области  $A < 250$  должен быть больше. Это следует из того, что для двух соседних ядер в цепи захвата нейтронов в первом приближении справедливо соотношение  $N_1/N_2 = \sigma_2/\sigma_1$ , где  $N_1$  — число ядер с сечением захвата  $\sigma_1$ ;  $N_2$  — число ядер с сечением захвата  $\sigma_2$ .

Когда запаздывающее деление протекает с высокой вероятностью, потери в цепях превращений с четным  $A$  начинают оказывать значительное влияние раньше, чем в цепях с нечетным  $A$ , так как именно к этим цепям принадлежат нечетно-нечетные ядра, у которых в первую очередь начинает выполняться условие  $Q_\beta > B_f$ , где  $Q_\beta$  — энергия  $\beta$ -распада материнского нечетно-нечетного ядра;  $B_f$  — барьер деления дочернего ядра. Расчет кривых выхода показывает зависимость эффекта обращения от начальной относительной концентрации четных и нечетных изотопов урана, а также от флюенса  $nvt$ . При повышении флюенса эффект обращения сдвигается к более высоким  $A$ .

На кривой выхода ядер, полученной в результате измерений по данным эксперимента HUTCH, «нечетно-четное» обращение проявляется при  $A = 255$ , в то время как в эксперименте «Пар» этот эффект наблюдался при  $A = 252$ . Таким образом, при изменении флюенса от  $7 \cdot 10^{24}$  (эксперимент «Пар») до  $4,5 \cdot 10^{24}$  нейтр./см<sup>2</sup> (эксперимент HUTCH) эффект обращения смещается на три-четыре единицы по массовому числу в сторону больших  $A$ .

Простая теоретическая модель, включающая запаздывающие процессы, позволяет не только предсказать появление эффекта обращения, но и область  $A$ , в которой он возникает в зависимости от флюенса и других начальных условий. Принятая выше модель естественным образом объясняет отсутствие в продуктах термоядерного взрыва ядер с  $A > 258$ . Это обстоятельство связано с тем, что на первых этапах  $\beta$ -распада исходных ядер, например урана, с массовым числом  $> 257$  происходит интенсивное испускание запаздывающих нейтронов. Кроме того, в рассматриваемой области вероятности запаздывающего деления достигают значений около 0,9. Следует отметить, что синтез элемента с атомным номером 101 осуществляется, если облучается уран, когда массовое число ядра после достижения линии  $\beta$ -стабильности будет равно 259, и элемента 102, когда массовое число  $\beta$ -стабильного ядра равно 261.

Такие значения массовых чисел, а следовательно, и элементы с  $Z > 100$  можно получить, если в результате последовательного захвата нейтронов образуются нейтроноизбыточные изотопы урана с  $A > 264$ . Цепь превращений с исходным ядром  $^{264}\text{U}$  приведена на рис. 20. Ее характерная особенность — относительно равно-

мерное распределение ядер по четным и нечетным массам, что происходит благодаря  $(\beta^-, n)$ -,  $(\beta^-, 2n)$ -,  $(\beta^-, 3n)$ -реакциям. Интересная особенность расчета — ядра с высокой вероятностью запаздывающего деления оказались вне основных путей превращений и в результате потери на запаздывающее деление составили

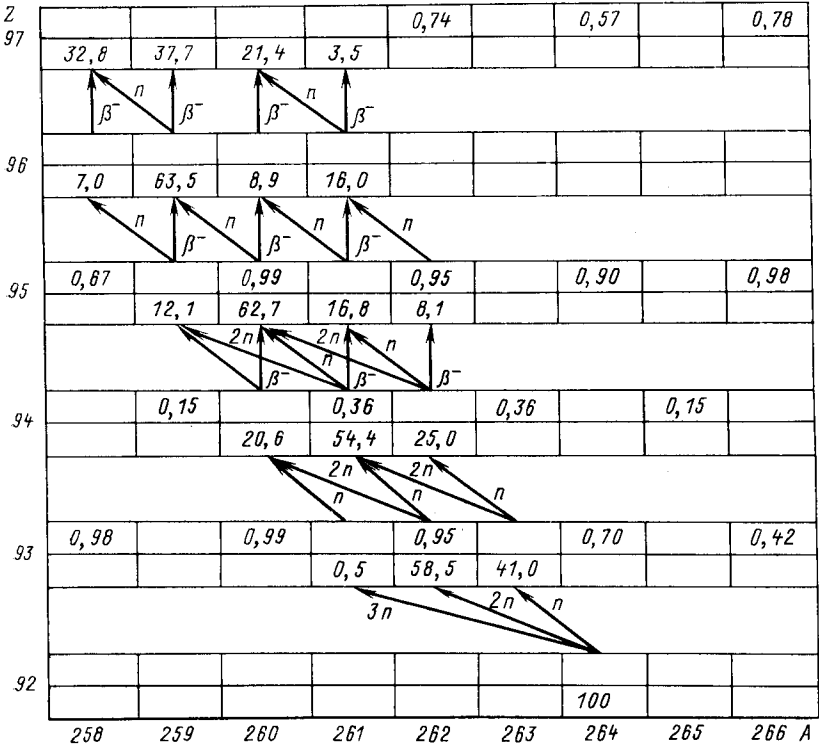


Рис. 20. Вероятность запаздывающего деления нейтроноизбыточных ядер (указана в верхней части квадратов для материнских ядер) и цепь превращений при  $\beta$ -распаде  $^{264}\text{U}$ , включающая испускание запаздывающих нейтронов.

В нижней части квадратов указана доля ядер, достигших данных A и Z

только 4%. При «вертикальном» подъеме в гипотетическом случае, когда испускание запаздывающих нейтронов запрещено, в процессе запаздывающего деления терялось бы почти 99% ядер.

Следует отметить, что для расчетов потерь на запаздывающее деление необходима более совершенная теоретическая модель. Потери на запаздывающее деление весьма чувствительны к вариациям путей превращений исходных ядер. Поэтому принятый усред-

ненный подход к расчетам для вычисления потерь на запаздывающие процессы должен быть усовершенствован. Однако важнейший результат вычислений — уменьшение массового числа наиболее тяжелого изотопа, достигшего линии  $\beta$ -стабильности, на несколько единиц по сравнению с исходным ядром с  $A \approx 260$ , не вызывает сомнений. Это обстоятельство означает, что синтез  $\beta$ -стабильных изотопов в импульсных нейтронных потоках с  $A \approx 260$  потребует флюенсов, на порядки превышающих достигнутые в настоящее время.

## 5. ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЕ ДЕЛЕНИЕ И АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ СИНТЕЗА ТЯЖЕЛЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

Длительность нейтронного облучения в  $r$ -процессе такова, что при нейтронном облучении успевают происходить  $\beta$ -превращения нейтроноизбыточных ядер. В связи с этим вероятность запаздывающего деления наряду с постоянными распада по отношению к спонтанному делению и испусканию запаздывающих нейтронов входит в астрофизические уравнения, описывающие процесс образования тяжелых нуклидов в нейтронном потоке сверхновых звезд [56]. Очевидна роль запаздывающего деления при охлаждении сверхновых. Следует отметить, что на определенном этапе запаздывающее деление становится существенным источником энергии охлаждающейся нейтронной звезды. Синтезированные в  $r$ -процессе ядра с весьма значительным избытком нейтронов и очень большими  $Q_\beta$  после  $\beta$ -распада испускают нейтроны, хотя энергетически и возможно запаздывающее деление.

По современным представлениям распад нейтроноизбыточных ядер, образовавшихся в нейтронных потоках  $r$ -процесса, должен происходить по следующим стадиям: вблизи от пути  $r$ -процесса основной вид запаздывающих процессов — испускание нейтронов, затем с уменьшением нейтронного избытка запаздывающее деление начинает подавлять испускание запаздывающих нейтронов, а когда  $Q_\beta < B_f$ , протекают конкурирующие процессы — испускание  $\gamma$ -квантов и запаздывающее деление и, наконец, возбуждение дочерних ядер, образовавшихся после  $\beta$ -распада, снимается  $\gamma$ -излучением.

Таким образом, синтез атомного ядра с массовым числом  $A$  сложным образом зависит от процессов, протекающих в цепях превращений ядер с  $A + 1$ ,  $A + 2$ , ...,  $A + n$ .

В работах [12, 41] оценивали возможные потери на запаздывающее деление в цепях  $\beta$ -превращений тяжелых ядер, протекающих после нейтронного облучения. В частности, особое внимание уделялось области стабильности ядер с  $A \approx 300$ . Уменьшение относительного выхода ядер новой области стабильности, обусловлен-

ное запаздывающим делением, оценивается в пределах от 2,6 до 190, когда  $Z$  и  $A$  заключены в интервале от 110—112 и 291—297 соответственно при значениях константы поверхностной асимметрии для жидкокапельной модели 1,79 и 2,3.

Вычисления, выполненные в [57], показали, что, если учитывать влияние запаздывающего деления на процесс синтеза тяжелых элементов, отношения хронометрических пар, например  $^{244}\text{Pu}/^{232}\text{Th}$ , определяющих существующие представления о скорости протекания и длительности нуклеосинтеза, должны заметно отличаться от принятых в настоящее время.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Экспериментальные и теоретические исследования запаздывающего деления протекали по следующим основным этапам.

Синтез и изучение атомных ядер, испытывающих запаздывающее деление, стали возможны с получением интенсивных пучков многозарядных ионов на циклотроне У-300 и развитием методов детектирования осколков деления, в частности трековых детекторов, не чувствительных к  $\alpha$ -частицам\*.

Благодаря этому в первых экспериментах [1—4] наблюдали осколки запаздывающего деления ядер актиноидов с сечением образования около  $10^{-34}$  см<sup>2</sup> с большим выходом, что позволило четко установить существование явления запаздывающего деления. Регистрация осколков запаздывающего деления оказалась хорошим методом идентификации новых ядер с большим дефицитом нейтронов.

Изучение нейтронодефицитных изотопов  $\text{Np}$  и  $\text{Am}$  послужило толчком для теоретического предсказания возможных областей  $A$  и  $Z$ , в которых можно наблюдать запаздывающее деление [5, 30].

В дальнейших экспериментах изучали ядра с весьма малыми сечениями образования на пределе возможностей современной экспериментальной техники [24, 29]. При этом наблюдали запаздывающее деление нейтронодефицитных ядер с  $Z \geq 96$  [29] и нейтроноизбыточных изотопов  $\text{Pa}$  [32, 34], находящихся на малом удалении от линии  $\beta$ -стабильности. Полученные результаты использовались для оценок барьеров изученных ядер в предположении простой структуры силовой функции  $\beta$ -распада [26].

Аккуратное определение барьеров деления по данным о запаздывающем делении требует учета сложной низколежащей структуры силовой функции  $\beta$ -распада, рассчитываемой «микроскопическим» методом [16]. Однако в некоторых случаях, например при

\* Длительное время практически все эксперименты вели на циклотроне У-300 ОИЯИ. Лишь спустя 10 лет результаты по обнаружению запаздывающего деления были получены повторно в Карлсруэ [26].

определении области  $Z$  и  $A$  запаздывающего деления, расчетов глубоководбарьерного запаздывающего деления могут оказаться полезны простые соотношения [29, 40].

В перспективе развитие экспериментальных исследований запаздывающего деления нейтронодефицитных ядер связано с дальнейшим увеличением интенсивности и ассортимента ускоренных тяжелых ионов, а также применением новых мишеней. Так, ныне возможно детальное изучение  $\alpha$ -распада, рентгеновского излучения после  $K$ -захвата ранее идентифицированных ядер, испытывающих запаздывающее деление. Представляет значительный интерес возможность исследования запаздывающих процессов нейтронодефицитных ядер с  $N < 126$  в области Ra и Th.

Существенное развитие экспериментального изучения нейтроноизбыточных запаздывающих излучателей возможно лишь при создании «чистых» сверхмощных источников нейтронов типа лазерного термоядерного устройства [57]. Вместе с тем уже выполнен значительный объем теоретических исследований запаздывающего деления нейтроноизбыточных ядер. Показано, что запаздывающее деление существенным образом влияет на выход тяжелых ядер как в процессе синтеза нейтронообогатленных ядер, так и в космических процессах нуклеосинтеза. Продолжение теоретических исследований силовых функций  $\beta$ -распада нейтроноизбыточных ядер позволит более полно оценить роль запаздывающего деления в нуклеосинтезе в нейтронных потоках высокой интенсивности.

Автор выражает глубокую признательность акад. Г. Н. Флэрову, Ю. Ц. Оганесяну за проявленное внимание к работе, Ю. П. Гангрскому за ценные замечания и советы при подготовке рукописи.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузнецов В. И., Скобелев Н. К., Флеров Г. Н.—«Ядерная физика», 1967, т. 5, с. 1136.
2. Кузнецов В. И., Скобелев Н. К., Флеров Г. Н.— Там же, 1966, т. 4, с. 99.
3. Кузнецов В. И., Скобелев Н. К., Флеров Г. Н.— Там же, 1966, т. 5, с. 271.
4. Кузнецов В. И., Скобелев Н. К., Флеров Г. Н.— Там же, 1966, т. 4, с. 279.
5. Wene C. O., Johansson S. A. E.— In: Proc. 3rd Intern. Conf. Nucl. far from Stability. CERN-Report, 76-13, 1976, p. 21.
6. Скобелев Н. К.—«Ядерная физика», 1972, т. 15, с. 444.
7. Жучко В. Е. и др.—«Ядерная физика», 1978, т. 28, с. 1185.
8. Klardor H. V. e.a.— Phys. Lett. B, 1978, v. 78, p. 20.
9. Lane A. M., Thomas A. G., Wigner E. P.— Phys. Rev., 1955, v. 98, p. 693.
10. Duke C. L. e.a.— Nucl. Phys. A, 1970, v. 151, p. 609.
11. Карнаухов В. А.—«Ядерная физика», 1969, т. 10, с. 450.

12. Aleklett K., Nyman G., Rudstam G.— Nucl. Phys. A, 1975, v. 245, p. 425.
13. Wene C. O., Johansson S. A. E.— Physica Scripta A, 1974, v. 10, p. 156.
14. Klapdor H. V.— Phys. Lett. B, 1976, v. 65, p. 5.
15. Wene C. O., Klapdor H. V.— In: Proc. Intern. Conf. on Nucl. Structure. Tokyo, 1974, p. 797.
16. Изосимов И. Н., Наумов Ю. В.— Изв. АН СССР, сер. физ. 1978, т. 42, с. 2248.
17. Klapdor H. V. e.a.— Z. Phys. A., Bd 292, S. 249.
18. Быков А. А., Наумов Ю. В.— Изв. АН СССР, сер. физ., 1978, т. 42, с. 1911.
19. Ignatyuk A. V., Rabotnov N. S., Smirenkin G. N.— Phys. Lett. B, 1969, v. 29, p. 200.
20. Wong C. Y., Bang J.— Phys. Lett. B, 1969, v. 29, p. 143.
21. Hill D. J., Wheeler J. A.— Phys. Rev., 1953, v. 99, p. 1140.
22. Gilbert A., Cameron A. G. W.— Canad. J. Phys., 1965, v. 43, p. 1446.
23. Back B. V. e.a.— Phys. Rev. C, 1974, v. 9, p. 1924.
24. Гангрский Ю. П. и др. Препринт ОИЯИ Р7-12584. Дубна, 1979, с. 6.
25. Barashenkov V. S., Pjtinov A. S.— Nucl. Phys. A, 1973, v. 206, p. 131.
26. Habs D. e.a.— Z. Phys. A, 1978, Bd 285, S. 53.
27. Sommerville L. P., Nurmia M. I., Ghiorso A. Annual report, Lawrence Berkeley Laboratory, 1975, p. 39.
28. Tommasino L., Klein N., Solomon P.— Nucl. Track Detection, 1977. v. 1, p. 63.
29. Гангрский Ю. П., Миллер М. Б., Утенков В. К. Препринт ОИЯИ 13-12035. Дубна, 1978.
30. Берлович Э. Е., Новиков Ю. Н.— Докл. АН СССР, 1969, т. 185, с. 1025.
31. Белов А. Г. и др. Препринт ОИЯИ Р15-9795. Дубна, 1976.
32. Гангрский Ю. П. и др.— «Ядерная физика», 1978, т. 27, № 4, с. 894.
33. Wolzak G., Morinaga N.— Radiochem. Acta, 1963, v. 1, p. 223.
34. Батист Л. Х. и др. Препринт ЛИЯФ, 1977, с. 363.
35. Myers W. D., Swiatecki W. J.— Nucl. Phys., 1966, v. 81, p. 1.
36. Струтинский В. М.— «Ядерная физика», 1966, т. 3, с. 614; Nucl. Phys. A, 1967, v. 95, p. 420; 1968, v. 122, p. 1.
37. Brack M. e.a.— Rev. Mod. Phys., 1972, v. 44, p. 320.
38. Back B. V. e.a.— Phys. Rev. C, 1974, v. 10, p. 1948.
39. Оганесян Ю. Ц. Препринт ОИЯИ Р9-12843. Дубна, 1979, с. 17.
40. Кузнецов В. И.— Ядерная физика, 1979, т. 30, № 2 (8), с. 321.
41. Moller P., Nix J. R.— In: IAEA 3rd Symp. Phys. and Chem. of Fission. V. 1. Rochester, 1973, p. 103; Nucl. Phys. A, 1974, v. 229, p. 269.
42. Pauli H. C.— Phys. Rev., 1973, v. 7, p. 35.
43. Larsson S. E., Leander G.— In: [41], p. 177.
44. Pashkevich V. V.— Nucl. Phys. A, 1969, v. 133, p. 400.
45. Kratz K. L. e.a.— Phys. Lett. B, 1976, v. 65, p. 231.
46. Kratz K. L. e.a.— Nucl. Phys. A, 1979, v. 317, p. 335.
47. Glassel P., Rosler H., Specht H. J.— Nucl. Phys., 1976, v. 256, p. 220.
48. Оганесян Ю. Ц., Кузнецов В. И., Лазарев Ю. А.— В кн.: Международный симпозиум по синтезу и свойствам новых элементов. Дубна, 1980, Д 7-80-556, с. 52.
49. Ingley J. S.— Nucl. Phys. A, 1969, v. 124, p. 130.
50. Cowan G. A.— In: R.A. Welch Foundation Conferences on Chemical Research, XIII, Houston, Texas, 1969, p. 291.
51. Johansson S. A. E., Wene C. O.— Arkiv Fys., 1967, Bd 36, S. 353.
52. Moller P., Nix J. R.— In: [41], p. 10.
53. Bell I. G.— In: Intern. Conf. on the Study of Nuclear Structure with Neutrons. Antwerpen, July, 1965, p. 127.
54. Dorn D. W., Hoff R. W.— Phys. Rev. Lett., 1965, v. 14, p. 440.
55. Ohnishi T.— Appl. Space Sci., 1978, v. 58, p. 149.
56. Wene C. O.— Astron. and Astrophys., 1975, v. 44, p. 233.
57. Klapdor H. V., Wene C. O. МПИИ-1979, v. 13, p. 91.