

## Деформация массового распределения продуктов деления в больших нейтронных потоках

В. Г. АНЦЫШКИН, В. Г. ЗАГРАФОВ, В. Ф. РЫБАЧЕНКО

УДК 539.173.8:539.125.52

Как известно [1, 2], в условиях термоядерного взрыва возможно получение очень больших потоков нейтронов. В таких потоках путем многократного захвата нейтронов эффективно образуются нейтроноизбыточные ядра, далекие от линии  $\beta$ -стабильности, переходящие путем  $\beta$ -распадов в трансурановые элементы. Из-за многократного захвата нейтронов осколками следует ожидать некоторого «смещения» кривой выходов осколков деления урана (или другого делящегося элемента), находящихся в области достаточно большого потока нейтронов. Можно теоретически оценить такой эффект. При этом вопрос о надежности расчета сводится главным образом к вопросам о точности оценки параметра плотности уровней нейтроноизбыточных ядер и энергии связи нейтрона в таких ядрах. С этой точки зрения экспериментальная проверка деформации кривой массового распределения может служить косвенным свидетельством справедливости или несправедливости экстраполяции используемых модельных представлений в область далеких нейтроноизбыточных ядер. Вопрос тем более интересен потому, что сами осколки деления уже являются нейтроноизбыточными ядрами (в среднем 6—8 «лишних» нейтронов).

Наиболее целесообразно исследовать изменение массового распределения продуктов деления в области тяжелых масс осколков как с точки зрения возможности достижения наибольшего эффекта, так и с точки зрения удобства экспериментального обнаружения ожидаемой деформации кривой выходов осколков деления.

**Сечения радиационного захвата нейтронов. Многократный захват нейтронов осколками.** Теоретический расчет выходов нейтроноизбыточных изотопов при многократном захвате нейтронов осколками деления в условиях ядерного взрыва проводился в тех же упрощающих предположениях, которые были сделаны при описании выходов трансурановых элементов в условиях взрыва [1]. Следует лишь заметить, что в настоящих расчетах отпадает необходимость учета деления как процесса, конкурирующего с радиационным захватом нейтронов. Система дифференциальных уравнений, описывающая в однокрупном приближении захват нейтронов стартовым материалом, под-

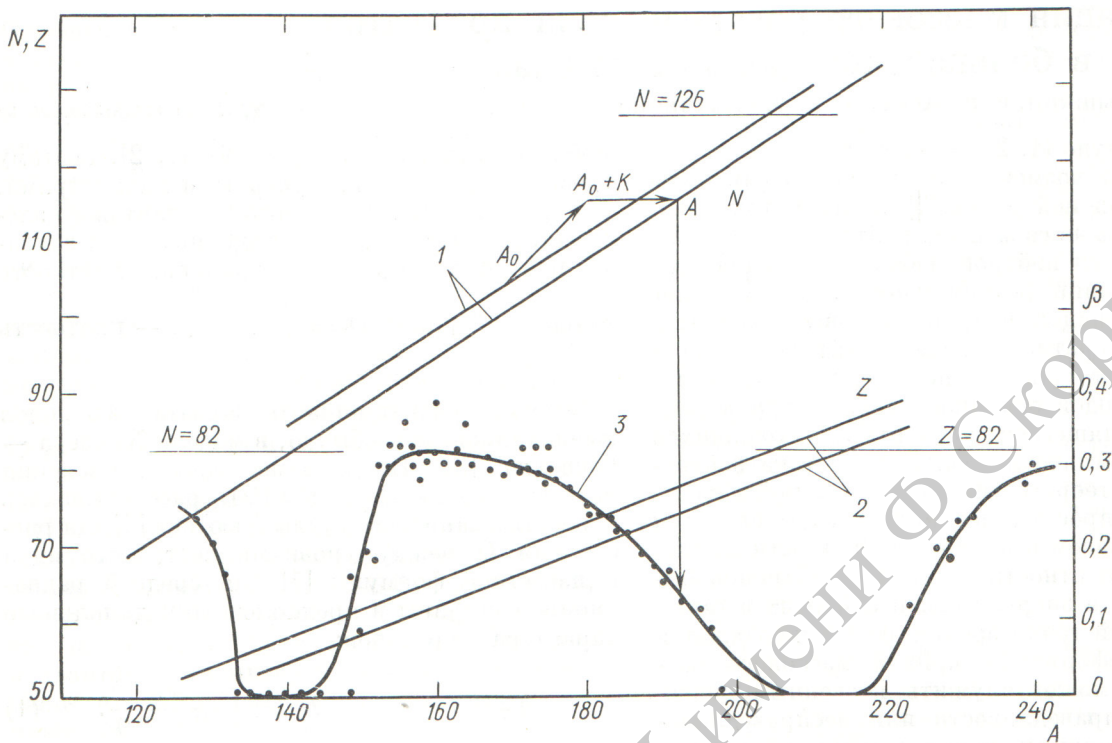
робно исследовалась в работах [1, 2], поэтому здесь не приводится. Основными параметрами, определяющими выход изотопов стартового элемента, являются сечения радиационного захвата нейтронов  $\sigma_{n\gamma}$  и интегральная плотность потока нейтронов  $\Theta = \int_0^{\infty} nv dt$  ( $n$  — плотность нейтронов).

Сечения радиационного захвата нейтронов вычислялись, как обычно, в модели Хаузера — Фешбаха [3]. Необходимое для вычисления  $\sigma_{n\gamma}$  отношение  $\Gamma_{\gamma}(U)/D(U)$  рассчитывалось с использованием формулы Ньютона [4] для расстояния  $D$  между уровнями составного ядра и известной формулы [5] для средней радиационной ширины в предположении дипольного характера переходов:

$$\Gamma_{\gamma}(U) = \text{const} + D(U) \int_0^U \frac{x^3 dx}{D(U-x)}. \quad (1)$$

Эффективная энергия возбуждения  $U = B_n - \Delta$ , где  $B_n$  — значения энергии связи нейтронов, которые взяты из таблиц работы [6];  $\Delta$  — поправка, учитывающая спаривание нуклонов в ядре, равная в рассматриваемом интервале массовых чисел ( $A \approx 140 \div 180$ ) приблизительно 2,0 Мэв для четно-четных изотопов, 1,0 Мэв — для изотопов с нечетным массовым числом и нулю для нечетно-нечетных изотопов. Фактическая зависимость  $\Delta$  от массового числа  $A$  была взята из работы [4].

Необходимые для расчетов значения спинов основных состояний ядер были получены следующим образом. Для нечетных по массовому числу ядер спин брали равным проекции  $\Omega$  момента количества движения непарного нуклона на ось симметрии ядра. При этом число  $\Omega$  определяли по схеме уровня работы [7]. Для нечетно-нечетных ядер использовали эмпирическое правило, аналогичное правилу [8] для сферических ядер: 1) если  $\Omega_1 = \lambda_1 \pm \Sigma_1$  и  $\Omega_2 = \lambda_2 \pm \Sigma_2$ , то  $\Omega = \Omega_1 + \Omega_2$ ; 2) если  $\Omega_1 = \lambda_1 \pm \Sigma_1$  и  $\Omega_2 = \lambda_2 \mp \Sigma_2$ , то  $\Omega = |\Omega_1 - \Omega_2|$ . Здесь  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  — проекции момента обоих непарных нуклонов на ось ядра;  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — проекции орбитальных моментов частиц;  $\Sigma_1$  и  $\Sigma_2$  — проекции спинов частиц на эту же ось (в предположении, что  $\lambda$  и  $\Sigma$  являют-



Р и с. 1. Параметр деформации ядер  $\beta$  в зависимости от массового числа  $A$  (кривая 3) [9].

Кривые 1: верхняя — число нейтронов  $N$  в зависимости от  $A$  для осколков деления; нижняя — число нейтронов  $N$  в зависимости от  $A$  для  $\beta$ -стабильных ядер. Кривые 2: верхняя — число протонов  $Z$  в зависимости от  $A$  для осколков деления; нижняя — число протонов  $Z$  в зависимости от  $A$  для  $\beta$ -стабильных ядер.

ся интегралами движения). Для чётно-чётных ядер спины основных состояний были приняты равными нулю.

Моменты последних непарных нуклонов, определяемые по схеме Нильссона [7], в сильной степени зависят от равновесной деформации ядра. Учитывая близость замкнутой нейтронной оболочки (126 нейтронов) к интересующему нас интервалу масс, мы полагали, что деформация ядер зависит главным образом от числа нейтронов. Поэтому параметр деформации  $\beta$  определялся с помощью графика, приведенного на рис. 1 [9]. Стрелками на этом рисунке показан способ определения  $\beta$ : к массовому числу  $A_0$  стартового ядра «добавляем»  $K$  нейтронов и находим массовое число  $A$  ядра, располагающегося на линии  $\beta$ -стабильности с тем же числом нейтронов, что и ядро  $A_0 + K$ . Считаем деформацию ядер  $A_0 + K$  и  $A$  одинаковой. Поскольку описанная выше процедура вряд ли достаточно хороша, полученные значения спинов усреднялись по значительному интервалу деформации  $\Delta\beta \simeq 0,1$ . Естественно, что полученные дробные числа округлялись до

ближайшего целого или полуцелого (в зависимости от чётности  $A$ ) числа. Существенно и то, что зависимость сечений радиационного захвата нейтронов от спинов ядер не является решающей.

Все сечения  $\sigma_{n,\gamma}$  были вычислены при энергии налетающих нейтронов, равной 20 кэв. Так как чётность заряда  $Z$  стартового ядра сильно влияет на сечения  $\sigma_{n,\gamma}$  всей цепочки изотопов, для каждого стартового осколка массы  $A$  рассчитывались цепочки выходов изотопов при нескольких возможных значениях заряда  $Z$  этого осколка.

**Результаты расчетов.** Для определения выхода ядер с одним и тем же массовым числом  $A$  проводилось суммирование выходов ядер с массой  $A$  от различных стартовых изотопов с массовым числом  $A'$  и зарядом  $Z'$ :

$$N(A) = \frac{1}{(\pi c)^{1/2}} \sum_{A' \leq A; Z'} \delta(A') N_A(A', Z') \exp \times \left\{ -\frac{|Z' - Z_p(A')|^2}{c} \right\}, \quad (2)$$

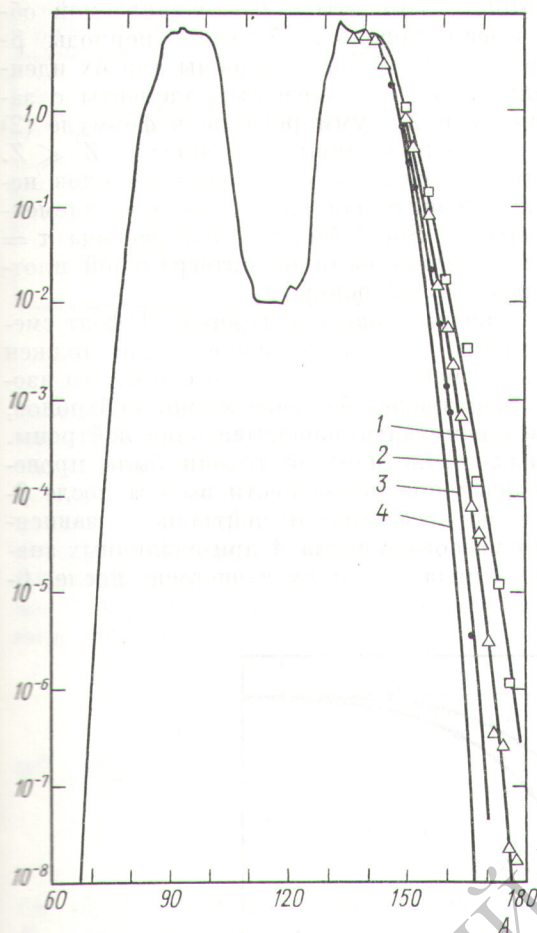


Рис. 2. Массовые распределения продуктов деления  $U^{235}$  тепловыми нейтронами при различных плотностях потока нейтронов (в процентах на акт деления):

□, ▽, ● — расчетные точки; □ и кривая 1 —  $\theta = 5,8 \cdot 10^{25}$  нейтр/см<sup>2</sup>; △ и кривая 2 —  $\theta = 2,5 \cdot 10^{25}$  нейтр/см<sup>2</sup>; ● и кривая 3 —  $\theta = 1,0 \cdot 10^{25}$  нейтр/см<sup>2</sup>; кривая 4 —  $\theta = 0$ .

где  $c = 0,86$  — дисперсия зарядового распределения осколков деления при фиксированном  $A$ ;  $Z_p(A')$  — наиболее вероятный заряд осколка;  $\delta(A')$  — функция, описывающая массовое распределение в отсутствие нейтронного потока;  $N_A(A', Z')$  — выход изотопов массы  $A$  от стартового элемента с массой  $A'$  и зарядом  $Z'$ . Функции  $N_A(A', Z')$  нормированы условием  $\sum_A N_A(A', Z') = 1$ . Зависимость наи-

более вероятного заряда  $Z_p$  от массового числа  $A$  бралась из работы [10]. С хорошей точностью эту зависимость можно аппроксимировать отрезками прямых линий  $Z_p = a + (A - b)d$ , где в области  $A = 132 \div 140$   $a = 48,39$ ;  $b =$

$= 125,6$ ;  $d = 0,406$ ; в области  $A = 140 \div 145$   $a = 48,39$ ;  $b = 128,0$ ;  $d = 0,5$ ; в области  $A = 145 \div 180$   $a = 48,39$ ;  $b = 123,0$ ;  $d = 0,386$ .

Расчеты деформации массового распределения продуктов деления в области тяжелых осколков проводились для различных потоков нейтронов в двух случаях. На рис. 2 представлены результаты расчетов в случае деления  $U^{235}$  тепловыми нейтронами, а на рис. 3 — в случае деления  $U^{238}$  нейтронами с энергией  $14 \text{ Мэв}$ . Значения функции  $\delta(A)$  для этих случаев задавались в виде таблицы, частично взятой из сборника [11]. Ввиду отсутствия экспериментальных данных для больших массовых чисел значения  $\delta(A)$  находились графической интерполяцией и экстраполяцией по отдельным точкам.

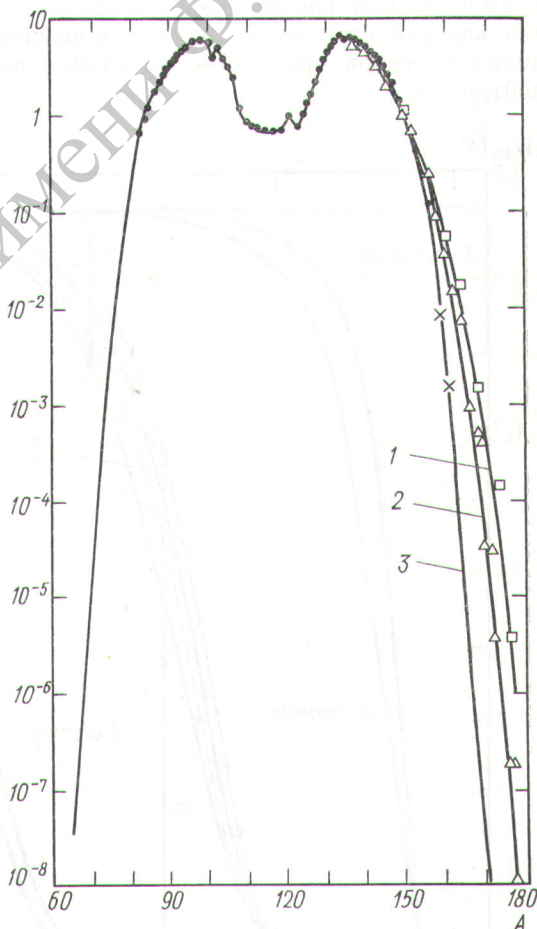


Рис. 3. Массовое распределение продуктов деления  $U^{238}$  нейтронами с энергией  $14 \text{ Мэв}$  (в процентах на акт деления):

●, × — экспериментальные точки, взятые из работы [12]; □, △ — расчетные точки; □ и кривая 1 —  $\theta = 5,8 \cdot 10^{25}$  нейтр/см<sup>2</sup>; △ и кривая 2 —  $\theta = 2,5 \cdot 10^{25}$  нейтр/см<sup>2</sup>; кривая 3 —  $\theta = 0$ .

По расчетным точкам (см. рис. 2 и 3) проведены некоторые гладкие кривые. То обстоятельство, что выходы ядер не укладываются совершенно точно на эти кривые, объясняется нерегулярной зависимостью  $\sigma_{n\gamma}$  от массового числа элемента  $A$  и его заряда  $Z$ . Эффект «смещения» массового распределения осколков становится заметным при плотностях потока нейтронов  $\Theta$ , значительно превышающих  $10^{24}$  нейтр/см<sup>2</sup>. Увеличение эффекта сдвига кривой массового распределения с ростом  $A$  связано с двумя обстоятельствами: во-первых, чем больше масса стартового элемента, тем больше (в среднем) нейтронов он захватывает в потоке нейтронов; во-вторых, эффект размытия массового распределения, который особенно легко проследить на первоначальном распределении прямоугольной формы, проявляется из-за того, что каждый стартовый элемент дает свою цепочку изотопов при последовательном захвате нейтронов.

Некоторые элементы в рассматриваемой области имеют довольно большие периоды  $\beta$ -распадов и в этом смысле удобны для их идентификации. Чтобы определить элементы с заданными  $A$  и  $Z$ , суммирование в формуле (2) нужно проводить лишь по области  $Z' \leq Z$ . В таблице приведены отношения выходов некоторых сравнительно долгоживущих элементов к выходу  $\text{Sm}^{153}$  (период полураспада  $\tau = 47$  ч) в зависимости от интегральной плотности потока нейтронов  $\Theta$ .

**Учет запаздывающих нейтронов.** Эффект смещения кривой массового распределения должен несколько уменьшаться в связи с тем, что изотопы, захватившие большее число нейтронов, способны испускать запаздывающие нейтроны. В рамках статистической теории были проведены вычисления вероятности вылета после  $\beta$ -распада запаздывающего нейтрона в зависимости от массового числа  $A$  при различных значениях заряда  $Z$ , получающегося после  $\beta$ -

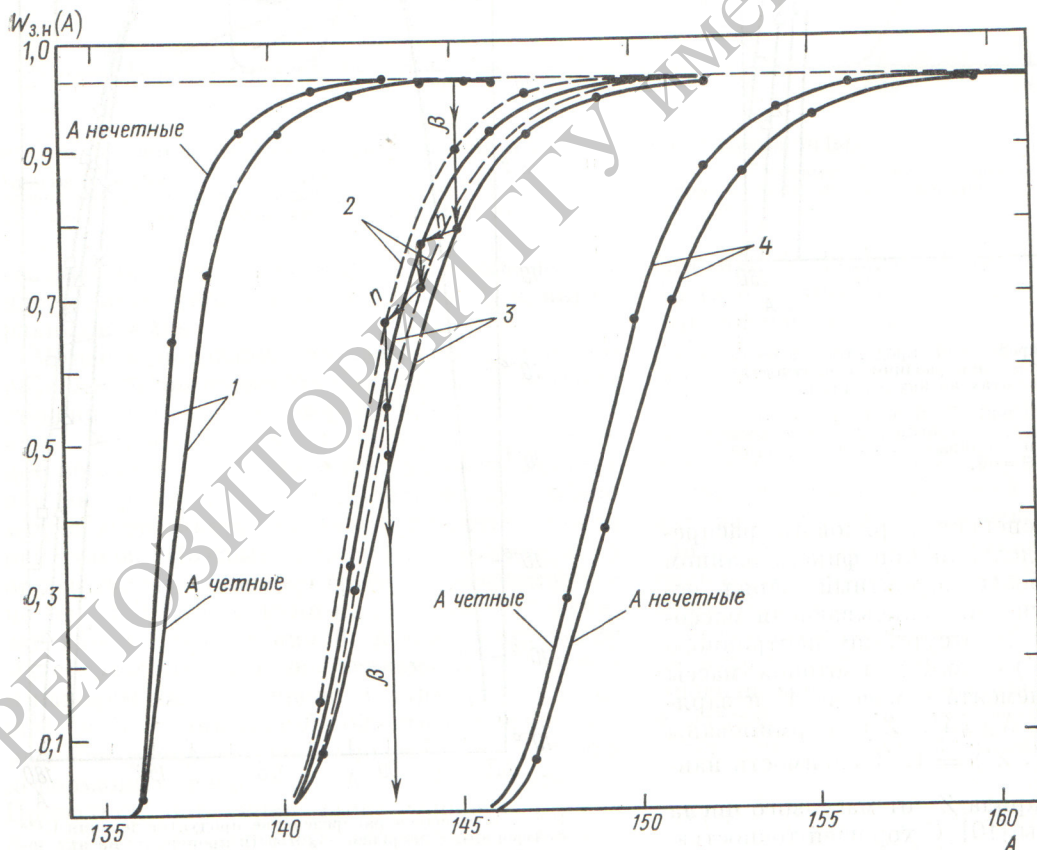


Рис. 4. Вероятность испускания запаздывающего нейтрона  $W_{з.н}^Z(A)$  в зависимости от величины  $A$  для  $Z$ , равных 54 (кривая 1), 56 (кривая 2), 55 (кривая 3) и 57 (кривая 4).

Отношение выходов некоторых элементов со сравнительно большими периодами  $\beta$ -распада к выходу  $\text{Sm}^{153}$  в зависимости от величины  $\Theta$

Интегральная плотность потока $\Theta$ , нейтр/см <sup>2</sup>	$\text{Ho}^{166}$ ( $\tau=27$ ч)	$\text{Er}^{169}$ ( $\tau=9,4$ дня)	$\text{Tm}^{172}$ ( $\tau=6\frac{1}{4}$ ч)	$\text{Yb}^{175}$ ( $\tau=4,2$ дня)	$\text{Lu}^{177}$ ( $\tau=6,7$ дня)
0	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$4,0 \cdot 10^{-7}$	$< 10^{-8}$	$< 10^{-9}$	$< 10^{-10}$
$2,5 \cdot 10^{25}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-4}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$6,0 \cdot 10^{-7}$	$1,0 \cdot 10^{-7}$
$5,8 \cdot 10^{25}$	$7,0 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$3,0 \cdot 10^{-4}$	$2,0 \cdot 10^{-5}$	$4,0 \cdot 10^{-6}$

распада ядра. Необходимое условие вылета запаздывающего нейтрона состоит в том, чтобы максимальная энергия  $\beta$ -распада материнского ядра ( $E_\beta$ ) превышала энергию связи нейтрона дочернего ядра. В соответствии с данными работы [12] вероятность вылета запаздывающего нейтрона из ядра ( $A, Z$ ), получившегося после  $\beta$ -распада ядра ( $A, Z - 1$ ), определяется выражением

$$W_{\text{з.н}}^Z(A) = \frac{\int_{E_\beta}^{E_\beta} (E_\beta - E)^5 \rho(E - \Delta) \frac{\Gamma_n}{\Gamma_n + \Gamma_\gamma} dE}{\int_0^{E_\beta} (E_\beta - E)^5 \rho(E - \Delta) dE}, \quad (3)$$

где  $\rho_0^0$  — плотность уровней дочернего ядра;  $E$  — энергия возбуждения этого ядра;  $B_n$  — энергия связи нейтрона в этом же ядре;  $E_\beta$  — максимальная энергия  $\beta$ -перехода материнского ядра;  $\Gamma_n, \Gamma_\gamma$  — нейтронная и радиационная ширины ядра ( $A, Z$ ). Отношение  $\Gamma_n/\Gamma_n + \Gamma_\gamma$  увеличивается от 0 при энергии нейтрона  $E_n = 0$  до единицы для  $E_n \geq 0,05$  Мэв. Поэтому нижний предел интегрирования в выражении (3) заменяется на  $(B_n + 0,05)$  Мэв. Заметим еще, что в интеграле, стоящем в знаменателе отношения (3), выражение для  $\rho(E - \Delta)$  предполагалось равным постоянной величине при  $E - \Delta < 0,5$  Мэв для того, чтобы устранить расходимость интеграла, связанную с предэкспоненциальным множителем в формуле Ньютона [4] и не имеющую физического смысла. То же самое сделано и в интеграле выражения (2). Значения максимальной энергии  $\beta$ -перехода так же, как и значения  $B_n$ , взяты из таблиц работы [6].

На рис. 4 приведены функции  $W_{\text{з.н}}^Z(A)$  для нескольких значений  $Z$ . Стрелками показаны

возможные схемы  $\beta$ -распада ядер с испусканием запаздывающих нейтронов. Проводя вычисления с помощью схем, аналогичных схемам, показанным на рис. 4, можно сделать заключение о том, что, несмотря на резкое возрастание функций  $W_{\text{з.н}}^Z(A)$ , эффект «обратного сдвига» массового распределения продуктов деления из-за запаздывающих нейтронов невелик. Так, в области масс  $A \approx 170 \div 180$  при самых больших значениях  $\Theta$  (см. рис. 2,3) испускается 3—4 запаздывающих нейтрона, а в области масс  $A \approx 140 \div 150 - 1-2$  нейтрона. Поэтому пересчет кривых, показанных на рис. 2,3, с учетом запаздывающих нейтронов не производился.

В заключение отметим еще раз довольно большую величину изучаемого эффекта при плотности потока  $\Theta \geq 10^{25}$  нейтр/см<sup>2</sup> и в связи с этим возможность его экспериментального обнаружения.

Поступило в Редакцию 30/VI 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. G. Bell. Phys. Rev., 139, SB, 1207 (1965).
2. G. Bell. Phys. Rev., 158, 1127 (1967).
3. W. Hauser, H. Feshbach. Phys. Rev., 87, 366 (1952); M. Lane, I. Lynn. Proc. Phys. Rev., 70, 557 (1967).
4. T. Newton. Canad. J. Phys., 34, 8 (1956).
5. A. Cameron. Canad. J. Phys., 37, 322 (1959).
6. P. Seeger. Nucl. Phys., 25, 1 (1961).
7. С. Нильссон. Деформация атомных ядер. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
8. L. Nordheim. Rev. Mod. Phys., 23, 322 (1951).
9. V. Strutinsky. Nucl. Phys., A95, No. 2, 420 (1967).
10. CROUCH E. A. C. AERE Rep. 5488 (1967).
11. М. М. Гречушкина. Таблицы состава продуктов мгновенного деления  $\text{U}^{235}, \text{U}^{238}, \text{U}^{239}$ . М., Атомиздат, 1964.
12. G. Keerlin. J. Nucl. Energie, 7, No. 1/2, 13 (1958). «Атомная энергия», 4, 250 (1958).