

по-видимому, может быть связано с взаимокompенсацией двух процессов: образованием нейтронов первичным пучком протонов и потерями энергии нейтронами (а следовательно, и уменьшением ОБЭ) при взаимодействии вторичных нейтронов с ядрами углерода. Для никеля второй процесс, по-видимому, более существен. Естественно, что подобные объяснения носят сугубо качественный характер. Следует заметить, что величины доз за защитой получены из энергетических распределений потока, а не тока нейтронов и соответствуют дозе на ее поверхности. Вдали от защиты величины доз должны быть умножены на некий коэффициент, зависящий от углового распределения выходящих нейтронов, величина которого заключена в интервале 0,5—1,0.

Для сравнения дозы, созданной вторичными нейтронами, с дозой первичных протонов необходимо достаточно точно знать соотношение между потоком протонов с энергией 660 Мэв и создаваемой им дозой в бэрах. Рекомендации, содержащиеся в работе [16], не дают возможности точно определить это соотношение. Однако, если принять, что равные потоки нейтронов и протонов с энергиями  $\sim 600$  Мэв создают одинаковую биологическую опасность, что приблизительно верно в случае рассмотрения максимальной глубинной дозы, то доза первичных протонов приблизительно равна  $12 \cdot 10^{-8}$  бэр/протон, т. е. защита толщиной больше, чем ионизационный пробег протона ( $\sim 200$  г/см<sup>2</sup> для графита и 270 г/см<sup>2</sup> для никеля), ослабляет дозу от плоского мононаправленного источника протонов с энергией 660 Мэв приблизительно в четыре раза для графитовой стенки и в шесть раз для никелевой.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность С. Г. Цыпину и Г. Н. Флерову за постоянный интерес к работе, поддержку и плодотворные обсуждения, Ю. П. Кумекину и В. Столетову за помощь в работе на ускорителе и И. Ю. Левенбергу, измерившей абсолютные активности алюминиевых фольг, В. П. Дзелепову за предоставление возможности работать на синхроциклотроне ОИЯИ.

Поступила в Редакцию 3/VI 1964 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. Перфилов и др. Ядерные реакции под действием частиц высокой энергии. М., Изд-во АН СССР, 1962.
2. D. Skyrme. Nucl. Phys., 35, 177 (1962).
3. J. Dostrovsky, P. Rabinowitz, R. Bivins. Phys. Rev., 111, 1659 (1958).
4. А. П. Жданов, П. И. Федотов. ЖЭТФ, 41, 1871 (1964).
5. N. Metropolis et al. Phys. Rev., 110, 204 (1958).
6. В. С. Киселев, В. Б. Флягин. ЖЭТФ, 38, 962 (1957).
7. И. И. Бондаренко и др. См. настоящий вып., стр. 593.
8. Л. И. Абагян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
9. P. Cuzzocrea et al. Nuovo cimento, 16, 450 (1960).
10. J. Crandl et al. Phys. Rev., 109, 425 (1958).
11. Buttler, Santry. Canad. J. Phys., 41, 372 (1963).
12. P. Alboy et al. J. Phys. Rad., 23, 1000 (1962).
13. И. Ю. Левенберг и др. ЖЭТФ, 43, 1619 (1962).
14. Н. Г. Зайцев и др. ЖЭТФ, 43, 1672 (1962).
15. Г. И. Марчук. Численные методы расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1958.
16. Санитарные правила для работы с радиоактивными веществами и источниками ионизирующих излучений. М., Госатомиздат, 1960.



УДК 621.039.51

## Влияние запаздывающих нейтронов на время установления устойчивой цепи делений

В. Ф. Колесов

Рассмотрен стохастический процесс размножения запаздывающих нейтронов в ограниченных цепях делений в надкритическом по мгновенным нейтронам реакторе. Получены уравнения для моментов распределения количества предшественников запаздывающих нейтронов и для среднеквадратичного отклонения.

Исследовано влияние запаздывающих нейтронов на время установления первой устойчивой цепи делений. Составлены уравнения и даны их приближенные решения. Показано, что при малой реактивности и слабом источнике среднее время установления первой устойчивой цепи делений может быть уменьшено запаздывающими нейтронами в 10 и более раз.

Процессы, происходящие в реакторе, имеют статистическую природу. Начальное увеличение мощности подвергается настолько значительным колебаниям, что описание процесса с помощью обычных уравнений кинетики, т. е. с помощью средних величин, в этой области дает мало удовлетворительные результаты. Уравнения кинетики имеет смысл применять лишь после достижения реактором заметной мощности.

Флуктуации мощности реактора и показаний детекторов широко изучаются в связи с созданием методов измерения физических параметров реакторов [1—3], оценкой условий безопасного вывода реактора на мощность [4—7], а также в связи с определением разброса амплитуд импульсов мощности [7, 8].

В работе [7] для описания начальной стадии увеличения мощности в надкритическом по мгновенным нейтронам реакторе вводятся в рассмотрение ограниченные и бесконечные (устойчивые) цепи делений. Такой подход особенно целесообразен при рассмотрении быстрых реакторов, в которых устойчивая цепь делений растет чрезвычайно резко [7]. Можно считать, что в быстром реакторе время достижения практически сколь угодно большой мощности равно времени образования первой устойчивой цепи.

Выражения для вероятности установления первой устойчивой цепи делений выведены в работе [7] при учете лишь мгновенных нейтронов. В настоящей работе получены аналогичные выражения с учетом запаздывающих нейтронов. С этой целью исследованы процесс размножения предшественников запаздывающих нейтронов в ограниченных цепях и их вклад в эффективный источник нейтронов, действующий в реакторе.

Проведем рассмотрение в рамках часто используемого приближения нулевого времени жизни мгновенных нейтронов [9]. Запаздывающие нейтроны сведем к одной группе с эффективными параметрами  $\lambda$  и  $\beta_{эф}$ . Для упрощения математического описания предположим, что количество предшественников запаздывающих нейтронов  $m$  и число делений в ограниченных цепях  $N$  могут принимать любые, не обязательно целые, значения.

Предшественники запаздывающих нейтронов складываются в сильно флуктуирующие по величине ограниченных цепях делений. Как будет видно из дальнейшего,  $m(t)$  при малой реактивности для любого момента времени имеет чрезвычайно протяженное распределение. С помощью

параметра  $q$  обозначим одну из возможных реализаций хода зависимости  $m$  от времени. Вероятность (или плотность вероятности) реализации  $m(q, t)$  обозначим через  $M(q)$ . Тогда можно записать

$$s(q, t) = s_0(t) + \lambda m(q, t); \quad (1)$$

$$W(q, t) = W_0 [s_0 + \lambda m(q, t)] \times \exp \left\{ -W_0 \int_0^t [s_0 + \lambda m(q, \xi)] d\xi \right\}, \quad (2)$$

где  $s_0, s$  — мощность внешнего и полного источников нейтронов соответственно;  $W_0$  — вероятность нейтрону источника инициировать устойчивую цепь делений;  $W(q, t)$  — плотность вероятности возникновения первой устойчивой цепи в момент  $t$  в случае, когда  $m(t)$  имеет вид  $m(q, t)$ . Средняя плотность вероятности будет определяться выражением

$$W(t) = \sum_p M(q) W(q, t) \quad \text{или} \quad \int_p M(q) W(q, t) dq. \quad (3)$$

Таким образом, для определения  $W(t)$  необходимо знать все возможные реализации  $m(q, t)$  и их вероятности.

Для упрощения задачи введем в рассмотрение значение  $P(m, t)$  — плотность вероятности  $m$  предшественников запаздывающих нейтронов в момент  $t$ . Известно, что в надкритическом реакторе с течением времени отношение  $m(t)/\bar{m}(t)$  становится не зависящим от времени, а  $P(m, t)$  зависящим только от  $m/\bar{m}$  [6]. После того как распределение установится, каждое  $m(q, t)$  будет расти в соответствии с уравнениями кинетики. Можно показать, что в этом случае  $m(q, t)$  удовлетворяет уравнению

$$\int_0^{m(q, t)} P(m, t) dm = q, \quad 0 \leq q \leq 1. \quad (4)$$

Будем считать, что зависимость (4) приближенно имеет место и при неустановившемся распределении. Тогда, рассматривая (4) как уравнение относительно верхнего предела, получим

$$W(t) = W_0 \int_0^1 [s_0 + \lambda m(q, t)] \exp \times \left\{ -W_0 \int_0^t [s_0 + \lambda m(q, \xi)] d\xi \right\} dq. \quad (5)$$

Следовательно, в этом приближении задача сводится к определению  $P(m, t)$ .

**Уравнение для  $P(m, t)$ .  
Моменты распределения**

Обозначим через  $W_H(N, t)$  плотность вероятности  $N$  делений в ограниченной цепи, вызванной одним нейтроном источника. В ограниченной цепи из  $N$  делений образуется  $\nu N$  мгновенных нейтронов и  $\beta_{эфф} \nu N / (1 - \beta)$  источников запаздывающих нейтронов, где  $\nu$  — среднее число мгновенных нейтронов на акт деления;  $\beta$  — действительная доля запаздывающих нейтронов. Уравнение для  $P(m, t)$  получим на основании соображений, аналогичных используемым в работе [10]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dP(m, t)}{dt} = & \lambda \int_0^\infty P(m - \gamma N + 1, t) \times \\ & \times (m - \gamma N + 1) W_H(N, t) dN + \\ & + s_0 \int_0^\infty P(m - \gamma N, t) W_H(N, t) dN - \\ & - P(m, t) (s_0 + \lambda m); \end{aligned} \right\} (6)$$

$$P(x, t) = 0 \text{ при } x < 0; \quad \gamma = \frac{\beta_{эфф} \nu}{1 - \beta}$$

или

$$\frac{\partial G}{\partial t} = \varphi_1(p, t) \frac{\partial G}{\partial p} + \varphi_2(p, t) G(p, t) - K(p, t),$$

где

$$\varphi_1 = \lambda [1 - e^{-p} g(\gamma p, t)]; \quad \varphi_2 = s_0 [g(\gamma p, t) - 1]; \quad (7)$$

$$\begin{aligned} K(p, t) = & \lambda e^{p/\gamma} \int_0^{1/\gamma} W_H(N, t) \times \\ & \times e^{-\gamma N p} \int_0^{(1-\gamma N)} P(x, t) x e^{-p x} dx dN; \end{aligned} \quad (8)$$

$G(p, t)$  и  $g(p, t)$  — образы Лапласа функций  $P(m, t)$  и  $W_H(N, t)$  соответственно.

Ниже во всех случаях применения уравнения (7) член  $K(p, t)$  пренебрежимо мал по сравнению с другими членами правой части. Поэтому будем считать  $K(p, t)$  равным нулю.

Из выражения (7) нетрудно получить уравнение для любого момента распределения  $P(m, t)$ . Уравнение для  $n$ -го момента имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{m}^n}{dt} = & n\lambda (\gamma \bar{N} - 1) \bar{m}^n + \\ & + \sum_{k=1}^n \left[ \frac{n(n-1) \dots (n-k+1)}{k!} s_0 \gamma^k \bar{N}^k - \right. \\ & \left. - \frac{n(n-1) \dots (n-k)}{(k+1)!} (-1)^k \lambda (1 - \gamma z)^{k+1} \right] \bar{m}^{n-k}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$z^l = \bar{N}^l.$$

Здесь принято  $\int_0^\infty W_H(N) dN = 1$ ; при строгом

определении  $\int_0^\infty W_H(N) dN = 1 - W_0$ , однако  $W_0$

мало и его можно не учитывать. Если  $s_0$  и  $\bar{N}^k$  не зависят от времени, то решение (9) имеет вид

$$\bar{m}^n = \sum_{j=0}^n b_{n,j} e^{j\lambda t}; \quad a = \lambda (\gamma \bar{N} - 1), \quad \bar{m}^1(0) = 0.$$

Коэффициенты  $b_{n,j}$  определяются из следующих рекуррентных формул:

$$\left. \begin{aligned} b_{n,j} = & -\frac{1}{a(n-j)} \sum_{k=1}^{n-j} \frac{n(n-1) \dots (n-k+1)}{k!} \times \\ & \times \left[ s_0 z_1^k + \frac{n-k}{k+1} \lambda (z_1 - 1)^{k+1} \right] \times \\ & \times b_{(n-k),j} \text{ при } j < n; \\ b_{n,n} = & \frac{1}{a} \sum_{k=1}^n \frac{n(n-1) \dots (n-k+1)}{k!} \times \\ & \times \left[ s_0 z_1^k + \frac{n-k}{k+1} \lambda (z_1 - 1)^{k+1} \right] \times \\ & \times \sum_{j=0}^{n-k} \frac{b(n-k),j}{n-j}, \quad b_{0,0} = 1, \quad z_1^l = \gamma^l \bar{N}^l. \end{aligned} \right\} (10)$$

В уравнение (9) входят моменты распределения числа делений в ограниченных цепях  $\bar{N}^k$ . Ниже потребуются также явные выражения для  $g(\gamma p)$  и  $W_0$ . Определим эти выражения. Обозначим через  $W_g(N)$  плотность вероятности  $N$  делений в ограниченной цепи, возбуждаемой нейтронами одного деления, и через  $k$  — коэффициент размножения на мгновенных нейтронах. Учитывая, что вероятность нейтрону источника вызвать деление равна  $k/\nu$ , можно написать

$$\begin{aligned} W_H(N, t) = & \left( 1 - \frac{k}{\nu} \right) \delta(N) + \\ & + \frac{k}{\nu} W_g(N - 1, t). \end{aligned} \quad (11)$$

Для  $W_0$  и  $W_g(N)$  можно воспользоваться следующими выражениями, полученными в работе [7]\*:

$$W_0 \approx \frac{2,5(k-1)}{\nu}; \quad (12)$$

$$W_g(N) = \frac{e^{-k}(ke^{-k})^N(N+1)^N}{(N+1)!}. \quad (13)$$

Мы несколько изменили формулу (13) в связи с нашими исходными предположениями: факториал заменен его асимптотическим выражением и с целью нормировки  $W_g(N)$  к единице к измененному распределению добавлена  $\delta$ -функция при  $N=0$ . В результате получено

$$g(\gamma p) \approx 1 - \frac{k}{\nu} + \frac{1}{\nu} \left\{ k - \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left[ 1 - \sqrt{\pi \alpha_0} + \alpha_0 - \frac{\alpha_0^2}{6} \right] \right\} e^{-\gamma p} + \frac{1}{\nu} \sqrt{\frac{2}{p}} \left( 1 - \sqrt{\pi \alpha} + \alpha - \frac{\alpha^2}{6} \right); \quad (14)$$

$$\bar{N}^n \approx \frac{1 \cdot 3 \dots (2n-3)}{\nu |\Delta k|^{2n-1}}, \quad (15)$$

где  $\alpha_0 = k - \ln k - 1$ ;  $\alpha = \alpha_0 + \gamma p$ ;  $\Delta k = k - 1$ . Числитель в (15) равен единице при  $n=1$ .

Распределение  $m$  удобно характеризовать дробным среднеквадратичным отклонением  $F$ :

$$F = \frac{(\bar{m}^2 - \bar{m}^2)}{\bar{m}^2}.$$

При постоянных  $k$  и  $s_0$  величина  $F$  имеет весьма простые выражения. При установившемся распределении, т. е. при  $t \rightarrow \infty$ , и при нулевых начальных значениях моментов

$$F(\infty) = \frac{A}{2B} \left( \frac{D}{B} + \frac{C}{A} \right) - 1 \text{ при } \gamma \bar{N} > 1;$$

$$F(\infty) = \frac{A}{2B} \left( \frac{C}{A} - \frac{D}{B} \right) - 1 \text{ при } \gamma \bar{N} < 1, \quad (16)$$

где  $A = \lambda(\gamma \bar{N} - 1)$ ;  $B = \gamma \bar{N} s_0$ ;  $C = \lambda + 2\gamma \bar{N}(s_0 - \lambda) + \lambda \gamma^2 \bar{N}^2$ ;  $D = s_0 \gamma^2 \bar{N}^2$ . Отклонение  $F(\infty)$  сильно убывает с ростом  $\Delta k$  и  $s_0$ :

$F(\infty) \sim \frac{1}{s_0(\Delta k)^2}$ . Зависимость  $F(\infty)$  от  $\Delta k$  при  $s_0$  равных  $10^2, 10^3, 10^4, 10^5$  нейтр/сек, пред-

ставлена на рис. 1. В расчетах использованы следующие значения параметров:  $\lambda = 1 \text{ сек}^{-1}$ ;  $\beta_{эфф} = 3 \cdot 10^{-3}$ ;  $\nu = 2,63$ .

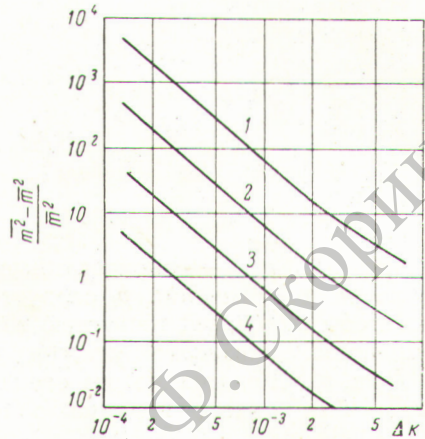


Рис. 1. Дробное среднеквадратичное отклонение  $\frac{\bar{m}^2 - m^2}{\bar{m}^2}$  в зависимости от реактивности: 1 —  $s_0 = 10^2$ ; 2 —  $s_0 = 10^3$ ; 3 —  $s_0 = 10^4$ ; 4 —  $s_0 = 10^5$ .

### Определение $P(m, t)$ и $W(t)$

Для определения  $W(t)$  необходимо найти явный вид  $P(m, t)$ . Функцию  $P(m, t)$  можно получить, решая уравнение (7) с помощью метода характеристик и обратного преобразования Лапласа. Однако этот путь потребовал бы очень большого количества вычислений. Мы решали задачу приближенно, стремясь воспроизвести лишь наиболее вероятные участки распределения. Распределение  $P(m, t)$  представлялось выражением вида

$$P(m, t) = \left( 1 - \sum_{l=0}^n \frac{a_l}{b^l q} \right) \delta(m) + \sum_{l=0}^n a_l e^{-b^l q m}, \quad (17)$$

где  $q, a_l$  — зависящие от времени величины;  $b$  — постоянный коэффициент;  $\delta(m)$  — дельта-функция.

В этом представлении уравнение (7) превращается в систему  $(n+2)$  обыкновенных дифференциальных уравнений для неизвестных функций  $q, a_0, \dots, a_n$ :

$$\sum_{l=0}^n \left[ f_l^{(1)}(p_i) \frac{dq}{dt} + f_l^{(2)}(p_i) \frac{da_l}{dt} \right] = \Phi(p_i), \quad (18)$$

где

$$f_l^{(1)}(p_i) = \frac{a_l p_i (2b^l q + p_i)}{b^l q^2 (b^l q + p_i)^2};$$

$$f_l^{(2)}(p_i) = -\frac{p_i}{b^l q (b^l q + p_i)};$$

$$\Phi(p_i) = \varphi_2(p_i) -$$

$$- \sum_{l=0}^n \frac{a_l}{(b^l q + p_i)} \left[ \frac{p_i \varphi_2(p_i)}{b^l q} + \frac{\varphi_1(p_i)}{b^l q + p_i} \right],$$

$$i = 1, 2, \dots, (n+2).$$

Здесь  $p_1, p_2, \dots, p_{n+2}$  — фиксированные значения параметра  $p$ . Значения  $p_i$  следует выбирать так, чтобы с большей точностью воспроизводились наиболее важные участки распределения  $P(m, t)$ . Желательно это сделать так, чтобы  $\lg p_i$  был одного порядка с  $\lg(\lambda/s_0)$ . Если, например,  $n=3$ ,  $\frac{\lambda}{s_0} = 10^{-3}$ , то можно принять  $p_1 = 10^{-1}$ ,  $p_2 = 10^{-2}$ ,  $p_3 = 10^{-3}$ ,  $p_4 = 10^{-4}$ ,  $p_5 = 10^{-5}$ .

В выбранном представлении  $m(q, t)$  определяется следующим образом:

$$1) \text{ при } q \leq 1 - \sum_{l=0}^n \frac{a_l}{b^l q} \quad m(q, t) \equiv 0; \quad (49)$$

$$2) \text{ при } q > 1 - \sum_{l=0}^n \frac{a_l}{b^l q} \quad m(q, t) \text{ равно пер-}$$

вому корню уравнения

$$\sum_{l=0}^n \frac{a_l}{b^l q} e^{-b^l q m(q, t)} = 1 - q. \quad (20)$$

Уравнения (5), (18) — (20) решаются численно.

На рис. 2 экспериментальное значение  $W(t)$ , полученное на американском реакторе «Годива» [11], сравнивается со значением  $W(t)$ , рассчитанным из уравнений (5), (18) — (20) при  $n=0$ . Эксперимент проводился при  $s_0 = 90$  нейтр/сек (спонтанное деление). Реактивность  $\Delta k \approx 3,5 \cdot 10^{-4}$  быстро вводилась после выдержки реактора в течение 15 сек на уровне запаздывающей критичности. Дополнительный источник от распада предшественников запаздывающих нейтронов, накопившихся за 15 сек выдержки, составлял примерно 200 нейтр/сек. В расчетах использованы следующие значения параметров:  $\lambda = 0,313$  сек<sup>-1</sup>;  $\beta_{эфф} = 5,43 \times 10^{-3}$ ;  $s_0 = 90$  нейтр/сек;  $\nu = 2,63$ ;  $\Delta k = 3,5 \times 10^{-4}$ ;  $p_1 = 3 \cdot 10^{-3}$ ;  $p_2 = 3 \cdot 10^{-4}$ . Начальное распределение (17) устанавливалось по момен-

там (9), вычисленным для времени выдержки 15 сек. Видно, что даже при грубом представлении  $n=0$  расчетное распределение  $W(t)$  весьма близко к действительному.

Наиболее простое представление в форме (17) имеет вид

$$P(m, t) = q e^{-q t}. \quad (21)$$

При постоянных  $s_0$  и  $\Delta k$  оно позволяет решить задачу аналитически. Сравнение с более точ-

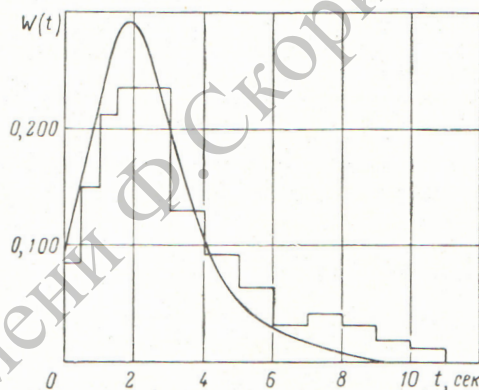


Рис. 2. Вероятность иницирования первой устойчивой цепи делений в зависимости от времени при  $\Delta k = 3,5 \cdot 10^{-4}$  и  $s_0 \approx 90$  нейтр/сек (кривая линия — расчет, гистограмма — эксперимент [11]).

ными расчетами показывает, что грубое решение при  $P(m, t)$  в форме (21) дает качественно правильную оценку распределения  $W(t)$ . В этом случае

$$W(t) = \frac{W_0}{r} \left( s_0 + \frac{\lambda}{r q} \right) e^{-W_0 s_0 t}, \quad (22)$$

где

$$q(t) = \varphi_3 \left[ \left( \frac{\varphi_3}{q(0)} - \frac{\varphi_2}{p} \right) e^{\varphi_3 t} + \frac{\varphi_2}{p} \right]^{-1};$$

$$r(t) = \frac{\lambda W_0}{\varphi_3} \left( \frac{1}{q} - \frac{1}{q(0)} + \frac{\varphi_2 t}{p} \right) + 1.$$

Полученные с помощью (22) распределения  $W(t)$  для различных  $\Delta k$  и  $s_0$  представлены на рис. 3, а, б, в. В расчетах принято, что при  $\Delta k = 1,4 \cdot 10^{-4}$ ;  $s_0$ , равных  $10^2$ ,  $10^3$ , и при  $\Delta k = 3,5 \cdot 10^{-4}$ ;  $s_0 = 10^2$   $\lambda = 0,313$  сек<sup>-1</sup>,  $\beta_{эфф} = 5,43 \cdot 10^{-3}$ ; в остальных случаях  $\lambda = 1$  сек<sup>-1</sup>,  $\beta_{эфф} = 3 \cdot 10^{-3}$ . Пунктиром показаны расчеты без учета запаздывающих нейтронов. Как видно из рисунков, при малых  $\Delta k$  и  $s_0$  запаздывающие нейтроны значительно изменяют ход  $W(t)$ . Например, при  $\Delta k = 1,4 \cdot 10^{-4}$  и  $s_0 = 10^2$  запаздывающие нейтро-

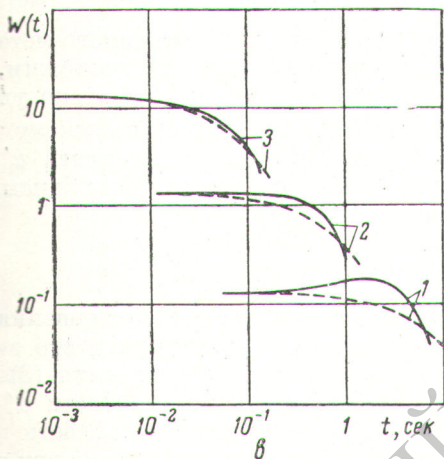
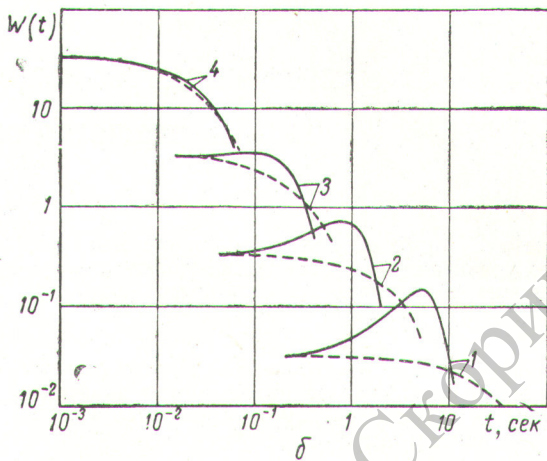
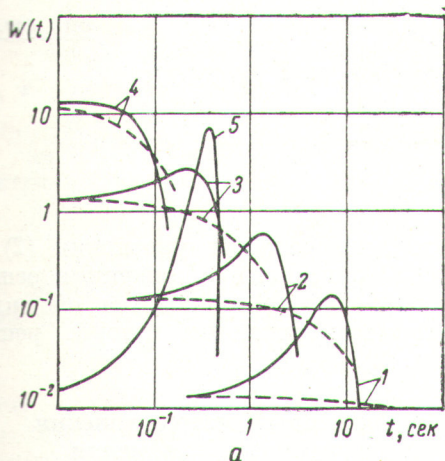


Рис. 3. Вероятность иницирования первой устойчивой цепи делений при значениях  $\Delta k$ , равных  $1,4 \cdot 10^{-4}$  (а),  $3,5 \cdot 10^{-4}$  (б),  $1,4 \cdot 10^{-3}$  (в), с учетом (сплошные линии) и без учета (пунктирные линии) запаздывающих нейтронов:

а: 1 —  $s_0 = 10^2$ ; 2 —  $s_0 = 10^3$ ; 3 —  $s_0 = 10^4$ ; 4 —  $s_0 = 10^5$ ;  
 5 — расчет в предположении  $P(m, t) = \delta[m - \bar{m}(t)]$ ,  
 $s_0 = 10^2$ ; б: 1 —  $s_0 = 10^2$ ; 2 —  $s_0 = 10^3$ ; 3 —  $s_0 = 10^4$ ;  
 4 —  $s_0 = 10^5$ ; в: 1 —  $s_0 = 10^2$ ; 2 —  $s_0 = 10^3$ ; 3 —  $s_0 = 10^4$ .

и  $s_0$  величина  $P(m, t)$  становится все менее протяженной и распределение (23) приближается к действительному. С помощью (23) можно установить область значений  $\Delta k$  и  $s_0$ , при которых не имеет смысла учитывать запаздывающие нейтроны; ими можно пренебречь, если выполняется условие

$$\frac{\lambda \beta_{\text{эфф}} \nu}{s_0 (\Delta k)^2} \leq 1.$$

Поступила в Редакцию 29/II 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Matthes. Nucleonik, 4, 213 (1962).
2. В. Г. Золотухин, А. И. Могильнер. «Атомная энергия», 15, 11 (1963).
3. L. P. J. Nucl. Energy. Parts A/B, 17, 395 (1963).
4. H. Hurwitz et al. Nucl. Sci. and Engng, Part I, II, 15, 166, 187 (1963).
5. G. Bell. Ann. Phys., 21, 243 (1963).
6. G. Bell, W. Anderson, D. Galbraith. Nucl. Sci. and Engng, 16, 118 (1963).
7. G. Hansen. Nucl. Sci. and Engng, 8, 709 (1960).
8. А. Б. Говорков. «Атомная энергия», 13, 152 (1962).
9. D. McMillan, M. Storm, Nucl. Sci. and Engng, 16, 369 (1963).
10. E. Courant, P. Wallace. Phys. Rev., 72, 1038 (1947).
11. T. Wimet et al. Nucl. Sci. and Engng, 8, 691 (1960).

ны в 11 раз сокращают среднее время установления первой устойчивой цепи.

В заключение покажем, насколько важно при расчете  $W(t)$  знать распределение  $P(m, t)$ . Если бы мы рассчитывали увеличение интенсивности запаздывающих нейтронов с помощью обычных уравнений кинетики, то имели бы

$$W(t) = W_0 \left[ s_0 + \frac{\lambda B}{A} (e^{At} - 1) \right] \exp \left\{ -W_0 \times \right. \\ \left. \times \left[ \left( s_0 - \frac{\lambda B}{A} \right) t + \frac{\lambda B}{A^2} (e^{At} - 1) \right] \right\}. \quad (23)$$

Кривая 5 на рис. 3, а представляет  $W(t)$ , рассчитанное по уравнению (23) при  $\Delta k = 1,4 \cdot 10^{-4}$  и  $s_0 = 10^2$ . Сравнение показывает, что рассчитанное с помощью уравнений кинетики среднее время установления первой устойчивой цепи в данном случае примерно в 20 раз меньше действительного. При увеличении  $\Delta k$

