

**КИНЕТИКА ИМПУЛЬСНОГО РЕАКТОРА
САМОГАСЯЩЕГО ДЕЙСТВИЯ**

Активная зона ИРСД представляет собой компактный металлический цилиндр (сферу) без отражателя или с тонким отражателем. Энергетическая и пространственная составляющие потока нейтронов разделяются, и в этом случае односточечная модель кинетики реактора является очень хорошим приближением. Во время вспышки не меняются сколько-нибудь существенно ни геометрия реактора, ни энергетический спектр нейтронов, чтобы оказать влияние на среднее время жизни нейтронов и эффективное значение констант для запаздывающих нейтронов. Единственный параметр односточечной модели, который изменяется во время вспышки, — реактивность, и именно способы описания связи реактивности с мощностью реактора определяют точность расчета параметров вспышки.

§ 2.1. БЕЗЫНЕРЦИОННОЕ САМОГАСНЕНИЕ ИМПУЛЬСА

Если расширение топлива «следит» за ростом температуры (а это происходит при достаточно длительных импульсах, когда постоянная времени упругих колебаний реактора меньше начального периода разгона), то в каждый момент времени изменение реактивности определяется количеством энергии, выделившейся во вспышке до этого:

$$\epsilon(t) = \epsilon_0 + A \int_0^t N(t') dt' = \epsilon_0 + \Delta\epsilon, \quad (2.1)$$

где $\epsilon_0(t)$ — внешняя реактивность, определяемая движением бустерного стержня (см. рис. 1.3); $\epsilon_0(t) = \epsilon_0$ — константа после полного введения бустерного стержня; A — коэффициент реактивности, размерность которого зависит от размерности, принятой для энергии, выделившейся в реакторе; для ИРСД удобными единицами энергии являются деление или градус; соответственно A будем измерять в *единицах реактивности на деление* или в *единицах реактивности на градус* и обозначать A или A_T .

Широко известное соотношение (2.1) применимо также и в том случае, когда обратная связь определяется доплеров-

ским уширением нейтронных резонансов и соответствующим изменением реактивности при небольшом нагреве топлива (например, в реакторе VIPER, см. гл. 1). Естественно, что самогашение вспышки будет только при отрицательном значении A .

Совместно с уравнениями односточечной модели кинетики реактора соотношение (2.1) образует систему связанных уравнений для мгновенной мощности реактора $N(t)$ при достаточно сильном внешнем источнике нейтронов ($S\tau \gg 1$):

$$\left. \begin{aligned} \frac{dN}{dt} &= \frac{\epsilon_0(t) + \Delta\epsilon}{\tau} N(t) + \frac{S(t)}{\nu\tau} + \frac{\sum \lambda_i C_i}{\nu\tau}; \\ \frac{dC_i}{dt} &= -\lambda_i C_i + [1 + \epsilon_0(t) + \Delta\epsilon] \beta_i \nu N(t); \\ \frac{d(\Delta\epsilon)}{dt} &= +AN(t) \end{aligned} \right\} \quad (2.2)$$

[последнее уравнение получено дифференцированием (2.1)].

Для вспышек мощности в ИРСД характерны следующие особенности. Во-первых, на интенсивность и форму импульса мощности не влияет время ввода реактивности, поскольку скорость движения БР подбирается такой, чтобы к моменту окончания роста реактивности не произошло заметного разогрева реактора и он разогнался экспоненциально с периодом, соответствующим полностью введенной реактивности. Можно считать, что реактор мгновенно переходит из состояния запаздывающей критичности в надкритическое состояние на мгновенных нейтронах. Значит, в уравнении (2.2) внешнюю реактивность можно положить постоянной.

Во-вторых, из-за короткой нейтронной вспышки можно пренебречь распадом ядер-предшественников запаздывающих нейтронов. Увеличение же концентрации ИЗН будет играть существенную роль только на заднем фронте импульса после того, как мощность реактора снизится на много порядков. Второе уравнение в системе (2.2) можно опустить при рассмотрении быстрой части вспышки.

И, наконец, третья особенность — энергия вспышки не зависит от интенсивности источника нейтронов; источник определяет только смещение всей картины развития импульса во времени.

С учетом этих особенностей вспышки мощности в ИРСД система (2.2) редуцируется:

$$\left. \begin{aligned} \tau \frac{dN}{dt} &= N(\epsilon_0 + \Delta\epsilon); \\ \frac{d(\Delta\epsilon)}{dt} &= +AN. \end{aligned} \right\} \quad (2.3)$$

Решение этой системы получается методом исключения переменной t ; оно дано, например, Я. В. Шевелевым [1], а здесь приведены только хорошо известные результаты.

Максимальное значение мощности реактора

$$N_m = -\varepsilon_0^2 / 2A\tau. \quad (2.4)$$

В момент достижения максимальной мощности введенная реактивность ε_0 полностью компенсируется разогревом, и, следовательно, выделившаяся энергия

$$Q_m = -\varepsilon_0 / A. \quad (2.4')$$

По окончании вспышки на мгновенных нейтронах устанавливается отрицательная реактивность, по абсолютному значению равная исходной; полная энергия вспышки пропорциональна исходной реактивности:

$$C_0 = 2\varepsilon_0 / |A| \quad (2.5)$$

или

$$C_0 = 2\tau\alpha_0 / |A| = 4N_m / \alpha_0,$$

где $\alpha_0 = \varepsilon_0 / \tau$ — обратный начальный период разгона.

Форма импульса мощности и зависимость выделенной энергии от времени даются функциями

$$N(t) = -\frac{\varepsilon_0^2}{2A\tau \operatorname{ch}^2(\alpha_0 t / 2)} = \frac{N_m}{\operatorname{ch}^2(\alpha_0 t / 2)} \quad (2.6)$$

($t=0$ соответствует максимальному значению мощности);

$$Q(t) = \frac{Q_0}{2} \left(1 + \operatorname{th} \frac{\alpha_0 t}{2}\right). \quad (2.6')$$

Длительность импульса на половине высоты (полуширина импульса)

$$\theta_{1/2} = 3,52 / \alpha_0. \quad (2.7)$$

Интересно, что энергия импульса не зависит от начальной мощности реактора (или интенсивности источника нейтронов). Действительно, введенная положительная реактивность может быть скомпенсирована только разогревом реактора, и поэтому разгон его оканчивается лишь тогда, когда топливо реактора нагреется до определенного значения $\varepsilon_0 / |A_T|$. Время же, в течение которого реактор разгоняется от начального значения мощности до максимального уровня, зависит от начальной мощности и определяется уравнением

$$N(-t_p) = N_m / \operatorname{ch}^2(\alpha_0 t_p / 2),$$

откуда

$$t_p \approx \frac{1}{\alpha_0} \ln \frac{4N_m}{N(-t_p)}. \quad (2.8)$$

Значение мощности $N(-t_p)$ в момент перехода реактора через мгновенную критичность при интенсивности внешнего нейтронного источника (или запаздывающих нейтронов) S дается следующим выражением (см. с. 119):

$$N(-t_p) \approx S \sqrt{2\pi / \tau \gamma}^*, \quad (2.9)$$

Подставляя (2.9) в (2.8), получаем

$$t_p \approx \frac{1}{\alpha_0} \ln \frac{Q_0 \alpha_0 \sqrt{\tau \gamma}}{S \sqrt{2\pi}}. \quad (2.10)$$

В применении к ИРСД γ — скорость ввода реактивности бустером реактивности. Время разгона реактора, очевидно, должно быть больше времени ввода положительной реактивности на несколько периодов $1/\alpha_0$. В противном случае скачок реактивности нельзя рассматривать как мгновенный, и реактор может разогреться ранее достижения максимальной реактивности. Энергия вспышки окажется ниже желаемой и, кроме того, будет весьма нестабильна вследствие зависимости от интенсивности источника.

Чтобы нагляднее показать недостатки медленного ввода реактивности, проанализируем решение уравнения (2.2) без учета запаздывающих нейтронов при $\varepsilon_0 = \gamma t$, т. е. для непрекращающегося внесения реактивности по линейному закону. Точное выражение для Q_m получено в работе [1]:

$$Q_m = \frac{N_0}{\sqrt{2\gamma/\tau}} \int_1^z dx \left(\ln x - \ln z \frac{x-1}{z-1} \right)^{-1/2}, \quad (2.11)$$

где $z = N_m / N_0 \gg 1$, N_0 — мощность при $t=0$, а максимальная мощность N_m определяется из уравнения

$$\gamma \ln(N_m / N_0) = -AN_m(1 - N_0 / N_m).$$

Приближенное значение энергии вспышки

$$\left. \begin{aligned} Q_m &\approx \sqrt{\frac{N_m 2\tau}{|A|}} \approx \frac{1}{|A|} \sqrt{2\gamma\tau \ln \frac{\gamma\tau}{|A| S \sqrt{2\pi\tau/\gamma}}}; \\ C_0 &= 2Q_m. \end{aligned} \right\} \quad (2.12)$$

Время достижения мощности N_m

$$t_p \approx \left(\frac{2\tau}{\gamma} \ln \frac{N_m}{N_0} \right)^{1/2}. \quad (2.13)$$

* Точное значение $N(-t_p)$ в 2 раза ниже этого, но при использовании приведенного соотношения можно опустить член, содержащий интенсивность источника, в уравнении кинетики при $t > 0$ без потери точности решения, что и сделано в (2.3).

N_0 связана линейно с интенсивностью источника нейтронов соотношением (2.9). Максимальная мощность N_m (а также и энергия Q) имеет обратную логарифмическую зависимость от S : чем больше интенсивность источника, тем меньше энергия вспышки нейтронов. Этот парадоксальный результат понять нетрудно. При малой интенсивности источника требуется большое время (пусть t_0) для разогрева реактора до температур, при которых начинается самогашение; за это время вносится и большая реактивность γt_0 . Общий нагрев реактора в этом случае равен $2\gamma t_0 / |A_T|$. Более интенсивный источник нагревает реактор за время $t_1 < t_0$ и общий нагрев $2\gamma t_1 / |A_T|$ оказывается меньше*.

Скорость ввода реактивности γ влияет на энергию импульса примерно как $\sqrt{\gamma}$. Чтобы получить вспышку достаточной интенсивности, нужно обеспечить очень большую скорость ввода БР. Так, по данным работы реактора Godiva II ($\tau = 6,2 \cdot 10^{-9}$ с, $A_T = -1,3 \cdot 10^{-5}$ град $^{-1}$) для генерации вспышки энергией $1 \cdot 10^{16}$ делений ($\Delta T = 55^\circ$ С) при интенсивности источника $5 \cdot 10^8$ нейтр./с γ должна быть равной $500\beta/\text{с}$, что соответствует времени ввода БР 2 мс. Пневматический привод БР Godiva II обеспечивает ввод его за 50 мс; в реакторе FRAN — за 27 мс. В случае такой скорости энергия импульса будет в 5—10 раз ниже номинальной.

При реально достигнутых без нарушения конструкции на ИРСД скоростях изменения реактивности ($40\beta/\text{с}$, или $0,25 k_{\text{эф}}, \text{с}^{-1}$) вспышку большой интенсивности можно получить только при весьма малой интенсивности источника нейтронов. В урановых сборках таким источником являются нейтроны спонтанного деления с интенсивностью 2 нейтр./с на 1 кг урана 93%-ного обогащения.

§ 2.2. ФЛУКТУАЦИИ ВСПЫШЕК ИРСД ПРИ СЛАБОМ ИСТОЧНИКЕ

[$S\tau \ll 1$] [2—4]

Рассчитаем время разгона реактора со слабым источником спонтанных нейтронов в номинальной вспышке мощности ИРСД и сравним его с временем ввода реактивности. Для SPRII ($Q = 10^{17}$ делений, $\alpha_0 = 0,6 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, $\tau = 10^{-8}$ с, $S \approx 200$ нейтр./с, $\gamma = 3\beta/\text{с}$) по формуле (2.10) $t_p = 0,45$ мс. Время ввода положительной реактивности

$$t_{\text{вв}} = \epsilon_0 / \gamma = \alpha_0 \tau / \gamma = 30 \text{ мс}.$$

Оказывается, что $t_{\text{вв}} \gg t_p$ (!).

Такая же картина наблюдается и в других ИРСД, с более высокой скоростью бустера. Для реактора Godiva IV $t_p = 1$ мс,

* При непрекращающемся вводе реактивности, конечно, будут вторые, третьи и т. д. импульсы, но интенсивность каждого из них меньше первого.

а $t_{\text{вв}} = 8$ мс; для FRAN — соответственно 1 и 2,5 мс. Казалось бы, нарушается тот обязательный принцип, который провозглашен в § 2.1: время ввода положительной реактивности должно быть меньше времени, необходимого для разгона реактора от начальной мощности до максимальной. Отнюдь нет. Причина такого несоответствия теории и эксперимента кроется в том, что неправильно вычислено время разгона реактора по уравнениям (2.10), или (2.2), или (2.3), которые справедливы только для детерминированного процесса размножения. В действительности цепная реакция деления носит стохастический характер, и допустимо описывать ее уравнением для средних значений лишь при высокой плотности нейтронов в реакторе. При интенсивности источника 100 нейтр./с плотность мгновенных нейтронов в критическом реакторе, где $k_p = 1 - \beta_{\text{эф}}$, порядка 10^{-7} нейтр./см 3 , вследствие чего флуктуации их числа чрезвычайно велики. Уравнение (2.2) при слабом источнике ничего не говорит об этих флуктуациях и, более того, дает неправильное решение даже для средних значений. Правда, энергия импульса при постоянном значении введенной положительной реактивности и при слабом источнике по-прежнему определяется формулами (2.5), (2.6), так как при максимальной мощности реактора плотность нейтронов велика. Но момент достижения ее значительно флуктуирует от вспышки к вспышке; среднее значение «ожидания» импульса намного превосходит t_p , вычисленное по формулам (2.10) или (2.13). На SPRII при среднем времени ожидания 75 мс (без пульсирующего источника) весьма часты импульсы, появляющиеся через 1 с и более после ввода БР. Распределение времени ожидания вспышки на Godiva II дано на рис. 2.1. Среднее время разгона реактора до максимальной мощности $t_p \approx 3$ с, а время ввода БР намного меньше — 5 мс.



Рис. 2.1. Распределение времени ожидания вспышки на реакторе Godiva II:

P — доля импульсов на секундный интервал; t — время ожидания; — — — эксперимент (94 вспышки); — — — теоретический расчет

При линейном вводе реактивности флуктуирует также и энергия вспышки, в соответствии с которой меняется время ожидания:

$$t_p \approx |A| Q_0 / \gamma.$$

Несовпадение результатов, вычисленных по уравнению для средних значений и по стохастическим уравнениям, —

интересный факт, показывающий, с какой осторожностью нужно пользоваться приближенными моделями.

Перейдем к выводу соотношений для дисперсии времени ожидания вспышек и среднего значения*. Пусть в размножающей системе каждый нейтрон может произвести деление с вероятностью p ; при этом испускается ν нейтронов с вероятностью $P(\nu)$. У каждого нейтрона деления в системе имеется вероятность ω_f того, что он станет родоначальником непрерывающейся цепочки делений; это будет в том случае, если по крайней мере один из нейтронов деления, вызванного этим нейтроном, продолжит цепочку. На основании этого можно записать

$$1 - \omega_f = \sum_{\nu=0}^{\infty} P(\nu)(1 - p\omega_f)^\nu. \quad (2.14)$$

Из соотношения (2.14) можно выразить ω_f через p , которое характеризует реактивность системы ($p\nu = k$ — коэффициент размножения). В слегка надкритическом реакторе, который нас сейчас интересует, $\omega_f \ll 1$, так как в каждом очередном поколении с популяцией порядка единицы вероятность оборваться цепочке значительна (для популяции 1 она равна $\sum_{\nu=0}^{\infty} P(\nu)(1-p)^\nu \sim \frac{1}{3}$), а число таких поколений велико.

Тогда можно использовать разложение в ряд функции $(1 - p\omega_f)$. Вместо (2.14) получим

$$1 - \omega_f = 1 - p\omega_f \bar{\nu} + \frac{p^2 \omega_f^2}{2} \overline{\nu(\nu-1)}.$$

Отсюда

$$p\omega_f = W = 2\varepsilon/\sqrt{v}\Gamma_2 \quad \text{для } 0 < \varepsilon \ll 1, \quad (2.15)$$

где $\Gamma_2 = \overline{\nu(\nu-1)}/\bar{\nu}^2 \approx 0,8$ для различных делящихся изотопов. При внешнем источнике (или источнике запаздывающих нейтронов) интенсивностью S нейтр./с среднее число непрерывающихся цепочек, которые появляются в 1 с, очевидно, равно WS , а среднее время между стартами таких непрерывных цепочек — $1/WS$. Средняя популяция нейтронов, связанная с одной из цепочек, растет по экспоненциальному закону $N_i(t) = N \exp[\varepsilon(t-t_i)/\tau]$; здесь t_i — момент начала i -й цепочки. Для цепочки, которая стартовала позднее на время $1/WS$,

$$N_{i+1}(t) = N \exp[\varepsilon(t-t_i - 1/WS)/\tau] = N_i \exp(-\varepsilon/WS\tau).$$

Если

$$\varepsilon/WS\tau \gg 1, \quad (2.16)$$

* В основном мы будем следовать упрощенному, но очень наглядному доказательству Г. Хансена [2].

то $N_{i+1} \ll N_i$, и тогда полная популяция нейтронов в реакторе, равная сумме популяций во всех цепочках, определяется, главным образом, одной цепочкой — первой.

Используя соотношение (2.15), получим вместо условия (2.16) условие

$$2S\tau/\sqrt{v}\Gamma_2 \approx S\tau \ll 1, \quad (2.17)$$

которое определяет «слабый» источник. В противоположность «слабому» источнику при «сильном» источнике ($S\tau \gg 1$) популяция нейтронов в системе спустя достаточно большое время после ввода реактивности определяется многими цепочками, которые стартовали в течение времени τ/ε . Разброс времени ожидания тогда не может превышать одного периода реактора.

Продолжим вывод соотношений для флуктуаций вспышки. Пусть $t=0$ — момент перехода реактора через критичность. При «слабом» источнике время ожидания вспышки нейтронов имеет две составляющие: $t_p = t_1 + t_2$, где t_1 — время до начала непрерывающейся цепочки делений, приведшей в конце концов к вспышке, а t_2 — время развития этой цепочки до максимального значения мощности (или до какого-то другого определенного значения). Заметим, что при $t < 0$ также может начаться непрерывная цепочка, но в целях краткости изложения будем считать вероятность такого события равной 0.

При мгновенном скачке реактивности вероятность $P(t_1)dt_1$ начала первой цепочки делений около момента t_1 в интервале dt_1 есть произведение вероятности $\exp(-WS t_1)$ того, что к этому времени не «стартует» ни одна цепочка, и вероятности $WS dt_1$ начала цепочки в интервале dt_1 :

$$P(t_1)dt_1 = \exp(-WS t_1) WS dt_1.$$

Среднее значение t_1 и дисперсия равны:

$$\bar{t}_1 = \frac{1}{WS} = \frac{\sqrt{v}\Gamma_2}{2\varepsilon S}; \quad \bar{t}_1^2 - \bar{t}_1^2 = \left(\frac{\sqrt{v}\Gamma_2}{2\varepsilon S}\right)^2. \quad (2.18)$$

Вывод соотношений для \bar{t}_2 и $\bar{t}_2^2 - \bar{t}_2^2$ не приводим; результат решения стохастического уравнения для популяции в одной непрерывающейся цепочке следующий: среднее время нарастания мощности реактора до определенного уровня N_2

$$\bar{t}_2 = t_0 + 0,577\tau/\varepsilon,$$

где t_0 определяется из уравнения

$$N_2 = \frac{\sqrt{v}\Gamma_2}{2\varepsilon\tau} \exp(\varepsilon t_0/\tau), \quad \text{а} \quad \bar{t}_2^2 - \bar{t}_2^2 = 1,64 \left(\frac{\tau}{\varepsilon}\right)^2.$$

Легко убедиться, что $\bar{t}_2^2 - \bar{t}_2^2 \ll \bar{t}_1^2 - \bar{t}_1^2$ при $S\tau < 1$. Теперь для времени ожидания вспышки \bar{t} получаем

$$\bar{t} = \bar{t}_1 + \bar{t}_2 \approx \frac{\bar{v}\Gamma_2}{2\varepsilon S} + t_0 + 0,577 \frac{\bar{\tau}}{\varepsilon} \approx \frac{\bar{v}\Gamma_2}{2\varepsilon S} + t_0, \quad (2.19)$$

а для дисперсии

$$\bar{t}^2 - \bar{t}^2 = (\bar{v}\Gamma_2/2\varepsilon S)^2. \quad (2.20)$$

Время ожидания, подсчитанное по формуле (2.19), на несколько порядков превышает время развития детерминированной цепной реакции t_p [см. (2.10)] и оказывается значительно больше времени движения БР $t_{\text{вв}}$. Для SPRII $\bar{t} = 75$ мс, а $t_p = 0,5$ мс; для Godiva IV — 3 с и 1 мс соответственно. Статистический характер размножения нейтронов в данном случае упрощает техническую задачу быстрого ввода положительной реактивности.

Для линейного ввода реактивности ограничимся формулами для средних значений времени начала цепочки делений и энергии импульса и дисперсии времени ожидания при слабом источнике $S\tau \ll 1$ [2]:

$$\bar{t}_1 \approx \sqrt{\pi \bar{v}\Gamma_2 / 4\gamma S}, \quad \bar{t}_1^2 - \bar{t}_1^2 \approx 0,2 \bar{v}\Gamma_2 / \gamma S. \quad (2.21)$$

Заметим, что время ожидания импульса мало отличается от \bar{t}_1 . Среднее значение энергии вспышки

$$\bar{Q}_0 \approx 2\gamma \bar{t}_1 / |A| = \sqrt{\pi \bar{v}\Gamma_2 \gamma / A^2 S}. \quad (2.22)$$

Формула (2.22) получена для модели безынерционного самогашения импульса. Энергия вспышки при слабом источнике \bar{Q}_0 намного превосходит Q_0 , вычисленную по формулам (2.11) или (2.12) для сильного источника; отношение этих величин есть $\sim 1/\sqrt{S\tau}$. В реакторах с обогащенным ураном, когда источником являются только спонтанные нейтроны, $S\tau \approx 10^{-6}$ и энергия вспышки \bar{Q}_0 при достаточно продолжительном вводе реактивности может превышать значение Q_0 в 10^3 раз.

В ИРСД долгое время ожидания начала непрерывающейся цепочки делений позволяет вводить БР не очень быстро. Однако большие флуктуации момента вспышки создают неудобства в управлении реактором и экспериментальными устройствами. Совершенно исключается возможность синхронизации вспышки с приводами органов СУЗ, а также с какими-либо приборами экспериментальной техники. Наиболее удачное решение этой проблемы — использование пульсирующего источника. БР вводится в присутствии слабого фонового источника, и уже при достижении максимальной положительной реактивности реактор облучается коротким (несколько микросекунд) импульсом нейтронов из мишени импульсного нейтронного генератора, расположенного вблизи реактора. Число нейтронов в импульсе от источника — 10^8 — 10^9 . Так как вероят-

ность для каждого нейтрона образовать цепочку делений $W \sim r \approx 10^{-3}$, то в течение действия внешнего импульса стартует 10^5 — 10^6 цепочек. Такое число цепочек обеспечивает практически полностью детерминированное развитие импульса с весьма незначительными флуктуациями.

Другой возможный способ снижения флуктуаций — применение сильного постоянного внешнего источника ($\geq 10^8$ нейтр./с) и быстрый ввод БР. Источником могут быть запаздывающие нейтроны, предшественники которых образовались при предварительной работе реактора на небольшой мощности порядка 1 Вт. Энергия вспышки в таком режиме определяется скоростью ввода реактивности. Однако ни гидравлический, ни пневматический приводы не позволяют достичь тех уровней вспышки, которые характерны для обычного режима.

Очень большое значение γ можно получить, используя вращающийся модулятор реактивности вместо возвратно-поступательного бустера. На импульсном реакторе периодического действия ИБР было предусмотрено устройство для создания сильных самогасящихся вспышек при большой интенсивности источника. Вращающийся подвижный урановый вкладыш реактора ИБР дает скорость изменения реактивности γ до 60 с^{-1} , что может обеспечить достаточно высокую энергию вспышки (10^{16} делений), хорошо воспроизводимую от импульса к импульсу. Примерно такие же параметры импульса получаются при использовании взрывного устройства для прострела БР сквозь активную зону, что сделано в реакторе YAYOI (см. сноску на стр. 15).

§ 2.3. ВСПЫШКА МОЩНОСТИ С УЧЕТОМ МЕХАНИЧЕСКОЙ ИНЕРЦИИ РЕАКТОРА; ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Для отрицательной обратной связи без запаздывания ($\Delta\varepsilon = A \int N dt$) полная энергия вспышки пропорциональна положительной реактивности, или обратному начальному периоду разгона реактора α_0 [см. (2.5)]. Простая линейная зависимость Q_0 от α_0 действительно имеет место в небольших вспышках с полным энерговыделением до $(1 \div 2) \cdot 10^{16}$ делений, что соответствует нагреву до $\sim 100^\circ \text{C}$ (рис. 2.2 и 2.3). Исключение составляет лишь реактор VIPER, в котором линейный (в пределах погрешности измерений) участок занимает весь рабочий интервал энергии импульсов вплоть до 230°C .

В интенсивных же вспышках нарушается прямая пропорциональность между Q и α_0 . Основная причина этого — механическая инерция топлива при быстром нагреве.

Общее выражение для обратной связи по температуре можно записать в таком виде:

$$\Delta\varepsilon = \int_V u(r, t) \frac{\partial w}{\partial r} dV, \quad (2.23)$$

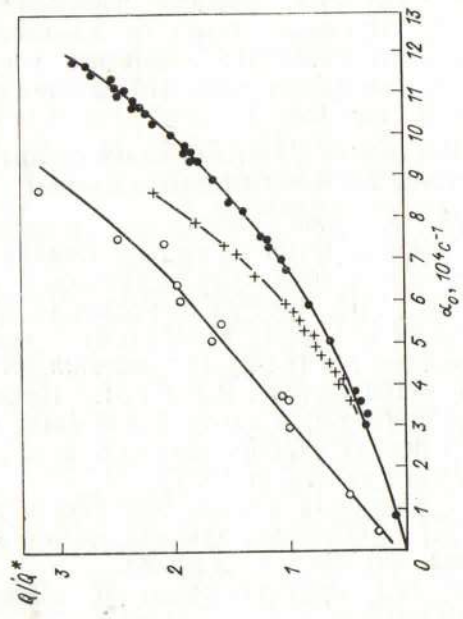


Рис. 2.2. Энергия импульса мощности Q как функция обратного начального периода разгона на мгновенных нейтронах α_0 (экспериментальные данные):
 $Q^* = \begin{cases} 5 \cdot 10^5 \text{ делений [Godiva II (O)]} \\ 3.3 \cdot 10^6 \text{ делений [Godiva IV (●)]} \\ 8 \cdot 10^6 \text{ делений [SPR II (+)]} \end{cases}$
 — подгонка к экспериментальным точкам по закону $Q = C_1 \alpha_0 (1 + C_2 \alpha_0^2)$

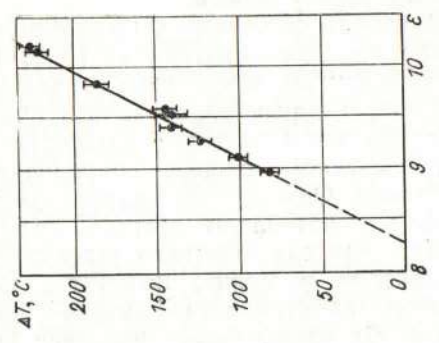


Рис. 2.3. Энергия вспышки реактора VIPER как функция введенной реактивности ϵ (ϵ в относительных единицах)

где ω — эффективность элемента топлива; u — смещение топлива в точке r в момент времени t относительно начального положения [до вспышки $u(r, 0) = 0$ для всех r], а V — объем реактора; $d\omega/dr$ — производная эффективности топлива по направлению смещения.

При достаточно медленном разгоне реактора в любой момент времени смещение точек топлива (или изменение размеров реактора) пропорционально выделенной к данному моменту времени энергии; математически это означает, что в функции $u(r, t)$ разделяются переменные:

$$u(r, t) = CU_r(r)T(t).$$

В результате приходим к модели мгновенного температурного коэффициента — модели безынерционного самогашения [см. (2.1)].

В случае быстрого нагрева механическая инерция топлива препятствует его расширению, и поэтому обратная связь по температуре, связанная с деформацией активной зоны, запаздывает по отношению к выделенному теплу.

Любая инерция отрицательной обратной связи завышает полное тепловыделение в реакторе с постоянной внешней положительной реактивностью. Пусть имеется небольшое запаздывание с постоянной времени τ_3 и реактивность выражается соотношением

$$\epsilon(t) = \epsilon_0 + AQ(t - \tau_3) \approx \epsilon_0 + AQ - A\tau_3 N(t). \quad (2.24)$$

Последний член представляет собой поправку к мгновенному температурному коэффициенту, и ей следует быть небольшой:

$$\tau_3 N(t) \ll Q(t).$$

Используя уравнение (2.3), получаем

$$\alpha_0 \tau_3 \ll 1.$$

Это неравенство означает, что время запаздывания мало по сравнению с начальным периодом разгона. Решим уравнение кинетики реактора $\dot{N} = \alpha_0 N$ совместно с выражением (2.24), исключив время. Решение получившегося линейного уравнения находится последовательным интегрированием по частям:

$$\begin{aligned} \tau N &= \int (\epsilon_0 + AQ) dQ + \frac{|A| \tau_3}{\tau} \int \int (\epsilon_0 + AQ) dQ + \\ &+ \frac{A^2 \tau_3^2}{\tau^2} \int \int \int (\epsilon_0 + AQ) dQ + \dots = \sum_{l=1}^{\infty} (-1)^{l-1} \left(\frac{A \tau_3}{\tau} \right)^{l-1} \times \\ &\times \left(\epsilon_0 \frac{Q^l}{l!} + \frac{AQ^{l+1}}{(l+1)!} \right) = \frac{\epsilon_0 \tau}{|A| \tau_3} (e^x - 1) + \frac{\tau^2}{A \tau_3^2} (e^x - 1 - x), \end{aligned}$$

где $x = -QA\tau_3/\tau$.

Начальная мощность предполагается малой. Полную энергию вспышки определим, положив $N=0$ в решении

$$(e^{x_\infty} - 1)(\varepsilon - \tau/\tau_3) = -\tau x_\infty/\tau_3.$$

Так как

$$x_\infty = \frac{Q_\infty |A| \tau_3}{\tau} = \frac{2Q_\infty}{Q_\infty^{(p)}} \alpha_0 \tau_3 \ll 1,$$

то экспоненту в левой части можно разложить в ряд по степеням x при $x=0$. (Здесь и далее в гл. 2 Q_∞ — полная энергия импульса без учета запаздывающих нейтронов.) В результате найдем x_∞ и $Q_\infty/Q_\infty^{(p)}$ — отношение энергии импульса с запаздыванием τ_3 к энергии импульса без запаздывания:

$$Q_\infty/Q_\infty^{(p)} = 1 + \alpha_0 \tau_3.$$

Данное соотношение утверждает, что запаздывание всегда увеличивает энергию вспышки. В этом доказательстве, идея которого заимствована из книги [1], природа обратной связи не существенна, будь то механическая, тепловая или химическая инерция.

Возвратимся к оценкам формы и энергии импульса мощности реактора с механической инерцией. Для твердой упругой среды, в которой деформации и напряжения связаны законом Гука, уравнение для смещения любой точки среды $\mathbf{u}(r, t)$ при ее нагреве записывается так (см. гл. 3):

$$\rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = (\lambda^* + 2\mu^*) \text{grad div } \mathbf{u} + (\lambda^* + \mu^*) \text{rot rot } \mathbf{u} - \kappa(3\lambda^* + 2\mu^*) \text{grad } T(r, t) \quad (2.25)$$

или в одномерном случае:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = E \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \kappa E \frac{\partial T}{\partial x}.$$

Здесь λ^* и μ^* — упругие постоянные Ламе.

Левая часть уравнений (2.25) описывает инерциальные силы, правая — силы упругости. Совместное решение динамического уравнения упругости (2.25) и уравнений нейтронной кинетики реактора и обратной связи

$$\left. \begin{aligned} \tau \ddot{Q} &= (\varepsilon_0 + \Delta\varepsilon) \dot{Q}, \\ \Delta\varepsilon &= \int_V \mathbf{u}(r, t) \text{grad } \omega(r) dV \end{aligned} \right\} \quad (2.26)$$

позволяет найти форму и энергию импульса мощности ИРСД с учетом механической инерции.

Уравнение (2.25) — волновое; в его решении присутствуют волны расширения и сжатия, распространяющиеся со скоростью звука и отражающиеся от границ раздела физических сред. Совместное решение уравнений (2.26) и (2.25) в общем

случае весьма трудоемко. Обычно используют некоторые упрощающие предположения относительно характера тепловыделения и колебаний топливных элементов реактора.

Хорошие результаты дает простая модель, рассматривающая реактор как *одночастотный осциллятор*. Суть ее состоит в том, что все точки реактора предполагаются колеблющимися с одной частотой. Уравнение для перемещений становится уравнением осциллятора:

$$\ddot{u} + \omega^2 u = \omega^2 u_0(r) T(t), \quad (2.27)$$

где ω — собственная круговая частота свободных колебаний реактора; $u_0(r)$ — статическое смещение точек топлива при нагреве реактора в среднем на 1°C . Решение уравнения (2.27)

$$u(t) = u_0(r) \omega \int_0^t \sin \omega t' T(t-t') dt' \dots \quad (2.27')$$

Изменение реактивности из-за осцилляций топлива выразится теперь так:

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon &= \int u(r, t) \frac{\partial \omega}{\partial r} dV = \int u_0(r) \frac{\partial \omega}{\partial r} dV \omega \int_0^t \sin \omega t' T(t-t') dt' = \\ &= A \omega \int_0^t \sin \omega t' Q(t-t') dt'. \end{aligned}$$

Здесь A — температурный коэффициент реактивности при расширении топлива в направлении колебаний. Тогда система (2.25) и (2.26) сведется к следующей:

$$\left. \begin{aligned} \tau \ddot{Q} &= (\varepsilon_0 + \Delta\varepsilon) \dot{Q}; \\ \Delta\varepsilon &= A \omega \int_0^t \sin \omega t' Q(t-t') dt'. \end{aligned} \right\} \quad (2.28)$$

В гл. 3 анализируется степень применимости модели одночастотного осциллятора для некоторых симметричных тел.

Аналитическое решение уравнений (2.28) возможно для предельных случаев $\alpha_0/\omega \ll 1$ и $\alpha_0/\omega \gg 1$ — малая и большая инерция. При $\alpha_0/\omega \rightarrow 0$ $\Delta\varepsilon \rightarrow A Q$, что соответствует безынерционному гашению реактора.

Неравенство $\alpha_0/\omega \gg 1$ равносильно тому, что $\omega t \ll 1$ для всех t , при которых мощность реактора существенно отлична от нуля, так как длительность импульса мощности реактора порядка $1/\alpha_0$. Тогда $\sin \omega t' \approx \omega t'$ и

$$\Delta\varepsilon \approx A \omega^2 \int_0^t t' Q(t-t') dt' = A \omega^2 \iint Q(t') dt \quad (2.29)$$

(получено интегрированием по частям).

Система уравнений

$$\left. \begin{aligned} \tau \ddot{Q} &= (\epsilon_0 + \Delta\epsilon) \dot{Q}; \\ \Delta\epsilon &= A\omega^2 \int \int Q dt \end{aligned} \right\} \quad (2.29')$$

была решена Я. В. Шевелевым [1]. Полная энергия импульса

$$Q_\infty = \frac{1,13\alpha_0^3 \tau}{|A| \omega^2} = \left(\frac{\alpha_0}{\omega}\right)^2 \frac{Q_\infty^{(p)}}{1,77}, \quad (2.30)$$

где $Q_\infty^{(p)} = 2\alpha_0\tau/|A|$ — энергия импульса с безынерционным самогашением.

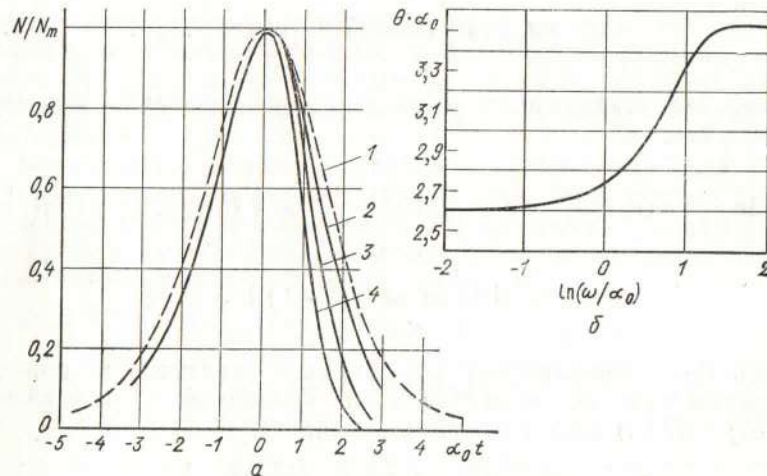


Рис. 2.4. Форма импульса мощности ИРСД в модели одночастотного осциллятора (а) и полуширина импульса (θ) (б) в зависимости от степени инерционности расширения реактора:

1 — импульс при безынерционном самогашении, $\alpha_0/\omega=0$; 2 — $\alpha_0/\omega=0,5$; 3 — $\alpha_0/\omega=1$; 4 — $\alpha_0/\omega=5$ (кривые нормированы на пиковую мощность)

Энергия, выделенная к моменту достижения максимума мощности,

$$Q_m = 0,61Q_\infty,$$

т. е. импульс оказывается несимметричным в противоположность симметричному импульсу при $\alpha_0/\omega=0$ (рис. 2.4), а его длительность существенно меньше:

$$\theta_{эф} = Q_\infty/N_m = 2,88/\alpha_0;$$

$$\theta_{1/2} = 2,6/\alpha_0. \quad (2.30')$$

Напомним, что при безынерционном гашении $\theta_{1/2} = 3,52/\alpha_0$. Тот факт, что при малой инерции тепловыделение за вспышку в ИРСД пропорционально α_0 , а при большой инерции пропорционально α_0^3 [см. (2.30)], дает основания полагать, что зависимость полного тепловыделения Q_∞ от обратного начального периода α_0 типа

$$Q_\infty = Q_\infty^{(p)} \left(1 + \frac{1}{1,77} \left(\frac{\alpha_0}{\omega}\right)^2\right) \quad (2.31)$$

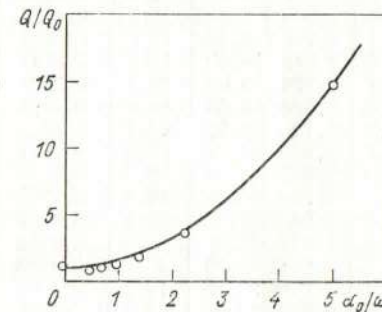
будет удовлетворительна в широком интервале значений α_0/ω .

Система уравнений (2.28) решена В. Ф. Колесовым [5] численно в параметрическом виде для разных значений отно-

Рис. 2.5. Энергия импульса мощности ИРСД как функция параметра α_0/ω (модель одночастотного осциллятора):

○ — точное численное решение [5]; — — — аппроксимация $Q = Q_0 / \left[1 + \frac{1}{1,77} \left(\frac{\alpha_0}{\omega}\right)^2\right]$.

$$Q_0 = \frac{2\alpha_0\tau}{|A|}$$



шения α_0/ω . График рис. 2.5 иллюстрирует точность предложенной выше аппроксимации для Q [см. (2.31)]. На рис. 2.4 и в табл. 2.1 приведены форма и параметры импульса мощности реактора для нескольких значений α_0/ω , полученные В. Ф. Колесовым. В предельных случаях $\alpha_0/\omega \rightarrow 0$ и $\alpha_0/\omega \rightarrow \infty$ справедливы аналитические выражения для полуширины импульсов $\theta_{1/2} = 3,52/\alpha_0$ и $\theta_{1/2} = 2,6/\alpha_0$.

Параметрический вид результатов В. Ф. Колесова позволяет использовать их для расчетов импульсов мощности в реакторах с любым значением среднего времени жизни нейтронов.

Применение модели одночастотного осциллятора к реальным системам всегда дает удовлетворительные результаты. Удастся подобрать параметр ω так, чтобы расчетная зависимость совпала с экспериментальной во всем интервале изменения α_0 (см. рис. 2.2). Более того, это значение ω обычно неплохо совпадает с экспериментально измеренной круговой частотой свободных осцилляций реактора в одном из направлений. Так, для реактора СПРИИ значение $2\pi/\omega$, соответствующее гладкой кривой $Q(\alpha_0)$ (см. рис. 2.2), равно 109 мкс, в то время как экспериментальное значение периода собственных колебаний в осевом направлении реактора — 110 мкс.

Таблица 2.1

Импульс мощности реактора на быстрых нейтронах при различных значениях параметра α_0/ω

$\alpha_0/\omega = 5$			$\alpha_0/\omega = 1$			$\alpha_0/\omega = 0,5$		
$\alpha_0 t$	\hat{N}	\hat{Q}	$\alpha_0 t$	\hat{N}	\hat{Q}	$\alpha_0 t$	\hat{N}	\hat{Q}
0	10^{-6}	0	0	10^{-6}	0	0	10^{-6}	0
14,0	1,148	1,175	11,4	0,0854	0,0880	11,1	0,0632	0,0636
14,3	1,525	1,574	11,7	0,1136	0,1164	11,4	0,0838	0,0856
14,6	2,014	2,102	12,0	0,1500	0,1556	11,7	0,1105	0,1146
14,9	2,640	2,796	12,3	0,1968	0,2084	12,0	0,1444	0,1516
15,2	3,424	3,701	12,6	0,2557	0,2752	12,3	0,1866	0,2011
15,5	4,381	4,867	12,9	0,3277	0,3626	12,6	0,2378	0,2645
15,8	5,500	6,346	13,2	0,4124	0,4735	12,9	0,2974	0,3446
16,1	6,758	8,183	13,5	0,5094	0,6116	13,2	0,3632	0,4436
16,4	8,049	10,40	13,8	0,6114	0,7797	13,5	0,4304	0,5627
16,7	9,204	13,00	14,1	0,7074	0,9778	13,8	0,4912	0,7012
17,0	9,984	15,89	14,4	0,7812	1,202	14,1	0,5360	0,8557
17,3	10,12	18,92	14,7	0,8143	1,442	14,4	0,5550	1,020
17,6	9,425	21,88	15,0	0,7914	1,685	14,7	0,5424	1,186
17,9	7,893	24,49	15,3	0,7082	1,911	15,0	0,4988	1,342
18,2	5,809	26,55	15,6	0,5768	2,135	15,3	0,4325	1,483
18,5	3,663	27,97	15,9	0,4238	2,285	15,6	0,3558	1,601
18,8	1,927	28,80	16,2	0,2796	2,390	15,9	0,2810	1,696
19,1	0,8219	29,19	16,5	0,1658	2,456	16,2	0,2160	1,770
19,4	0,2766	29,35	16,8	—	—	16,5	0,1642	1,827
19,7	0,0714	29,39	17,1	—	—	16,8	0,1249	1,870
20,0	0,0138	29,40	17,4	—	—	17,1	0,0953	1,903

Примечание. $\hat{N} = N A/\alpha_0 \tau$ — безразмерная мощность; $\hat{Q} = Q A/\alpha_0 \tau$ — безразмерная энергия.

Существует несколько кодов для численного решения связанных нейтронно-механических уравнений импульсного реактора. Помимо уже упомянутого анализа В. Ф. Колесова описан численный код для совместного решения уравнения кинетики на мгновенных нейтронах, уравнений для запаздывающих нейтронов, уравнения осцилляции реактора в виде (2.27) и уравнения баланса тепла с учетом теплопроводности при входной реактивности, зависящей от времени [6]. При расчете по этому коду полного тепловыделения за вспышку мощности в реакторе APRFR с коэффициентом обратной связи A , определенным экспериментально по импульсу с малым тепловыделением, где $Q_{\infty}^{(p)} = 2\alpha_0\tau/|A|$, погрешность была не хуже 15%, причем в области $1,7 \cdot 10^{17} < Q < 3,7 \cdot 10^{17}$ делений совпадение с экспериментом полное. Расчетное значение частоты собственных механических колебаний реактора было подобрано так, чтобы получалась экспериментальная величина Q_{∞} для

импульса с $Q_{\infty} = 3,7 \cdot 10^{17}$ делений. Интересно заметить, что зависимость $Q(\alpha_0)$ в виде (2.31) удовлетворительно описывает эксперимент; отклонение нигде не превышает 7%.

CONEC [7] — одномерная программа для реактора в виде сферы или шара с внутренней полостью. Она отличается от аналогичных программ для оценки взрывов реактора только видом уравнения состояния. По программе CONEC был рассчитан реактор Godiva. Рассчитанный период колебаний равен 55 мкс, что неплохо согласуется с аналитическим значением для первой гармоники свободных колебаний однородной сферы — 58 мкс. Выход нейтронов за вспышку, рассчитанный по программе CONEC, мало отличается от экспериментальных данных.

Вообще анализ многих реакторов показал, что в осциллирующих и гашении реактивности доминирующей всегда является какая-либо одна гармоника, расширение реактора в каком-то одном, главном направлении. В расчете важно выделить это основное направление и определить для него частоту свободных колебаний реактора. Если это сделано безошибочно, то определение параметров вспышки мощности в реакторе по модели осциллятора не представляет трудностей.

Продолжая рассмотрение расчетных моделей кинетики на мгновенных нейтронах с учетом механической инерции, нельзя обойти вниманием программу Doppelas, которая создана для реакторов с твэлами в виде стержней [8, 9]. Программа предназначена для расчета формы и энергии импульса мощности реактора с температурной обратной связью по реактивности за счет доплер-эффекта и расширения твэлов. Уравнение упругости решается в одномерном виде, наличие оболочки не принимается во внимание (это равносильно предположению об очень тонкой оболочке). Кроме того, сделаны еще два упрощения:

- 1) твэл нагревается равномерно по длине;
- 2) ценность топлива по отношению к размножению нейтронов меняется линейно по длине твэла, имея максимальное значение в центре реактора.

В этих предположениях обратная связь по реактивности описывается выражением

$$\Delta \varepsilon = \Delta \varepsilon_{\text{упр}} + \Delta \varepsilon_{\text{д}} = \frac{2A_c}{L} \int_0^t R(bt') Q(t-t') dt' + A_{\text{д}} Q(t), \quad (2.32)$$

где $R(x)$ — периодическая функция треугольной формы единичной амплитуды с периодом $4/b = 2L/c$; L — половина длины твэла; A — статический аксиальный температурный коэффициент реактивности; $A_{\text{д}}$ — доплеровский температурный коэффициент реактивности.

Программа Doppelas дает численное решение уравнений кинетики одноточечной модели реактора совместно с уравнением (2.32) и начальными условиями для произвольной формы входной реактивности.

При большой инерции твэла, когда $bt' \ll 1$ в течение всего импульса, уравнение (2.32) должно сводиться к уравнению (2.29). Действительно, вместо $R(bt')$ в этом случае можно использовать линейную функцию bt' , и тогда интегрированием по частям получим $\Delta\epsilon_{упруг} = \frac{2Ac^2}{L^2} \iint Q(t') dt'$. Это совпадает с [2.29] при $\omega = \pi c/2L$ с точностью до множителя $8/\pi^2$, который появляется из-за различия температурного коэффициента реактивности A в формулах (2.29) и (2.32).

Численное решение связанных уравнений нейтронной кинетики и уравнений динамической упругости может осуществляться методом последовательных приближений. Алгоритм выглядит следующим образом.

1. Устанавливается начальная реактивность $\epsilon_0(t)$.
2. С помощью подходящей модели кинетики вычисляется нулевое приближение к энергии импульса и форме температурного скачка без учета обратных связей.
3. На основе данных п. 2 решается уравнение динамической термоупругости, вычисляются перемещения топлива $u(r, t)$ (способы решения обсуждаются в гл. 3).
4. На основе данных п. 3 и рассчитанной предварительно для критического реактора зависимости ценности топлива от координат $w(r)$ вычисляется реактивность с учетом обратной связи:

$$\epsilon = \epsilon_0 + \int_V u(r, t) \frac{\partial w}{\partial r} dV + \Delta\epsilon_D(t)$$

($\Delta\epsilon_D$ — изменение реактивности от доплер-эффекта уширения нейтронных резонансов).

5. Решается численно уравнение кинетики с реактивностью по п. 4; находится первое приближение к энергии и форме импульса мощности.
6. Вновь решаются уравнения упругости по п. 3 с данными п. 5 и т. д.

Итерации продолжаются до тех пор, пока энерговыделение в импульсе и длительность импульса на очередном шаге не совпадут с нужной точностью с их значением на предыдущем шаге.

§ 2.4. ВЛИЯНИЕ ОТРАЖАТЕЛЕЙ И ЗАМЕДЛИТЕЛЕЙ НА ПАРАМЕТРЫ ВСПЫШКИ

Имеются две причины влияния отражающих и замедляющих материалов, находящихся около или внутри активной зоны ИРСД, на характер вспышки.

Во-первых, постановка отражателя и особенно замедлителя нейтронов увеличивает среднее время жизни поколения нейтронов в реакторе. Развитие мощности во времени может по-прежнему подчиняться уравнению одноточечной модели кинетики, но с другими параметрами. При одинаковом периоде разгона $1/\alpha_0$ в «голом» реакторе и реакторе с отражателем надкритичность в последнем случае выше из-за большего значения τ , поэтому энергия вспышки будет выше в реакторе с большим τ .

Длительность импульса мощности ИРСД не изменяется при постановке незамедляющих образцов около активной зоны, что следует из соотношений (2.7) и (2.30') для рассмотренных моделей кинетики. Влияние на энергию вспышки небольших образцов из отражающих нейтроны материалов (сталь, никель, вольфрам и т. д.) также весьма незначительно (рис. 2.6). Это влияние отражателей на импульс мощности заметно лишь при сравнении реакторов разной конструкции и композиции.

Во-вторых, возможно такое изменение свойств реактора при возмущении его экспериментальным устройством, что окажется неприменимой сама одноточечная модель кинетики. Для одноточечной модели согласно соотношениям (2.5) и (2.30) при малых α_0 выход энергии во вспышке должен быть либо линейной функцией α_0 , либо функцией с положительной второй производной. Кривые $\Delta T(\alpha_0)$ на рис. 2.6 совершенно неожиданно в области $0 < \alpha_0 < 3$ имеют выпуклость вверх, что противоречит теории для «голового» реактора. Отклонение от теории получается из-за присутствия «комнатных»* нейтронов. Во время экспериментов, результаты которых нанесены на график рис. 2.6, ИРСД находился в небольшом помещении, и отраженные от бетонных стен и замедлившиеся нейтроны имели заметную вероятность попасть в реактор. Критерием применимости одно-

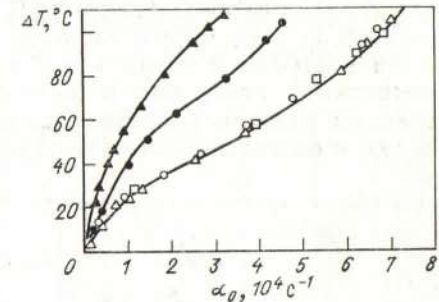


Рис. 2.6. Зависимость энергии вспышки от обратного периода реактора SPR для различных отражателей [11]:

сталь толщиной 1,9 см: Δ — $r=22,86$ см; \circ — $r=20,32$ см; \square — $r=17,78$ см. Полиэтилен: \blacklozenge — толщина отражателя 5,08 см; $r=22,22$ см; \bullet — толщина 2,54 см, $r=22$ см (r — расстояние от центра реактора до внутренней поверхности отражателя)

* «Комнатными» часто называют нейтроны, возвратившиеся в реактор после отражения от стен помещения.

точной модели кинетики при наличии двух сильно различающихся по энергетическому спектру нейтронов зон (или сильно удаленных, но равнозначных зон) может служить следующее неравенство, полученное в рамках стохастической двухзонной модели [10]:

$$\omega^2 \ll \rho_{12} \rho_{21} \lambda_1^* \lambda_2^*, \quad (2.33)$$

где ω — частота возмущения реактивности (или колебаний мощности); ρ_{12} , ρ_{21} — вероятности рассеяния нейтрона из зоны 1 в зону 2, и наоборот; λ_1^* , λ_2^* — величины, обратные времени жизни нейтрона в зонах 1 и 2 соответственно. Время пролета «комнатных» нейтронов в описанном опыте было сравнимо с периодом разгона реактора даже при достаточно больших периодах, и соотношение (2.33) не выполнялось.

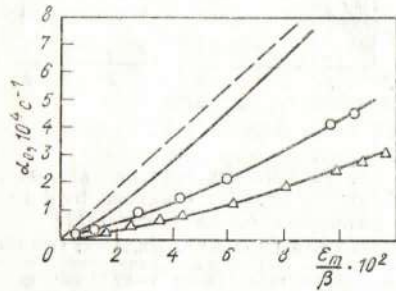


Рис. 2.7. Обратный начальный период разгона реактора SPR II как функция введенной реактивности:

— — — — — одноточечная модель; — — — — — реактор без отражателя или с тонким стальным отражателем; ○ — водородсодержащий отражатель толщиной 2,54 см; △ — тот же отражатель толщиной 5,08 см; расстояние отражателя от центра реактора 22,22 см

При $\alpha_0 \rightarrow \infty$ время жизни «комнатных» нейтронов оказывается существенно больше периода разгона реактора, и они «выбывают из игры», унося с собой небольшую реактивность (порядка $10^{-4} k_{эф}$). Хотя формально соотношение (2.33), характеризующее применимость одноточечной модели кинетики, по-прежнему не выполняется, вспышка мощности реактора формируется так же, как для голого реактора, — «комнатные» нейтроны являются как бы дополнительной группой запаздывающих нейтронов. Недооценка эффекта «комнатных» нейтронов в некоторых случаях приводит к занижению измеряемой эффективности стержней регулирования и чревата неприятностями.

Эффект «комнатных» нейтронов наглядно проявляется на тех реакторах, которые приспособлены для генерации импульсов как в помещении, так и в полевых условиях. Для реактора, подчиняющегося одноточечной модели кинетики, $\alpha_0 = \epsilon_0 / \tau$; при наличии «комнатных» нейтронов α_0 нелинейно связан с уровнем надкритичности ϵ_0 (рис. 2.7).

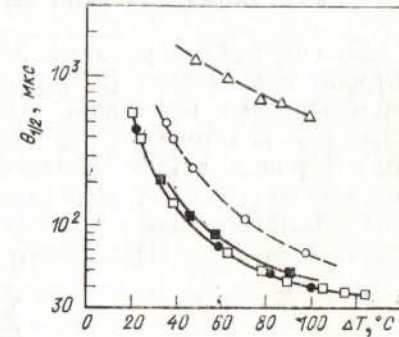
Аналогичное, но более сильное влияние на характер вспышки реактора оказывают замедлители, помещенные около или внутри активной зоны. Замедлитель формирует весьма широкий энергетический спектр нейтронов, время жизни кото-

рых колеблется от долей микросекунды до сотни микросекунд (водородсодержащий замедлитель). Вследствие этого в большом интервале изменений α_0 одноточечная модель кинетики оказывается неприменимой (нелинейная связь ϵ_0 и α_0 , см. рис. 2.7).

Замедлитель сильно увеличивает энергию вспышки при заданном периоде реактора (см. рис. 2.6) и длительность импульса при заданном выходе энергии (рис. 2.8). Оценку формы и интенсивности вспышки при наличии замедлителя, не отделенного от активной зоны поглощающим медленными нейтронами экраном, можно произвести численно с привлечением любой

Рис. 2.8. Влияние водородсодержащего отражателя (полиэтилен) с поглощающим экраном на длительность вспышки:

□ — голый реактор; △ — реактор с отражателем из полиэтилена толщиной 5,08 см, эффективность 0,62β; ○ — то же, с кадмиевым экраном, эффективность отражателя 0,46β; ■ — полиэтилен с борсодержащим фильтром толщиной 6 мм, эффективность отражателя 0,35β; ● — то же, с фильтром толщиной 12,5 мм, эффективность — 0,29β.



подходящей модели пространственной кинетики. Хорошие результаты дают простые методы, специально предназначенные для расчета импульса реактора с самогашением [11—13]; некоторые из них учитывают «комнатные» и медленные нейтроны как дополнительные группы запаздывающих нейтронов.

Эффективной мерой снижения влияния замедляющих образцов на характер вспышки ИРСД является фильтрация медленных нейтронов борсодержащим экраном (см. рис. 2.8). Поглотители тепловых нейтронов, например кадмий, недостаточно эффективны, так как пропускают эпитепловые нейтроны. Последние существенно влияют на кинетику аппарата; сумма времени жизни нейтронов с энергией 1 эВ в полиэтиленовом замедлителе (~ 1 мкс) и времени пролета их от замедлителя к активной зоне (скорость их — 1 см за 1 мкс) уже сравнима с периодом разгона реактора. Преимущество бора как поглотителя состоит также в том, что при захвате нейтрона он дает γ -кванты малой энергии, в то время как высокоэнергетичное γ -излучение кадмия приводит к сильному фону при нейтронных измерениях [14].

Возможен фильтр двухслойный, с отдельным поглощением тепловых и резонансных нейтронов. Компонентами такой

пары могут быть, с одной стороны, кадмий, тонкий слой бора или бористой стали, золото и т. д., с другой стороны — вольфрам, рений, тантал, некоторые редкоземельные элементы. Первый слой может отсутствовать. Подобная композиция полезна в реакторе, где допускается тонкий рефлектор. Изготовленный, например, из вольфрама, последний дает большую экономию критической массы без существенного увеличения времени жизни ценности нейтронов и одновременно экранирует активную зону от «комнатных» нейтронов и медленных нейтронов замедлителя. Для эффективного экранирования толщина вольфрамового отражателя должна быть не менее 5 см.

§ 2.5. ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ НЕЙТРОНЫ И ХВОСТ ВСПЫШКИ

До сих пор не принимались во внимание запаздывающие нейтроны и в системе (2.2) рассматривалось только уравнение для мгновенных нейтронов. Однако за время интенсивной вспышки в реакторе образуется $\nu\beta Q_\infty$ источников запаздывающих нейтронов. После окончания вспышки ИРСД стабилизируется на некотором уровне реактивности ниже мгновенной, но выше запаздывающей критичности с начальной интенсивностью источника запаздывающих нейтронов

$$S_0 = \nu \sum_{i=1}^6 \lambda_i \beta_i Q_\infty.$$

Для мгновенной температурной обратной связи по реактивности установившееся значение реактивности численно равно начальной реактивности:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 + AQ_\infty = AQ_\infty/2 = -\varepsilon_0.$$

Для импульса с энерговыделением 10^{16} – 10^{17} делений величина ε_0 обычно составляет несколько процентов от $\beta_{эф}$, и установившийся период разгона реактора на запаздывающих нейтронах

$$T_{разг} \approx \bar{\tau}_{зап} \frac{\varepsilon_0}{\beta_{эф}} \left(\bar{\tau}_{зап} = \beta \left/ \sum_{i=1}^6 \beta_i \lambda_i = 2,3с^* \right. \right)$$

оказывается сравнительно большим (0,1–0,3 с). Это дает возможность вовремя прервать разгон с помощью системы аварийной защиты, срабатывающей от вспышки.

Вследствие большого периода разгона на запаздывающих нейтронах мощность реактора до начала сброса БАЗ почти

* Оценка $\bar{\tau}_{зап}$ по работе Дж. Р. Кипина «Физические основы кинетики ядерных реакторов». Пер. с англ. Под ред. В. А. Кузнецова. М., Атомиздат, 1967.

постоянна (см. рис. 1.3) и для случая мгновенной обратной связи по реактивности определяется соотношением

$$N_p \approx \frac{\nu \sum_i \lambda_i \beta_i Q_\infty}{|\varepsilon_1|} = \frac{2\nu \sum_i \lambda_i \beta_i}{|A|} = \frac{\nu\beta}{1,15|A|} \frac{\text{нейтр}}{с}. \quad (2.34)$$

Интересно, что уровень плато не зависит от энерговыделения за вспышку и начальной реактивности, а только от коэффициента обратной связи A_f . Для очень слабых вспышек ($\varepsilon_0 \sim 0$) фоновая мощность снижается приблизительно вдвое:

$$N_p \approx \nu \sum_i \lambda_i \beta_i / |A|.$$

Мощность реактора на плато довольно велика, что создает трудности при проведении экспериментов на ИРСД. Так, на реакторе Godiva $N_p \approx 2$ МВт; соотношение энерговыделения во вспышке и в хвосте импульса в этом реакторе приблизительно равно 1:1, т. е. половина генерированных в импульсе нейтронов приходится на длительный промежуток времени порядка 0,1 с после вспышки.

Для сокращения длительности плато импульса применяется процедура предварительного включения механизма АЗ — сигнал на срабатывание подается ранее вспышки за такое время, которое приблизительно равно времени инерции привода АЗ. В особенно интенсивных вспышках ($T_0 \geq 100^\circ\text{C}$) наблюдается эффект саморасцепления электромагнита БАЗ из-за термомеханического удара, что дополнительно сокращает длительность плато импульса. Наиболее существенно (в 2–4 раза) можно уменьшить хвост импульса, применяя метод пролета БР [15]. В этом случае БР не останавливается в месте, соответствующем заданному уровню надкритичности, а «простреливается» (пневматическим или взрывным устройством, как на реакторе YAYOI) сквозь активную зону, тем самым быстро снижая реактивность ε_1 после импульса.

Простое соотношение (2.34) для мощности в хвосте импульса в интенсивных вспышках экспериментально не подтверждается. Если главную роль в гашении вспышки реактора играет механическая инерция, то уровень плато оказывается ниже, чем для мгновенного температурного коэффициента, и мощность стремится к значению, равному половине значения, определяемого соотношением (2.34). Действительно, для интенсивных вспышек, применяя формулу (2.30), имеем

$$\varepsilon_0 = \left(\frac{|A| Q_\infty \omega^2 \tau^2}{1,13} \right)^{1/3},$$

а установившаяся реактивность после импульса

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 + AQ_\infty = AQ_\infty [1 - (\omega\tau/1,06AQ_\infty)^{2/3}].$$

Значение мощности на плато сразу после окончания вспышки

$$N_p = \frac{\nu \sum \lambda_i \beta_i}{|A| [1 - (\omega\tau/1,06AQ_\infty)^{2/3}]}; \quad \lim_{Q_\infty \rightarrow \infty} N_p = N_p^{(0)}/2,$$

так как выражение в квадратных скобках стремится к 1 ($N_p^{(0)}$ — значение мощности на плато для мгновенной обратной связи). В этом доказательстве предполагалось, что осцилляции реактора затухают на плато импульса. На самом деле

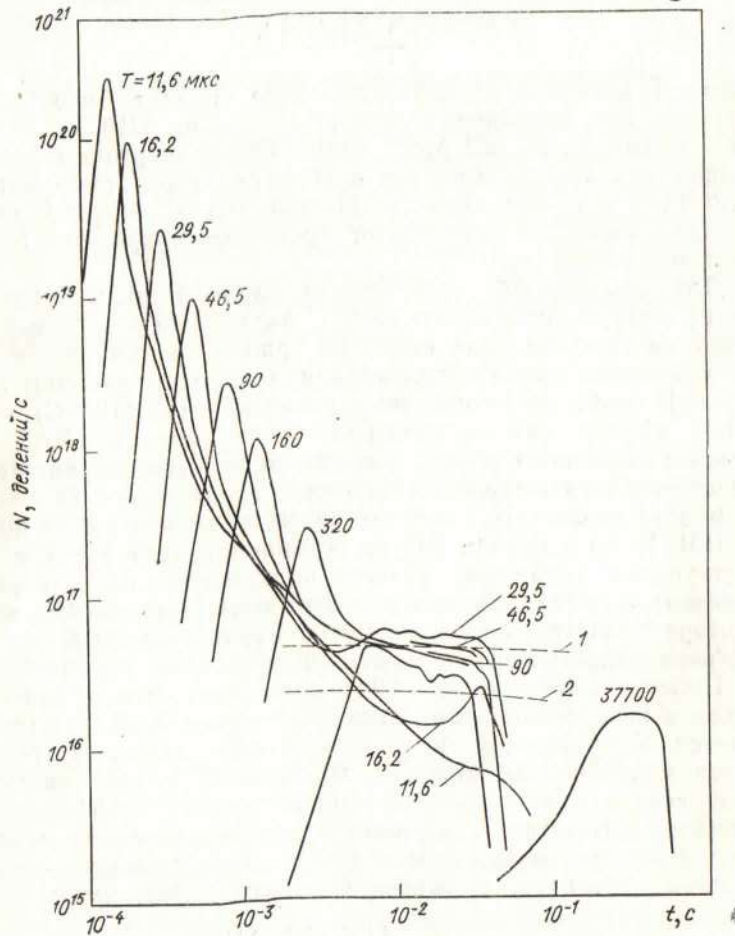


Рис. 2.9. Импульсы мощности реактора Godiva II для разных начальных периодов разгона T :

— эксперимент; --- расчетный уровень плато для безнерционного гашения (1) и для гашения с большим запаздыванием (2). В двух самых больших вспышках ($T=11,6$ и $16,2$ мкс) видно снижение уровня плато за счет механической инерции реактора, а также эффекта самондуцированного сброса АЗ

мощность реактора осциллирует в соответствии с механическими колебаниями топливных пластин, которые продолжаются несколько миллисекунд.

Осцилляции на плато и снижение уровня плато для больших вспышек хорошо выявляются в эксперименте (рис. 2.9). Если в самогашении вспышки мощности реактора доминирует отрицательный доплер-эффект, то уровень плато, напротив, увеличивается с ростом энерговыделения во вспышке, что обусловлено нелинейной связью доплер-эффекта с температурой. Действительно,

$$\epsilon_1 = \epsilon_0 + A_\infty Q_\infty = A_\infty Q_\infty - A_m Q_\infty a,$$

где A_m — средний доплеровский коэффициент реактивности при нагреве топлива до максимума импульса; A_∞ — средний доплеровский коэффициент для нагрева топлива за всю вспышку. К моменту достижения максимальной мощности в реакторе выделяется aQ_∞ тепла ($a < 1$). Известно, что $A_d \sim CT^{-1/2} \sim \sim CQ^{-1/2}$. Значит,

$$\epsilon_1 = CQ_\infty^{1/2} (\sqrt{a} - 1)$$

и

$$N_p = \nu \sum \lambda_i \beta_i Q_\infty / |\epsilon_1| \sim \sqrt{Q_\infty}.$$

В импульсном реакторе VIPER, где действуют оба механизма самогашения (расширение и доплер-эффект), уровень плато растет с увеличением подогрева за вспышку, что указывает на доминирующую роль доплер-эффекта (табл. 2.2).

Таблица 2.2

Характеристики импульса мощности в реакторе VIPER (численный расчет [16])

Начальная положительная реактивность, доли β	Полуширина вспышки (в долях начального периода)	Нагрев реактора за вспышку, °С	Нагрев на плато, °С/мс
0,02	3,56	20	0,45
0,05	3,61	51	0,52
0,10	3,70	108	0,60
0,15	3,76	170	0,66
0,20	3,82	237	0,71
0,235	3,86	286	0,75
0,235*	3,43	316	0,70

* В этой строке приведены результаты расчета гипотетического варианта, где доплер-эффект заменен расширением твэла. Заметны увеличение интенсивности, уменьшение длительности вспышки и снижение интенсивности плато по сравнению с предыдущей строкой.