

П. А. Пономаренко, С. С. Безотосный,
М. А. Фролова

Севастопольский национальный университет ядерной
энергии и промышленности, г. Севастополь, Украина

О физической доле запаздывающих нейтронов в активной зоне реактора с низкообогащенным топливом при первом физическом пуске

Рассматривается вопрос теоретической оценки физической доли запаздывающих нейтронов в активной зоне реактора на тепловых нейтронах, тепловыделяющие элементы которого содержат только урановое топливо, до начала физического пуска — одного из самых ответственных и потенциально опасных ядерных процедур в эксплуатации любого реактора.

Ключевые слова: атомная энергетика, ядерный реактор, доля запаздывающих нейтронов, ядерная безопасность, активная зона, реактивность, низкообогащенное топливо, уран, коэффициент размножения, число ядер, первый физический пуск, ценность запаздывающих нейтронов.

П. А. Пономаренко, С. С. Безотосный, М. О. Фролова

Про фізичну долю запізнених нейтронів у активній зоні реактора з низькозбагаченим паливом при першому фізичному пуску

Розглядається питання теоретичної оцінки фізичної частки запізнених нейтронів в активній зоні реактора на теплових нейтронах, тепловидільні елементи якого містять тільки уранове паливо, до початку фізичного пуску — одного з найвідповідальніших і потенційно небезпечних ядерних процедур в експлуатації будь-якого реактора.

Ключові слова: атомна енергетика, ядерний реактор, частка запізнених нейтронів, ядерна безпека, активна зона, реактивність, низькозбагачене паливо, уран, коефіцієнт розмноження, число ядер, перший фізичний пуск, цінність запізнених нейтронів.

© П. А. Пономаренко, С. С. Безотосный, М. А. Фролова, 2012

В настоящее время атомная энергетика развивается высокими темпами и играет революционную роль в научно-техническом прогрессе, став крупной отраслью хозяйственной деятельности человека. Интенсивное развитие атомной энергетики невозможно без соблюдения правил безопасной эксплуатации ядерных установок.

В правилах ядерной безопасности говорится о том, что ядерный реактор безопасен, если он управляется на запаздывающих нейтронах и пределом перехода является высвобождение реактивности $\rho = 0,7\beta_{эф}$. Если возможное разовое высвобождение реактивности ρ превышает $0,7\beta_{эф}$, то внесение такой положительной реактивности должно быть обязательно шаговым, причем реактивность, высвобождаемая одним шагом, не должна превышать $0,3\beta_{эф}$ ($\rho_{шаг} \leq 0,3\beta_{эф}$). Если предусматривается непрерывное высвобождение реактивности во времени, скорость внесения положительной реактивности dp/dt не должна превышать $0,07\beta_{эф}$ в одну секунду ($dp/dt \leq 0,07\beta_{эф} \text{ с}^{-1}$) [1]. Известно, что эффективная доля запаздывающих нейтронов $\beta_{эф}$ определяется как произведение физической доли запаздывающих нейтронов $\beta_{физ}$ на ценность запаздывающих нейтронов γ ($\beta_{эф} = \beta_{физ} \cdot \gamma$), и для неизменной активной зоны $\gamma = \text{const}$ [2].

Из сказанного становится очевидным, что эффективная доля запаздывающих нейтронов ($\beta_{эф} = \beta_{физ} \cdot \gamma$) играет роль единицы реактивности, которая используется для оценки запаса до состояния критичности и, что самое главное, мгновенной критичности, приближаться к которой запрещено правилами ЯБ.

Статья посвящена определению физической доли запаздывающих нейтронов в активной зоне реактора с низкообогащенным топливом при первом физическом пуске как составляющей величины эффективной доли запаздывающих нейтронов $\beta_{эф}$.

Чтобы обеспечить ядерную безопасность при первом физическом пуске ядерного реактора, необходимо знать физическую долю запаздывающих нейтронов в активной зоне, возникающих при делении ${}_{92}^{235}\text{U}$ и ${}_{92}^{238}\text{U}$. Именно ${}_{92}^{235}\text{U}$ и ${}_{92}^{238}\text{U}$ являются источниками мгновенных и запаздывающих нейтронов, а доля запаздывающих нейтронов оказывает влияние на ядерную безопасность реактора.

Рассмотрим более подробно влияние наличия в топливе ядер ${}_{92}^{238}\text{U}$ на долю запаздывающих нейтронов в начале компании. В активной зоне ядерного реактора ВВЭР-1000 перед первым физическим пуском в известном соотношении содержатся 4,4 % ${}_{92}^{235}\text{U}$ и 95,6 % ${}_{92}^{238}\text{U}$.

Обозначим $\Phi_{тн}$ — плотность потока тепловых нейтронов в данный момент времени, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$; σ_f^5 — микроскопическое сечение деления ${}_{92}^{235}\text{U}$, см^2 ; N_5 — содержание ядер ${}_{92}^{235}\text{U}$, см^{-3} ; ν_5 — среднее число вторичных быстрых нейтронов, приходящихся на один акт деления ${}_{92}^{235}\text{U}$ тепловыми нейтронами; $\beta_{физ5}$ — физическая доля запаздывающих нейтронов, образующихся от деления тепловыми нейтронами ${}_{92}^{235}\text{U}$; $\beta_{физ8}$ — физическая доля запаздывающих нейтронов, образующихся от деления ${}_{92}^{238}\text{U}$ быстрыми нейтронами; ϵ — коэффициент размножения на быстрых нейтронах, см^{-3} , показывающий, во сколько раз увеличивается количество нейтронов данного поколения, полученных от деления тепловыми нейтронами ядер ${}_{92}^{235}\text{U}$, за счет деления ядер топлива быстрыми нейтронами [2].

Выразим скорость деления или число делений ядер ${}_{92}^{235}\text{U}$ в 1 см^3 топлива за единицу времени как $\sigma_f^5 N_5 \Phi_{тн}$, $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$,

число всех вторичных быстрых нейтронов образовавшихся от деления тепловыми нейтронами ${}^{235}_{92}\text{U}$, — как $\sigma_f^5 N_5 \Phi_{\text{тн}} v_5$, $\text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$.

Из этих всех мгновенных и запаздывающих нейтронов, которые относятся к первому поколению, число запаздывающих нейтронов составляет $\sigma_f^5 N_5 \Phi_{\text{тн}} v_5 \beta_{\text{физ5}}$. Запаздывающие нейтроны не могут принимать участие в делении ядер ${}^{238}_{92}\text{U}$, так как их энергия $\bar{E}_{\text{зн}} = 0,5$ МэВ, а энергия нейтрона, способного разделить ядро ${}^{238}_{92}\text{U}$, должна быть больше 1,1 МэВ [3]. Зато мгновенные нейтроны, полученные от деления ядер ${}^{235}_{92}\text{U}$ тепловыми нейтронами, имеют среднюю энергию $\bar{E}_{\text{мг.п}} = 2$ МэВ и могут разделить ядро ${}^{238}_{92}\text{U}$. Их количество соответственно составит $\sigma_f^5 N_5 \Phi_{\text{тн}} v_5 (1 - \beta_{\text{физ5}})$.

Так как сечения деления ядер ${}^{235}_{92}\text{U}$ и ${}^{238}_{92}\text{U}$ нейтронами с энергией $E \geq 1,1$ МэВ примерно одинаковы [4], а число ядер ${}^{238}_{92}\text{U}$ на порядок и более превышает число ядер ${}^{235}_{92}\text{U}$, можно допустить, что коэффициент размножения на быстрых нейтронах учитывает увеличение числа вторичных быстрых нейтронов, полученных от деления ядер ${}^{235}_{92}\text{U}$ тепловыми нейтронами, полученными за счет деления ядер ${}^{238}_{92}\text{U}$ быстрыми (мгновенными) нейтронами этого же поколения.

С учетом сказанного число быстрых нейтронов, возникающих от деления ядер ${}^{238}_{92}\text{U}$, равно $\sigma_f^5 N_5 \Phi_{\text{тн}} v_5 (1 - \beta_{\text{физ5}})(\epsilon - 1)$. В это число входят мгновенные и запаздывающие нейтроны от деления ${}^{238}_{92}\text{U}$. При этом доля запаздывающих нейтронов, возникающих от деления ${}^{238}_{92}\text{U}$ быстрыми нейтронами, составит $\sigma_f^5 N_5 \Phi_{\text{тн}} v_5 (1 - \beta_{\text{физ5}})(\epsilon - 1) \beta_{\text{физ8}}$, где $\beta_{\text{физ8}}$ — физическая доля запаздывающих нейтронов, возникающих при делении ${}^{238}_{92}\text{U}$ нейтронами с энергией $E \geq 1,1$ МэВ.

Общее количество запаздывающих нейтронов в данном поколении определится суммой

$$\begin{aligned} & \sigma_f^5 N_5 \Phi_{\text{тн}} v_5 \beta_{\text{физ5}} + \sigma_f^5 N_5 \Phi_{\text{тн}} v_5 (1 - \beta_{\text{физ5}})(\epsilon - 1) \beta_{\text{физ8}} = \\ & = \sigma_f^5 N_5 \Phi_{\text{тн}} v_5 \left[\beta_{\text{физ5}} + (1 - \beta_{\text{физ5}})(\epsilon - 1) \beta_{\text{физ8}} \right], \end{aligned}$$

а общее количество всех нейтронов в этом поколении — произведением $\sigma_f^5 N_5 \Phi_{\text{тн}} v_5 \left[1 + (1 - \beta_{\text{физ5}})(\epsilon - 1) \right]$.

В итоге доля запаздывающих нейтронов по активной зоне в этом поколении

$$\begin{aligned} \beta_{\text{физАЗ}} & = \frac{\sigma_f^5 N_5 \Phi_{\text{тн}} v_5 \left[\beta_{\text{физ5}} + (1 - \beta_{\text{физ5}})(\epsilon - 1) \beta_{\text{физ8}} \right]}{\sigma_f^5 N_5 \Phi_{\text{тн}} v_5 \left[1 + (1 - \beta_{\text{физ5}})(\epsilon - 1) \right]} = \\ & = \frac{\beta_{\text{физ5}} + (1 - \beta_{\text{физ5}})(\epsilon - 1) \beta_{\text{физ8}}}{1 + (1 - \beta_{\text{физ5}})(\epsilon - 1)}. \end{aligned}$$

Полученное выражение показывает физическую долю запаздывающих нейтронов в активной зоне реактора (при условии низких обогащений) и справедливо для момента первого физического пуска реактора, когда ядерное топливо в активной зоне состоит только из ядер ${}^{238}_{92}\text{U}$ и ${}^{235}_{92}\text{U}$.

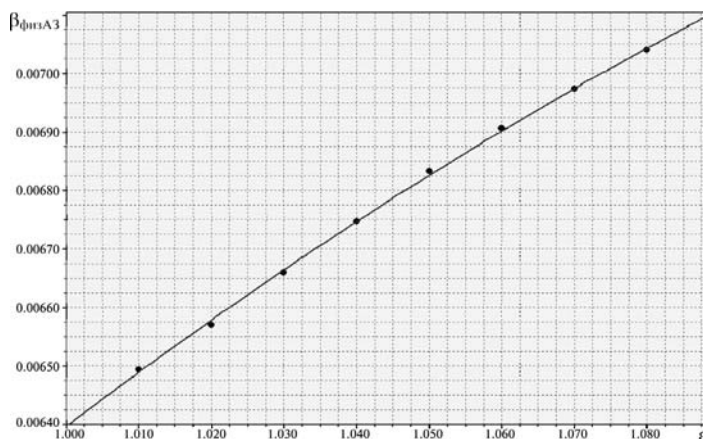


Рис. 1. Зависимость физической доли запаздывающих нейтронов по активной зоне от коэффициента размножения на быстрых нейтронах

Ввиду того, что коэффициент размножения на быстрых нейтронах зависит от размеров блока, числа ядер ${}^{238}_{92}\text{U}$ в 1 см^3 блока ядерного топлива, внутренней геометрии (уран-водного соотношения) активной зоны, физическая доля запаздывающих нейтронов в активной зоне, состоящей из замедлителя H_2O и топливных блоков, представляющих смесь ${}^{238}_{92}\text{U}$ и ${}^{235}_{92}\text{U}$, также зависит от перечисленных параметров.

В энергетических реакторах на тепловых нейтронах коэффициент размножения на быстрых нейтронах изменяется в пределах $\epsilon = 1,001 \div 1,05 \text{ см}^{-3}$; изменение $\beta_{\text{физАЗ}}$ при этих условиях представлено на рис. 1.

Выводы

1. Физическая доля запаздывающих нейтронов в активной зоне, состоящей из низкообогащенного урана, при первом физическом пуске всегда больше физической доли запаздывающих нейтронов, возникающих при делении ядер ${}^{235}\text{U}$, и является функцией коэффициента размножения на быстрых нейтронах.

2. Чем больше коэффициент размножения на быстрых нейтронах (см. рис. 1), тем более весомое влияние на общую физическую долю запаздывающих нейтронов оказывает физическая доля запаздывающих нейтронов в ${}^{238}\text{U}$.

3. При одинаковой ценности запаздывающих нейтронов, приведенные в первых двух пунктах выводов закономерности увеличивают $\beta_{\text{эф}}$, следовательно, увеличивают предел $0,7 \beta_{\text{эф}}$, тем самым отодвигая в сторону безопасности предел мгновенной критичности.

Список использованной литературы

1. Правила ядерной безопасности реакторных установок атомных станций: ПБЯ РУ АС-89. — М.: Госпроматомнадзор СССР, 1990.
2. Саркисов А. А. Судовые реакторы и парогенераторы / А. А. Саркисов, В. Н. Пучков. — М.: Воениздат, 1985.
3. Бартоломей Г. Г. Основы теории и методы расчета ядерных энергетических реакторов / Г. Г. Бартоломей, Г. А. Бать и др. — М.: Энергоатомиздат, 1989.
4. Справочник по ядерно-физическим константам для расчета реакторов / И. В. Гордеев и др. — М.: Госатомиздат, 1960.

Получено 19.03.2012.