

ТЕХНОЛОГІЇ ТА ОБЛАДНАННЯ В ЕНЕРГЕТИЦІ TECHNOLOGIES AND EQUIPMENT IN POWER ENGINEERING

УДК 621.039.51

DOI 10.20535/1813-5420.2.2022.261376

В.А. Халімончук, д.т.н., ORCID 0000-0002-9285-661X
М.М. Паламарчук, магістрант, ORCID 0000-0002-4187-9256
Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»

ДОСЛІДЖЕННЯ КСЕНОНОВИХ КОЛИВАНЬ ПОТУЖНОСТІ В РЕАКТОРАХ ВВЕР-1000 В ОДНОМІРНІЙ АКСІАЛЬНІЙ ГЕОМЕТРІЇ

В статті представлені результати досліджень ксенонових коливань з використанням розробленого алгоритму на основі методу адіабатичного моделювання повільних перехідних процесів в ядерних енергетичних реакторах. Суть методу полягає в тому, що просторова складова щільності потоків нейтронів визначається з рішення стаціонарних рівнянь транспорту нейтронів, а часова залежність зводиться до зміни параметрів (перерізів взаємодії нейтронів) рівнянь транспорту нейтронів відповідно до змін концентрацій ^{135}Xe , ^{149}Sm .

У цій роботі пропонується використовувати одновимірну (аксіальну) модель у двогруповому дифузійному наближенні для дослідження перехідних процесів ксенону. Тому впливом запізнілих нейтронів в цьому випадку можна знехтувати. Вважається, що всі нейтрони миттєві, оскільки час життя як миттєвих, так і запізнілих нейтронів значно менший у порівнянні з характерним часом ксенонового перехідного процесу. Дифузійне рівняння базується на рівнянні балансу, в якому швидкість зміни щільності нейтронів в часі визначається генерацією, поглинанням та витоком нейтронів в одиниці об'єму активної зони. Диференціальні рівняння, що використані для розрахунку просторово-часової поведінки поля нейтронів в об'ємі активної зони, розраховуються чисельно, кінцево-різницевим способом та аналітично. Нейтронно-фізичні константи кожного аксіального шару визначають усередненням з урахуванням кількості та типів тепловиділяючих збірок відповідно до завантаження активної зони, що розглядається. Константи типів ТВЗ є попередньо розраховані з використанням спектрального коду HELIOS.

В результаті роботи отримано алгоритм для фізичного розрахунку реактора ВВЕР-1000 в одновимірній аксіальній геометрії, проведено валідацію розробленої програми, здійснено низку розрахунків перехідних процесів та розглянута можливість використання розробленої програми для оптимізації ксенонового перехідного процесу.

Ключові слова: *ксеноновий перехідний процес, реактивність, щільність потоку нейтронів, вододіагностичні реактори, математичне моделювання перехідних процесів, ксенонові аксіальні коливання потужності*

Вступ. Дослідження перехідних і аварійних режимів експлуатації енергетичних реакторів є одним з найважливіших завдань в аналізі безпеки АЕС. Як правило, в цих режимах відбувається просторовий перерозподіл ряду параметрів активної зони, що призводить у багатьох випадках до несиметричного просторово-часового розподілу поля енерговиділення в активній зоні. З урахуванням роботи реактора в автоматичному режимі підтримання потужності просторові деформації можуть відбуватися без зміни інтегральних величин, але бути настільки значними, що локальні питомі значення потужності, або локальні значення різних параметрів активної зони можуть перевищувати встановлені експлуатаційні межі, або межі безпечної експлуатації [1].

Оцінка безпеки експлуатації енергетичних реакторів в ксенонових перехідних процесах є актуальною задачею. Зазвичай АЕС працюють в базовому режимі, але іноді постає необхідність регулювання генеруючої потужності, або можуть виникати нештатні ситуації в роботі АЕС, що супроводжуються перехідним процесом. Сьогодні існує ряд програмних кодів для аналізу безпеки АЕС, але тільки коди, які враховують просторову кінетику активної зони (наприклад, DYN3D) в змозі адекватно оцінити стан реактора в перехідних процесах. Яка модель просторової кінетики (три-, дво- чи одновимірною) може бути використаною, залежить від дослідження конкретного ксенонового процесу.

Нині проведено багато досліджень по управлінню полем енерговиділення, аксіальним офсетом та аксіальними ксеноновими коливаннями в активній зоні реактора ВВЕР-1000. Так, дослідження, які проводилися в [1, 2] та були виконані за допомогою DYN3D показали нетривіальність розробки графіків переміщення СУЗ та зміни концентрації борної кислоти для компенсації реактивності з забезпеченням допустимого значення аксіального офсету. Вже на цій стадії було показано складність моделювання цих процесів за допомогою DYN3D, що в основному пов'язано з відсутністю в алгоритмі DYN3D визначення положення ОР СУЗ для забезпечення критичності. Тому виникла необхідність створення простішої моделі для дослідження методів компенсації реактивності в ксенонових перехідних процесах.

В рамках роботи, результати якої представлені нижче, був розроблений розрахунковий алгоритм дослідження ксенонових аксіальних коливань потужності та виконана оцінка його якості й точності з визначення аксіального офсету, що в подальшому може бути використаним в дослідженнях режимів управління маневруванням потужністю на енергоблоках ВВЕР-1000.

Математична модель. Нині при вивченні просторової динаміки енергетичних реакторів на теплових нейтронах найчастіше використовується двогрупова дифузійна модель активної зони. В цій роботі пропонується використати одновимірну (аксіальну) модель транспорту нейтронів у двогруповому дифузійному наближенні для дослідження ксенонових перехідних процесів. Тому впливом запізнілих нейтронів в цьому випадку можна знехтувати. Вважається, що всі нейтрони миттєві, оскільки час життя як миттєвих, так і запізнілих нейтронів значно менший у порівнянні з характерним часом ксенонового перехідного процесу. Дифузійне рівняння базується на рівнянні балансу, в якому швидкість зміни щільності нейтронів в часі визначається генерацією, поглинанням та витоком нейтронів в одиниці об'єму АкЗ. Для визначення просторово-часового розподілу щільностей потоків нейтронів використано адіабатичне наближення. Суть цього підходу полягає в тому, що просторова складова поля нейтронів визначається з рішення стаціонарних рівнянь транспорту, а часова залежність враховується за допомогою зміни параметрів (перерізів взаємодії нейтронів) рівнянь транспорту нейтронів відповідно до змін концентрацій ^{135}Xe , густини та температури теплоносія, температури палива. Стаціонарні рівняння, які використовуються для знаходження просторового розподілу щільності потоку нейтронів у двогруповому дифузійному наближенні мають наступний вигляд:

$$\begin{aligned} \nabla D^{(1)} \cdot \nabla \Phi^{(1)} - \Sigma_a^{(1)} \cdot \Phi^{(1)} - \Sigma_{1 \rightarrow 2} \cdot \Phi^{(1)} + \sum_{g=1}^2 \nu \Sigma_{f,g} \cdot \Phi_g &= 0 \\ \nabla D^{(2)} \cdot \nabla \Phi^{(2)} - \Sigma_a^{(2)} \cdot \Phi^{(2)} + \Sigma_{1 \rightarrow 2} \cdot \Phi^{(1)} &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

Позначення нейтронно-фізичних констант в цих рівняннях є загальноприйнятими в літературі з фізики реакторів [3].

Для вирішення рівнянь (1) потрібно щоб система була критичною (стаціонарною), це можливо, коли дифузійні константи розмножуючого середовища знаходяться в строгому балансі з геометричними розмірами. При цьому щільність потоку нейтронів буде стаціонарною лише у випадку, коли дифузійні константи розмножуючого середовища чітко забезпечують критичність. Якщо цього немає, то завжди можна підібрати таке число коефіцієнта розмноження ($K_{\text{эф}}$), при якому нормування джерела нейтронів в першому рівнянні (1) на нього дозволить отримати стаціонарний стан системи. Тоді двогрупові дифузійні рівняння для стаціонарного стану будуть мати вигляд:

$$\begin{aligned} \nabla D^{(1)} \cdot \nabla \Phi^{(1)} - \Sigma_a^{(1)} \cdot \Phi^{(1)} - \Sigma_{1 \rightarrow 2} \cdot \Phi^{(1)} + \frac{1}{K_{\text{эф}}} \cdot \sum_{g=1}^2 \nu \Sigma_{f,g} \cdot \Phi_g &= 0 \\ \nabla D^{(2)} \cdot \nabla \Phi^{(2)} - \Sigma_a^{(2)} \cdot \Phi^{(2)} + \Sigma_{1 \rightarrow 2} \cdot \Phi^{(1)} &= 0 \end{aligned} \quad (2)$$

Оцінка впливу зворотного зв'язку за концентрацією ^{135}Xe на аксіальний розподіл енерговиділення передбачена шляхом коригування залежності макроскопічного перерізу поглинання нейтронів кожної розрахункової ноди в тепловій області у вигляді:

$$\Sigma_a^2(r, t) = \Sigma_{a,0}^2(r) + \sigma_{\text{Xe}} \cdot X(r, t),$$

де $\Sigma_{a,0}^2$ – макроскопічний перетин поглинання нейтронів теплової групи в розрахунковій ноді без концентрації ядер ^{135}Xe , σ_{Xe} – мікроскопічний переріз поглинання нейтронів одним ядром ксенону, а $X(r, t)$ – концентрація ядер ксенону в окремій ноді для відповідного моменту часу перехідного процесу, що може бути визначеною з рівнянь кінетики ксенону:

$$\begin{aligned} \frac{dX(r, t)}{dt} &= \lambda_1 I(t) + \gamma_x (\Sigma_{f,1} \Phi_1 + \Sigma_{f,2} \Phi_2) - \lambda_x X(r, t) - \sigma_{x,2} X(r, t) \Phi_2 \\ \frac{dI(t)}{dt} &= \gamma_1 (\Sigma_{f,1} \Phi_1 + \Sigma_{f,2} \Phi_2) - \lambda_1 I(t) \end{aligned} \quad (3)$$

де X і I – концентрації ядер ізотопів ^{135}Xe і ^{135}I ; $\lambda_1 = 2.9 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$; $\lambda_x = 2.11 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ – постійні розпаду ^{135}Xe і ^{135}I ; $\gamma_1 = 0.056$ і $\gamma_x = 0.003$ – вірогідності появи ядер ^{135}Xe і ^{135}I на один акт ділення.

У цих рівняннях використано припущення, що ^{135}I має малий переріз поглинання і тим самим його вигоранням нехтується. Крім того, прийнято, що ^{135}I є безпосереднім продуктом ділення, хоча насправді він з'являється в результаті радіоактивного β -розпаду ізотопу ^{135}Te , що є його попередником. Виправданням такого підходу є дуже малий час життя ^{135}Te , що складає 2 хвилини.

Для розрахунку рівнянь (2) використовується кінцево-різницевий перехід до системи алгебраїчних рівнянь і їх розв'язок ітераційним способом з розподілом ітерацій на внутрішні та зовнішні. Нейтронно-фізичні константи кожного аксіального шару визначаються усередненням з урахуванням кількості та типів ТВЗ відповідно до завантаження активної зони, що входять до складу кожного аксіального шару з урахуванням нейтронно-фізичних констант кожного з типів ТВЗ попередньо підготовлених спектральним кодом HELIOS в залежності від аксіального розподілу глибини вигорання, температури палива та теплоносія, густини теплоносія і концентрації борної кислоти.

У внутрішньому ітераційному процесі розрахунку аксіального розподілу щільностей потоків нейтронів розподілене джерело генерації нейтронів підтримується постійним, а K_{eff} визначається як відношення сумарного джерела розрахованого для завершеної зовнішньої ітерації до його значення на початку зовнішньої ітерації. Рішення кінцево-різницевих рівнянь отримується в відносних одиницях з точністю до значень постійного множника, тому для визначення розмірності щільності потоку нейтронів в абсолютних значеннях виконується нормування щільності потоку нейтронів на рівень потужності реактора. Розв'язок рівнянь (3) передбачено аналітичним способом. Оскільки в роботі виконується розрахунок в одновимірній геометрії, то для врахування витоку нейтронів в радіальному напрямку вводиться поправка в макропереріз поглинання нейтронів у швидкій та тепловій групах через баклінг системи $V_{1,2}^2 = 1/\Phi_{1,2} \cdot \Delta\Phi_{1,2}$. За допомогою баклінга враховується витік нейтронів в напрямках, що не розглядаються в даній моделі. Це виконано в програмі шляхом введення поправки до макроперерізу поглинання нейтронів для швидкої та теплової груп у вигляді:

$$\Sigma_a^{1,2} = \Sigma_a^{1,2} + D_{1,2} \cdot \frac{1}{\Phi_{1,2}} \cdot \Delta\Phi_{1,2}$$

Результати досліджень. В даній статті розглянуто перехідний процес зниження потужності реактора ВВЕР-1000 стрибком від номінального рівня потужності до 50%. Моделювання відбувається таким чином, що вся активна зона зводиться до розрахунку однієї осередненої ТВЗ, тому на номінальному рівні потужність становить 18,4 МВт (відповідає потужності реактора 3000 МВт), а перехід відбувається стрибком на потужність 9,2 МВт.

У всіх дослідженнях, що розглядаються тут, стаціонарний вихідний стан розраховано з урахуванням зворотного зв'язку за теплогідрравлічними параметрами, нерівномірним впливом отруєння ^{135}Xe та ^{149}Sm . Моделювання перехідного процесу здійснено при постійних теплогідрравлічних параметрах активної зони та концентрації ^{149}Sm на протязі всього процесу, які відповідають стаціонарному стану реактора. Також у вихідному стані визначається значення критичної концентрації борної кислоти, та відбувається врахування радіального витоку нейтронів у першій та другій енергетичній групі на основі розрахунку радіальних баклінгів.

Розроблена модель валідована на одному з розрахунків стаціонарного стану порівнянням аксіального розподілу енерговиділення з аналогічними результатами, отриманими з використанням тривимірної програми DYN3D. Порівняння виконано для першого завантаження 2 енергоблоку ХАЕС в стаціонарному стані з номінальним рівнем потужності та введеними в активну зону стрижнями регулюючої групи в положенні 80% від низу активної зони. Щільність потоку нейтронів розраховується з умов нормування на рівень потужності реактора, водночас не враховувалось, що частина енерговиділення в активній зоні відбувається не через ділення, а шляхом залишкового енерговиділення, що пов'язано з розпадом продуктів ділення. Однак, валідація програми проводилася на свіжій активній зоні і тому такий підхід повністю виправданий. Результати валідації показані на рисунку 1.

Результати досліджень самого перехідного процесу зі 100% на 50% рівень потужності на стані активної зони з глибиною вигорання 15 МВт·діб/кгU представлено на рисунках 2÷4. Як видно з отриманих результатів крива $t=0$ на рис. 2÷4 відповідає роботі ядерного реактора в стаціонарному стані на номінальній потужності. При цьому найбільше значення щільності потоку нейтронів, енерговиділення та концентрації ядер йоду і ксенону спостерігається в центрі активної зони. Невелике зміщення максимального значення щільності потоку нейтронів та енерговиділення до низу (Рис.2÷3) пояснюється зануреними органами регулювання у верхній частині АкЗ. Далі в процесі зниження потужності щільність нейтронного потоку зменшується, що призводить до перерозподілу концентрації ядер ксенону (Рис.4) і, як наслідок, ксеноновим коливанням потужності рисунки 5 та 7. Такі аксіальні коливання поля нейтронів без врахування в розрахунках дії зворотного зв'язку за теплогідрравлічними параметрами доволі суттєві і завдяки зміщенню максимуму щільності потоку нейтронів по висоті активної зони значно впливають на величину аксіального витоку нейтронів і опосередковано на характер зміни середньої в активній зоні концентрації ядер ^{135}Xe та K_{eff} (рис.6).

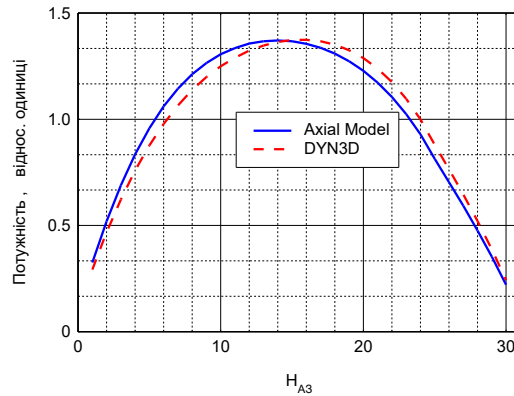


Рисунок 1 – Аксіальний розподіл енерговиділення визначений розробленою програмою та за допомогою тримірною коду DYN3D

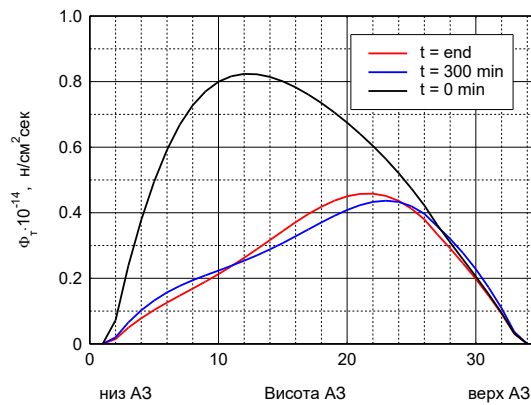


Рисунок 2 – Часовий розподіл щільності потоку нейтронів по висоті активної зони з вигоранням палива 15 МВт діб/кг

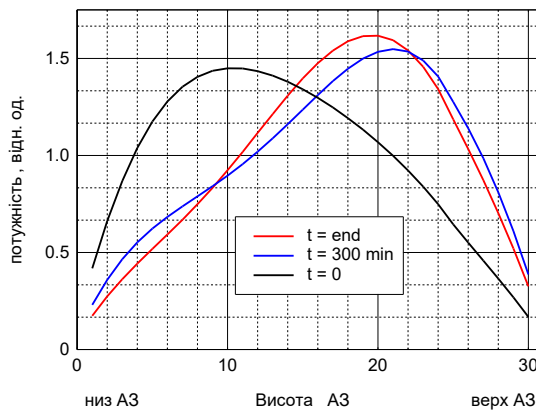


Рисунок 3 – Часовий розподіл енерговиділення по висоті активної зони з вигоранням палива 15 МВт діб/кг

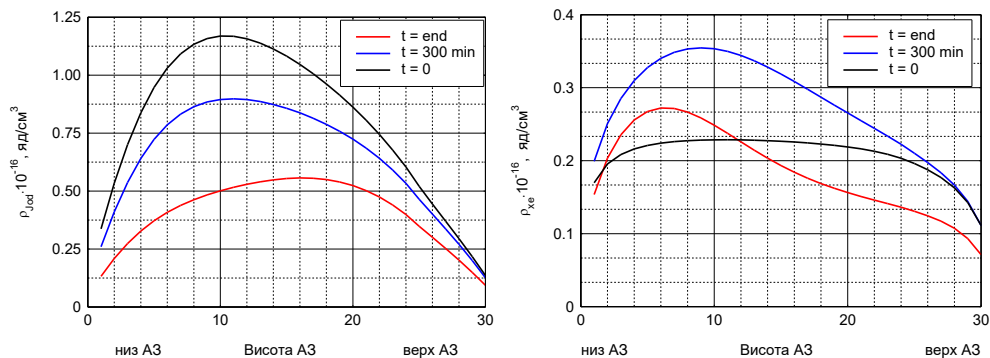


Рисунок 4 – Часовий розподіл концентрації йоду та ксенону по висоті активної зони за глибини вигорання палива 15 МВт діб/кг

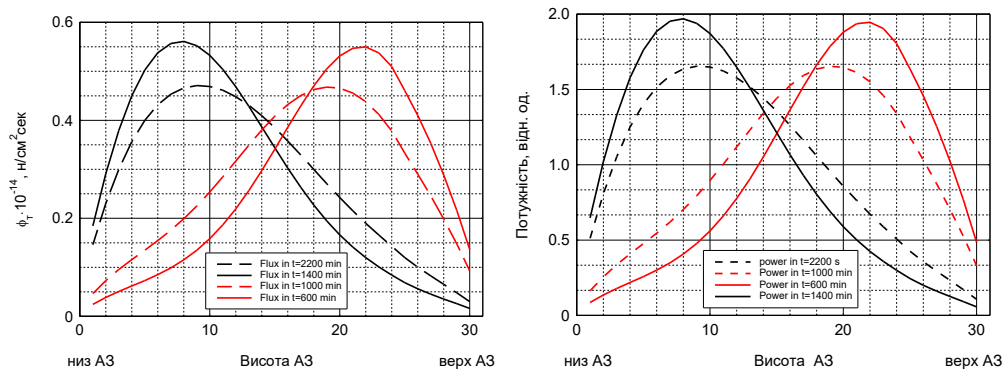


Рисунок 5 – Ксенонові коливання потужності. Глибина вигорання АкЗ 15 МВт діб/кгU

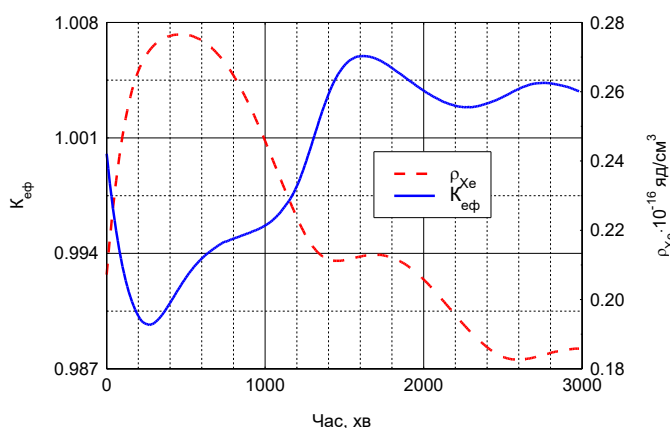


Рисунок 6 – Часова поведінка $K_{\text{еф}}$ та середньої по активній зоні концентрації ядер ^{135}Xe Глибина вигорання АкЗ 15 МВт діб/кгU

Така поведінка ефективного коефіцієнта розмноження та середньої по активній зоні концентрації ядер ^{135}Xe (див. рисунок 6) може бути зумовлена лише суттєвою аксіальною деформацією щільності потоку нейтронів (див. рисунок 5), що впливає на аксіальний витік нейтронів. Слід сказати, що в стані активної зони з глибиною вигорання 0 МВт-діб/кгU коливання аксіального розподілу поля нейтронів значно менші у порівнянні з наведеними на Рисунок 4. Як видно з рисунка 7, в перехідному процесі зниження потужності при глибині вигорання АкЗ як 0, так і 15 МВт-діб/кгU спостерігаються значні аксіальні коливання офсету. Причому на вигорівших станах АкЗ вони мають слабо затухаючий характер, але амплітуда цих коливань набагато більша, ніж в стані зі свіжим паливом, для якого характер є гармонічним. Тому важливою задачею в ксенонових перехідних процесах є компенсація ксенонових коливань потужності за допомогою керуючих впливів (введення ОР СУЗ чи здійснення водообміну) з боку оператора для забезпечення стійкості реактора.

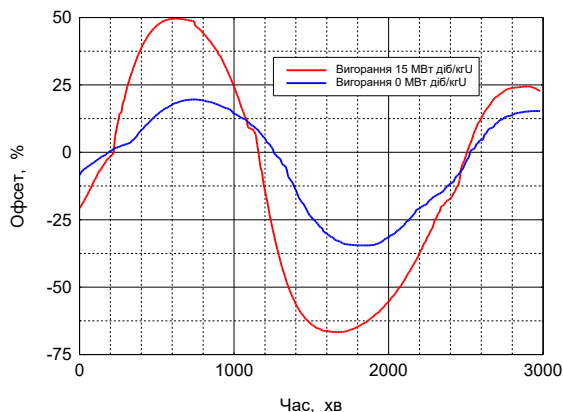


Рисунок 7 – Порівняння аксіального офсету при глибині вигорання 0 та 15 МВт діб/кгU

На кінець слід відмітити, що у зв'язку з меншою інтенсивністю ксенонових коливань потужності на свіжих станах, в перехідних процесах зниження потужності, у порівнянні з їх протікання на станах з вигорішою АкЗ, в ході ксенонового перехідного процесу на стадії розотруєння зникають коливання $K_{\text{эф}}$. (Рисунок 8).

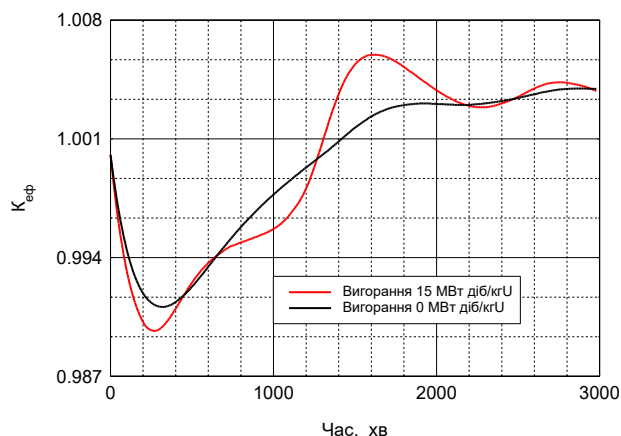


Рисунок 8- порівняння часової зміни $K_{\text{эф}}$ на станах АкЗ з різною глибиною вигорання

Оптимізація зупинки реактора

В дослідженнях ксенонових перехідних процесів виникають випадки з оптимізації їх реалізації. Ця проблема якісно розглянута, в ряді публікацій, наприклад, [4÷7]. Такі задачі в математичному плані достатньо складні і з використанням просторових моделей реакторів практично не вирішуються. Як правило, в постановці оптимізаційної задачі формулюється цільова функція (функціонал) і знаходиться пошук відповідних умов з управління енергорозподілом в активній зоні, що забезпечує мінімальне або максимальне значення функціонала. За звичай цільова функція є нелінійною і її пошук реалізується на основі одного з методів нелінійного програмування, наприклад, метод градієнтного спуску.

В даному розділі розглянуто можливість використання розробленої програми для визначення оптимального режиму зупинки реактора з точки зору скорочення за часом тривалості йодної ями. Оптимізація ксенонового перехідного процесу розглядалася для першого завантаження другого блоку ХАЕС. В розрахунку на протязі всього перехідного процесу був врахований вплив зворотних зв'язків як за концентрацією ксенону, так і за теплогидравлічними параметрами. Крім цього у вихідному стані враховувався зворотний зв'язок за концентрацією ^{149}Sm , зміна якої на протязі процесу не враховувалась.

Нижче на рисунку 9 представлено оптимальний режим зупини реактора, який виконаний методом евристичного підбору, та наведена поведінка ефективного коефіцієнта розмноження в такому режимі. В оптимальному режимі зупинки реактора пропонується знизити потужність до 15% від номінального значення, попрацювати на цьому рівні 400 хв (за цей час реактор попадає в йодну яму), далі підвищити потужність до 100% (відбувається випалювання нейтронами ксенону) й через деякий час зменшити її до 0. Такий режим зупини реактора дає змогу зменшити вдвічі ширину йодної ями за часом (див. порівняння $K_{\text{эф}}$ на рисунку 9).

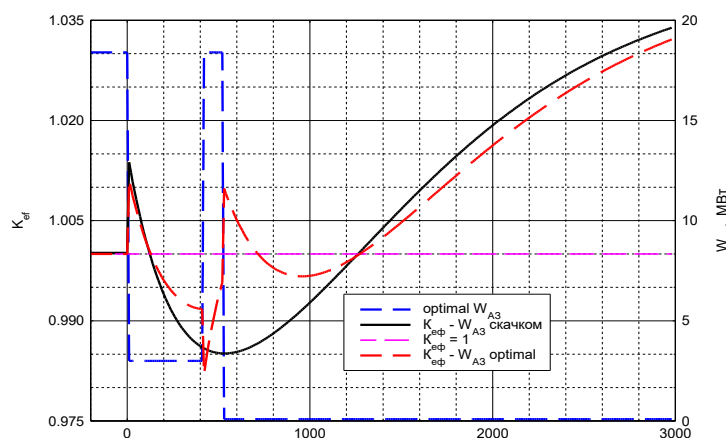


Рисунок 9 – Зниження потужності до нуля стрибком та згідно з оптимальним графіком

З рисунка 10 видно, що при реалізації оптимального режиму концентрація ксенону при зупині реактора зменшується вдвічі. Така поведінка концентрації ксенону зумовлена наявним випалюванням

нейтронів, оскільки при зниженні потужності стрибком до нуля, цей процес припиняється й зменшення концентрації ксенону відбувається лише шляхом радіоактивного розпаду.

Наведене на рисунку 11 відхилення офсету вказує на більшу стабільність реактора в оптимальному режимі зупину. Така характеристика АО викликана зменшенням ксенонових коливань потужності.

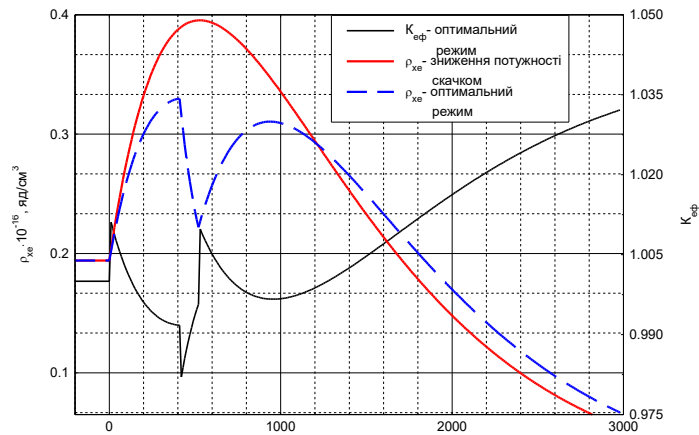


Рисунок 10 – Концентрація ядер Хе для режимів зниження потужності до нуля стрибком згідно з оптимальним графіком

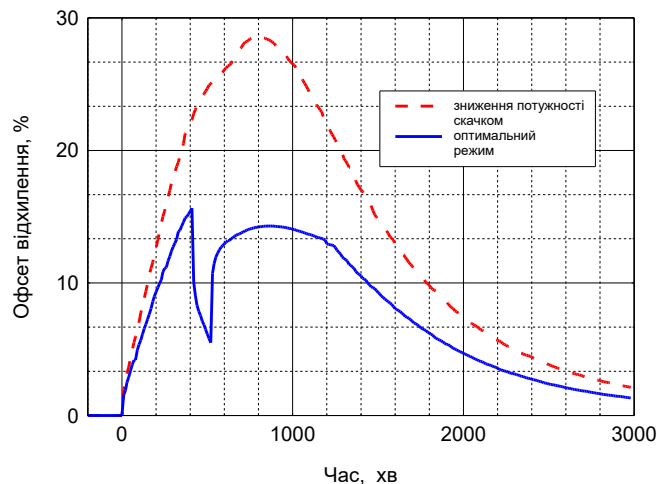


Рисунок 11 – Офсет відхилення для режимів зниження потужності до нуля стрибком та згідно з оптимальним графіком

Висновки

Отримані результати досліджень вказують на схильність реактора ВВЕР-1000 до аксіальних коливань потужності. Оскільки експлуатація реактора ВВЕР-1000 в енергомережі має регламентні обмеження, то в режимі ксенонових коливань потужності вона неможлива без керуючих впливів з боку оператора. Тому важливою функцією розробленого алгоритму є вивчення методики гасіння ксенонових коливань потужності.

В роботі також розглянута можливість використання розробленої програми до пошуку оптимального режиму зниження потужності. Цей графік зниження потужності розроблений методом підбору. Отриманий оптимальний режим зупинки реактора дав змогу вдвічі скоротити ширину йодної ями за часом. Отже, таке зменшення йодної ями дозволить скоротити час простою реактора в режимах, коли необхідно знизити потужність на короткий проміжок часу.

Розроблена модель дає можливість промодельовати перехідний процес та знайти оптимальний режим роботи реактора, при цьому є досить простою у використанні. Нині в програмі реалізовано борне регулювання потужністю, але в майбутньому можлива реалізація управління через ОР СУЗ, що збільшить функціональні можливості розробленої програми фізичного розрахунку реактора в одномірній аксіальній геометрії.

Список використаної літератури

1.Халімончук В.А. Розробка, впровадження та використання моделей просторової кінетики для обґрунтування безпеки ядерних енергетичних реакторів України: дис. на здобуття вченого ступеня д-та тех. наук.: 05.14.14 Київ 2018. 348с

2.Халимончук В.А. Безопасность атомных станций. Динамика ядерного реактора с распределенными параметрами в исследованиях переходных режимов эксплуатации ВВЭР и РБМК: монография. Киев: Основа, 2008. 230 с.

3.Глестон С., Эдлунд М. Основы теории ядерных реакторов. М.: Издательство иностранной литературы. 1954, 458 с

4.Рудик А.П. Ксеноновые переходные процессы в ядерных реакторах. М.: Атомиздат. 1974.

5.Герасимов А.С. Оптимизация ксеноновых переходных процессов в реакторе. Задача на минимум энерговыделения. Б., Препринт ИТЭФ, 1975, №90

6.Рудик А.П. Ядерные реакторы и принцип Понтрягина. М., Атомиздат, 1971

7.Рудик А.П. Оптимальная остановка высокопоточного реактора. М., Препринт ИТЭФ, 1069, №691

V.A. Khalimonchuk, Dr. Tech. Sc., ORCID 0000-0002-9285-661X

M.M. Palamarchuk, undergraduate, ORCID 0000-0002-4187-9256

National Technical University of Ukraine
"Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute"

STUDY OF XENON POWER FLUCTUATIONS IN WWER-1000 REACTORS IN ONE-DIMENSIONAL AXIAL GEOMETRY

The article uses the adiabatic modelling method for slow transient processes in nuclear reactors. The essence of this method is that the spatial component of the neutron flux density is determined by the solution of static equations of neutron transport. And the time dependence is reduced to the change of parameters (neutron interaction cross-section) of neutron transport equations accordingly to the change of ^{135}Xe , ^{149}Sm concentrations.

In this work, we propose to use a unidimensional (axial) model in the two-group diffusion approximation to investigate xenon transients. As a result, the effect of delayed neutrons in this case may be overlooked. All neutrons are assumed to be instantaneous because the lifetime of both instantaneous and delayed neutrons is much shorter compared to the characteristic time of the xenon transition process. The diffusion equation is based on a balance equation in which the generation, absorption, and leakage of neutrons per unit core volume determine the rate of change in neutron density over time. The differential equations used to calculate the spatio-temporal behavior of the neutron field in the core volume are calculated numerically, by finite-difference method, and analytically. The neutron-physical constants of each axial layer are determined by averaging, taking into account the number and types of fuel assemblies in accordance with the loading of the core in question. The fuel assembly type constants are preliminarily calculated using spectral codes.

As a result of the work, an algorithm for the physical calculation of the WWER 1000 reactor in one-dimensional axial geometry was obtained, the validation of the developed program was carried out, a number of transient calculations were carried out and a variety of xenon transient optimizations were proposed.

Keywords: *xenon transition process, reactivity, neutron flux density, water-water reactors, mathematical modeling of transition processes, xenon axial power fluctuations*

References

1. V. A. Khalimonchuk. Development, implementation and use of models of spatial kinetics to substantiate the safety of nuclear power reactors in Ukraine. Qualification Scientific Paper as Manuscript. Kyiv 2018. 348p

2. V.A Khalimonchuk. Safety of nuclear power plants. Dynamics of a nuclear reactor with distributed parameters in the study of transient modes of operation of VVER and RBMK. Kyiv: Osnova, 2008. 230 p.

3. S. Gleston, M. Edlund. Fundamentals of the theory of nuclear reactors. M.: Publishing house of foreign literature. 1954, 458 p

4. A.P. Rudik. Xenon transients in nuclear reactors. Moscow: Atomizdat. 1974.

5. A.S. Gerasimov. Optimization of xenon transients in the reactor. The task of minimizing energy release. L., ITEP Preprint, 1975, No. 90

6. A.P. Rudik. Nuclear reactors and the Pontryagin principle. M., Atomizdat, 1971

7. A.P. Rudik. Optimal shutdown of a high flow reactor. M., ITEP Preprint, 1069, No. 691

Надійшла 8.06.2022

Received 8.06.2022