

Міністерство освіти та науки України
Національний університет “Києво-Могилянська академія”
Факультет природничих наук
Кафедра фізико-математичних наук

Магістерська робота
освітній ступень - магістр

**на тему: «ДОСЛІДЖЕННЯ ШВИДКІСНОЇ ХАРАКТЕРИСТИКИ
РЕАКТОРА НА ХВИЛІ ЯДЕРНИХ ПОДІЛІВ»**

Виконав студент 2 року навчання
спеціальності

104 Фізика та астрономія

Ковальова Ксенія Олександрівна

Керівник Павлович В.М.,

доктор фізико-математичних наук,
професор

Рецензенти к.ф.-м.н. В.М.Лашко

д.ф.-м.н. В.П.Михайлов

Магістерська робота захищена

з оцінкою 93 «відмінно»

Секретар ЕК Г.В.Оводенко

« 03 » червня 2021 р.

Київ – 2021

ЗМІСТ

ВСТУП.....	с.3
1. Що являє собою ядерний реактор.....	с.4
2. Паливо ядерних реакторів.....	с.5
РОЗДІЛ 1. Реактор на хвилі ядерних поділів.....	с.7
1.1. Модель Феоктистова.....	с.10
1.2. Модель Ван Дамма	с.12
1.3. Підхід Секімото	с.13
1.4. Терра Пауер.....	с.16
РОЗДІЛ 2. Модель реактора і постановка задачі	с.19
РОЗДІЛ 3. Система рівнянь для хвилі ядерного горіння в одновимірному дифузійному наближенні.....	с.24
РОЗДІЛ 4. Рівняння для флюенсу.....	с.29
РОЗДІЛ 5. Умови стаціонарності хвилі	с.31
РОЗДІЛ 6. Застосування теорії збурень для визначення швидкості хвилі і кінцевого флюенсу.....	с.37
РОЗДІЛ 7. Отримання швидкісної характеристики для різних умов	с.44
ВИСНОВКИ.....	с.51
СПИСО ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ.....	с.54

ВСТУП

На теперішній час перед людством постала доволі велика проблема, яка стосується навколишнього середовища та спроб зберегти його в первозданному вигляді. Однією з причин забруднення природи є використання ядерної енергетики. Незважаючи на бурхливий розвиток екологічних підприємств з підтримки навколишнього середовища, виявляється, що найближчим часом, 50-100 років, на думку фізиків, відмовитись повністю від використання сучасних напрацювань - неможливо. Адже розробки різних джерел енергії не гарантують повну екологічність.

На даний момент існує певна кількість шляхів здобуття енергії на основі відповідних джерел. Як відомо, існують традиційні і нетрадиційні джерела енергії, тобто альтернативні. Традиційними джерелами енергії є дрова, нафта, вугілля, природний газ. Запаси даних джерел енергії є вичерпними, а також справляють негативний вплив на екологічний стан планети. Дані джерела енергії на теперішній час є найпоширенішими. Спосіб за допомогою якого ми енергію отримуємо-спалювання даних матеріалів. Видобувають вугілля, розмелюють його до дрібнодисперсного стану; нагрівають до температури приблизно 500 градусів, виділяючи з нього летучі газоподібні вуглеводні; змішують отриманий продукт з кисневмісним газом і спалюють. Вугілля звісно більш дешеве в порівнянні з нафтою і його запасів вистачить на більший термін, та його використання має забезпечувати норми екологічної безпеки, що потребує чималих зусиль. Через це сучасний світ намагається якомога швидше перейти до менш шкідливих для довкілля засобів здобуття енергії.

Також одним із найпоширеніших джерел енергії є ядерна енергія. Близько 12% енергії надходить від ядерних реакторів по всьому світі. В абсолютній більшості країн на теперішній час використовуються реактори на теплових нейтронах, їх можна класифікувати за типом теплоносія (як

правило це легка вода, та можливою є важка вода, та газові теплоносії), типом сповільнювача і безпосередньо за типом перетворення теплової енергії (реактори з водою під тиском, а також з киплячою водою) . Основні принципи роботи реактора ми розглянемо нижче.

Ядерні реактори являють собою установку, в якій відбувається ділення ядер певної речовини у великому обсязі за рахунок зіткнення нейтронів із цими самими ядрами та , в результаті, виділенням великої кількості енергії. Реактор є установкою доволі великого розміру, як правило циліндричної форми, всередині якої і відбуваються реакції взаємодії нейтронів з ядрами палива та інших матеріалів. Основним завданням реакторів є виробництво великої кількості тепла.

Як правило в ректорах в якості палива використовують уран, збагачений на ізотоп урану-235. У природному урані, що видобувається з уранових руд основну кількість становить ізотоп урану-238 - 99,28%, інше це уран-235 - 0,71% та уран-234 - 0,0058%. Такі відсоткові співвідношення проявляються у більшості покладів урану, але існує одне родовище, в якому це співвідношення дуже сильно відрізняється, в Окло (Габон, Західна Африка). В цьому родовищі кількість урану-235 складає 0,31%, що на 0,4% менше ніж в інших родовищах. Саме на основі цього факту було висказано гіпотезу, що в доісторичні часи на місці таких унікальних покладів існував природній ядерний реактор, який знаходився глибоко під землею. Підземні води, які протікали крізь поклади урану, грали дві ролі. Однією з них була роль сповільнювача, іншою -теплоносія. Але добре відомо, що реактор на природному урані працювати не може, якщо звичайна вода є і сповільнювачем, і теплоносієм. Все тому, що вода являє собою доволі сильний поглинач нейтронів і довести такий реактор до критичного стану-неможливо. Для того, щоб реактор на природньому урані міг працювати, сповільнювачем має стати важка вода чи графіт, які майже не поглинають

нейтронів. Пояснення даного явища досі досліджується і висувуються різні гіпотези, спираючись на сучасні ядерні установки.

В наші часи в якості палива використовується уран, збагачений на ізотоп ^{235}U до 3-5%. Саме тому у більшості реакторів і теплоносієм, і сповільнювачем може використовуватись легка вода. Два мільярди років тому вміст ізотопу ^{235}U у природньому урані був майже таким, як зараз застосовують в сучасних реакторах, тому що період напіврозпаду ^{235}U ($7 \cdot 10^8$ років) є значно меншим ніж період напіврозпаду ^{238}U ($4.4 \cdot 10^9$). А отже, перш за все слід доволі детально розібратися в роботі реакторів і класі процесів, що в них відбуваються.

Робота реакторів обумовлена багатьма фізичними процесами. Перш за все це ядерні реакції: ядра палива, яке знаходиться всередині реактора, діляться під дією нейтронів і це являє собою основну ядерну реакцію в результаті якої виділяється енергія, крім того енергія в реакторі виділяється внаслідок реакції розпаду продуктів поділу; суттєву роль в роботі реактора відіграють реакції поглинання і розсіювання нейтронів тощо.

Другий клас процесів, які визначають роботу ядерного реактора, це процеси переносу нейтронів. Можна вважати, що нейтрони являють собою точкові частинки, рух яких описується законами класичної механіки. Процеси переносу нейтронів описуються за допомогою рівняння дифузії.

В результаті поділу речовини виділяється доволі велика кількість енергії у вигляді кінетичної енергії скалок поділу, яка перетворюється в теплову енергію. А отже ми маємо третій клас - теплофізичні та гідродинамічні процеси, які визначають передачу тепла від палива до теплоносія.

Останній клас стосується конструкції установок, тобто матеріалів з яких вони вироблені. Всі матеріали знаходяться під великим навантаженням і процеси, які відбуваються в конструкційних матеріалах

під дією ядерного випромінювання, можуть привести до тріщин, порушення функціональних властивостей і тд.

Зважаючи на вище написане, логічно буде дійти висновку, що, ідея здобуття енергії з реакторів є доволі вигідною, але, як і все у світі, має свій ряд недоліків. Тому, в даний час розроблюються інноваційні реакторні системи, принцип роботи яких відрізняється від звичних нам традиційних реакторів і зможе усунути частину негативних наслідків.

РЕАКТОР НА ХВИЛІ ЯДЕРНИХ ПОДІЛІВ

Розвиток довгострокової ядерної енергетики не можливий без створення нових реакторних систем, які б вирішували усі проблеми, пов'язані із забезпеченням людства енергією. Але зважаючи на певний ряд недоліків ядерної енергетики слід зробити акцент на ситуації, яка більш за все, в разі виникнення, може лишити людства енергії, природи та здоров'я. Такою ситуацією є можливість виникнення аварій на АЕС. Тому, повертаючись до вдосконалення ядерної енергетики, слід перш за все сказати, що зараз активно ведуться розробки ядерних реакторів нового типу, зокрема реакторів на хвилі ядерних поділів, в яких ймовірність виникнення аварії доволі мала. За допомогою цього ректора також планується усунути два величезних недоліки ядерної енергетики, наявність радіоактивних відходів та проблему ресурсів. Доволі перспективними здаються реактори на швидких нейтронах, і у багатьох країнах світу пов'язують з ними майбутнє ядерної енергетики.

Крім звичайних швидких реакторів, пропонуються до розгляду нові революційні проекти, які, завдяки закладеним фізичним принципам, можуть оптимально задовольнити енергетичні потреби людства з урахуванням усіх вимог, що висувуються до майбутніх реакторів [3, 5 - 6]. Більшість робіт, присвячених хвильовому реактору, - це комп'ютерні розрахунки на основі програм, які застосовують до звичайних ШР. В результаті таких розрахунків отримують швидкість стаціонарної хвилі, глибину вигорання палива та інші характеристики для конкретної реакторної збірки. Швидкий реактор, що працює на хвилі ядерних поділів, є одним із таких проектів. У більшості швидких реакторів, які існують дотепер, первинне паливо містить 10-15% плутонію. В той же час РХЯП може працювати на чистому урані-238, на збідненому урані, природному і, звичайно, на збагаченому. Ізотоп ^{238}U після поглинання нейтрону та двох послідовних β -розпадів утворює

^{239}Pu . У звичайному тепловому реакторі теж утворюється ^{239}Pu із ^{238}U , і приблизно третина поділів відбувається на ^{239}Pu . Але у швидких реакторах може напрацьовуватись більше плутонію, ніж витрачається внаслідок ланцюгової реакції. У швидких реакторах можна організувати замкнений паливний цикл, що передбачає досить повну переробку відпрацьованого палива з метою виділення цінних елементів. Відповідно, зменшується радіотоксичність відходів і їх кількість.

Основна відмінність РХЯП від звичайного швидкого реактора полягає в тому, що процес ядерного поділу не йде рівномірно в усьому об'ємі активної зони, а починається на одному з її кінців (в зоні запалу) і розповсюджується вздовж активної зони з постійною швидкістю.

В якості палива РХЯП можна використовувати або чистий ^{238}U , або торій-232, або їх суміш, а не поширений ^{235}U , який є матеріалом для поділу в сучасних енергетичних реакторах. Це якраз і відкриває невичерпну сировинну базу для ядерної енергетики. На теперішній час накопичилась величезна кількість урану -238 в якості відходів процесу збагачення, це так званий збіднений уран. Його також можна використовувати в якості палива для РХЯП, тому використання цих відходів, по-перше, є дуже позитивним для довкілля, а по-друге, є значно дешевшим ніж видобування урану з руд.

Ще одним доволі вигідним моментом є те, що стрімко зменшиться кількість радіоактивного сміття. Адже його поховання під землею вважається сьогодні найбезпечнішим варіантом. Технічні та геологічні бар'єри допоможуть запобігти виходу радіації на поверхню. Ядерні відходи можна запаяти в сталеві контейнери, укласти в бетонні саркофаги, захистити теплостійкими гірськими породами і пластом скель. Товщина шару гірської породи, в яку захоронюються капсули з радіоактивним сміттям, повинна бути більше ніж 100 метрів. А швидкість проходження ґрунтових вод крізь його товщу - не вище ста мікрон в секунду. Тоді молекулі води знадобиться 317 років, щоб просочитися на один метр.

Нарешті, потрібна стовідсоткова гарантія того, що ці умови збережуться в могильнику на найближчий мільйон років. Там не повинно бути ніяких ознак вулканічної активності або підземного скупчення газів, які можуть вирватися на поверхню. Щодо методу переробки відходів, то багато країн, що експлуатують атомні реактори, відправляють відпрацьовані паливні стрижні на переробку до Франції і Росії. Там з них виділяють невикористану частину урану і утворений в реакторі плутоній. Це дозволяє використовувати повторно до десяти відсотків палива. Непридатні для застосування радіоактивні матеріали сплавляють зі склом і заливають в герметичні сталеві циліндри. Температура всередині контейнерів досягає 400 градусів Цельсія. Перед похованням їх потрібно охолоджувати ще кілька десятків років. Весь цей час їх тримають в добре вентильованих наземних складах в спеціальних контейнерах.

Якщо згадати про ідею Едварда Теллера і розташувати реактор на хвилі ядерних поділів (РХЯП) під землею, то проблема ядерних відходів розв'язується автоматично [1 - 3]. Після закінчення терміну дії даного реактора, а це декілька десятиріч, реактор не демонтується, а залишається під землею, як сховище відпрацьованого палива.

Проаналізувавши і порівнявши сучасні реактори і майбутні хвильові реактори (РХЯП), можна зробити висновок, що РХЯП є більш економними, бо вони, нагадаю, як робочу речовину будуть використовувати легко видобуваний ^{238}U уран, причому з досить високим вигоранням. Тобто ступінь використання палива у хвильових реакторах є значно вищою ніж у звичайних реакторах (до 70-80%). Маючи певну кількість підходів до втілення в життя такої установки, можемо надалі більш детально розібрати як все це реалізувати в життя. Для прикладу, надалі буде розглянуто декілька підходів щодо розробки новітніх екологічно вигідних станцій.

Фундатором ідеї саморегульованого швидкого реактора був російський вчений С.М. Фейнбергом у 1958 році . А одним із перших, хто ретельно почав працювати над ідеєю хвильового реактора, був Л.П. Феоктистов [4]. У 1988 році ним була запропонована нова модель безпечного реактора , реалізація якої мала б відчутні переваги для ядерної енергетики у порівнянні із експлуатацією традиційних реакторів. Л.П. Феоктистов мав ідею запровадження нових вимог до реакторів .

Насамперед, реактор повинен був знаходитись у критичному стані і ні в якому разі не переходити в надкритичний стан. Це значило, що в системі має бути присутній від'ємний зворотний зв'язок, який при порушенні в роботі реактора приводить до його затухання. Експлуатація такого реактора має бути максимально простою, де система працює без участі людини (особа має знаходитись біля реактора лише для запуску і зупинки в разі необхідності) та реактор має працювати в автоматичному режимі. З іншого боку, якщо використовувати як паливо ^{238}U , а не ^{235}U , який служить матеріалом для поділу в сучасних реакторах – установка буде більш перспективною. У такому випадку сировинна база ядерної енергетики буде практично невичерпною. Надалі, хоча у такому реакторі і використовується у ядерному циклі плутоній, але технологія не передбачає виділення його у чистому вигляді. Це робить неможливим використання плутонію для військових потреб. Також цей реактор має продукувати мінімальну кількість ядерних відходів. У Л.П. Феоктистов у 1989 році довів, що у середовищі з ^{238}U , опроміненому з відкритої поверхні нейтронами, може розповсюджуватись повільна хвиля ядерного горіння. Ізотоп ^{238}U після поглинання нейтрону та двох послідовних β -розпадів утворює ^{239}Pu . У звичайному тепловому реакторі теж утворюється ^{239}Pu із ^{238}U , і приблизно третина поділів відбувається на ^{239}Pu . Але у швидких реакторах може напрацьовуватись більше плутонію, ніж витрачається внаслідок ланцюгової реакції. З накопиченням плутонію процеси поділу посилюються, нейтронів

стає більше, і вони завдяки дифузії потрапляють у сусідню область. Таким чином, центр енерговиділення переміщується вглиб, роль зовнішнього джерела слабшає і система виходить на стаціонарний режим - в середовищі розповсюджується біжуча хвиля з постійною швидкістю.

Для опису поширення хвилі ядерних поділів у активному середовищі на даний момент існує низка теоретичних моделей, які ґрунтуються на розв'язку системи диференціальних рівнянь, що включають в себе рівняння для балансу нейтронів та кінетичних рівнянь для концентрацій нуклідів та розрахункових моделей, які використовують різні чисельні методи для обрахунку головних характеристик реактора (потік нейтронів, вигорання нуклідів, потужність тощо).

Найпростішими з точки зору аналітичного дослідження є одновимірні моделі, тобто в яких потік нейтронів залежить від однієї змінної.

Для математичного опису такого реактора Феактістов запропонував розв'язувати стаціонарну задачу – всі функції залежать від хвильової змінної $x = z + vt$, хвиля розповсюджується справа наліво зі швидкістю v . Для опису переносу нейтронів використовується одновимірне одногрупове рівняння стаціонарної дифузії, а в ланцюжку ядерних перетворень враховано три основних ізотопи (^{238}U , ^{239}U і ^{239}Pu). Робимо припущення, що перерізи поглинання для всіх речовин однакові. Після приведення до безрозмірного вигляду систему рівнянь можна представити так:

$$\frac{d^2 n}{dx^2} = \left(1 - \frac{n_{Pu}}{n_k} \right) n, \quad (1.1)$$

$$D \frac{dn_8}{dx} = -n(n_8 - n_{Pu} - n_9), \quad (1.2)$$

$$D \frac{dn_9}{dx} = n(n_8 - n_9) - n_9, \quad (1.3)$$

$$D \frac{dn_{Pu}}{dx} = n_9 - \frac{nn_{Pu}}{\tilde{n}_{Pu}}. \quad (1.4)$$

Тут $D = v\tau_{1/2}/l$ - безрозмірна швидкість хвилі, $\tau_{1/2}$ - характерний час двох β -розпадів, l - дифузійна довжина поглинання нейтрона, $\tilde{n}_{Pu} = \sigma_{a8}/(\sigma_{aPu} + \sigma_{fPu})$ - рівноважна концентрація плутонію, яка отримується із балансного рівняння для концентрації плутонію (це та концентрація, до якої з часом прямує концентрація плутонію, незалежно від того, більше чи менше вона була спочатку). Щоб замкнути кінетичні рівняння, прийнято, що ^{240}Pu , який утворюється внаслідок захоплення, повністю еквівалентний вихідному ^{238}U .

Розв'язок системи рівнянь Феоктистова (1.1 – 1.4) ґрунтується на аналогії дифузійного рівняння (1.1) і стаціонарного рівняння Шредингера у квазікласичному наближенні.

Дослідження одномірних моделей виявилось найпростішим. Одновимірні моделі непогано описують системи, в яких один розмір набагато перевищує розміри в інших напрямках, наприклад довгий циліндр тощо.

Ван - Дамом було записане однорупове дифузійне рівняння для потоку (без врахування рівнянь для зміни концентрацій нуклідів) :

$$D \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + (k_{\infty} - 1 + \gamma\phi) \Sigma_a \phi = \frac{1}{v} \frac{d\phi}{dt}, \quad (1.5)$$

Де:

ϕ - потік нейтронів;

D - коефіцієнт дифузії нейтронів

v - швидкість нейтронів

Σ_a - макропереріз поглинання нейтронів

k_{∞} - коефіцієнт розмноження в нескінченному середовищі

γ - коефіцієнт зворотного зв'язку по реактивності

Якщо розв'язок рівняння (1.5) записати у вигляді хвилі:

$$\phi(x, t) = \phi(x - ut) = \phi(\xi), \quad (1.6)$$

де:

u - фазова швидкість хвилі

ξ - хвильова змінна

членом $\frac{1}{v} \frac{d\phi}{dt}$ можна буде знехтувати, оскільки $\frac{1}{v} \frac{d\phi}{dt} = -\frac{u}{v} \frac{d\phi}{dx}$, і $v \gg u$, це значить, що дифузія нейтронів є набагато швидшою, ніж швидкість поширення хвилі.

Можна записати аналітичний розв'язок рівняння у вигляді хвилі, врахувавши залежність коефіцієнту розмноження від флюенсу нейтронів:

$$\phi(\xi) = \phi_m \sec h^2(\alpha \xi), \quad (1.7)$$

де ϕ_m та α - певні величини, які визначаються характеристиками системи.

Зокрема параметр α визначається властивостями середовища:

$$\alpha^2 = \frac{1 - k_0}{4L_0^2}, \quad (1.8)$$

де k_0 - початковий коефіцієнт розмноження в системі;

L_0 - довжина дифузії нейтронів.

Виходячи з 1.5-1.8 приходимо до висновку, що ми маємо певні величини без яких унеможлиблюється робота реактора, а саме коефіцієнта розмноження, який згідно міркувань Д.Л.Феоктистова, не повинен перевищувати одиниці, оскільки миттєва надкритичність в системі, що виникає, зникає за долі секунди.

Ван-Дам вважав, що загальною умовою поширення хвилі є негативний зворотній зв'язок в системі за температурою, який і утворює нелінійний член в рівнянні дифузії [5].

Зі зміною потоку нейтронів в просторі, змінюються також концентрації нуклідів. Тому, щоб врахувати ці зміни, а також зміни потоку нейтронів потрібно розв'язувати вже не одне нелінійне рівняння, а декілька.

Групою японських вчених на чолі з Хероші Секімото запропоновано цілу стратегію розвитку для ядерних реакторів, що має назву Candle (Constant Axial shape of Neutron flux, nuclide densities and power shape During

Life of Energy Energy production) [6 - 10] . Термін служби реактора може бути продовжений на стільки, скільки потрібно, продовжуючи його природну уранову реакцію. Середнє випалювання відпрацьованого палива становить 426 ГВт / т за даної конструкції.

Фактично Candle-реактор являє собою модель реактора на хвилі ядерних поділів зі сталою аксіальною формою нейтронного потоку і фактично є розвитком моделі Феактістова. Стратегія Candle burnup може бути реалізована, коли коефіцієнт розмноження в нескінченному середовищі k_{∞} задовольняє певним умовам: k_{∞} для свіжого палива повинен не перевищувати одиниці, в іншому разі реактор може виявитись надкритичним; після деякого часу вигорання k_{∞} стає дещо більшим від одиниці для забезпечення стаціонарного режиму, і в кінці роботи реактора k_{∞} знову стає меншим за одиницю, тобто такий реактор є реактором з внутрішньою безпекою (див Рис.1).

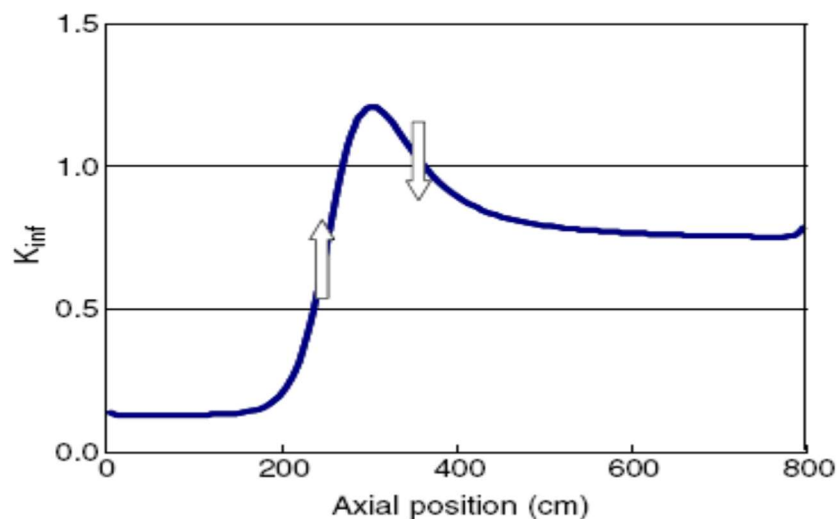


Рис.1.1. Зміна коефіцієнта розмноження вздовж осі реактора.

Складається реактор з трьох частин: область свіжого палива, область ядерного горіння та область відпрацьованого палива. Також передбачається можливість перевантаження палива у ході роботи реактора (див. Рис.2).

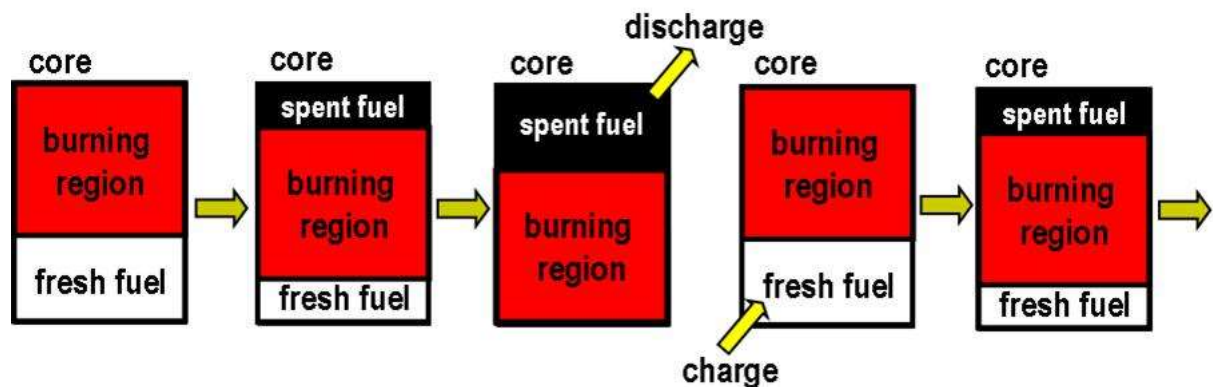


Рис. 1.2. Горіння CANDU і управління паливом.

Принциповими моментами реактора є :

- не потрібно контрольних механізмів для роботи реактора
- характеристики реактора як от потужність і потужностний коефіцієнт реактивності не змінюється під час роботи реактора
- довговічний (час роботи пропорційний довжині реактора)
- безпечний

Хероші Секімото був виконаний розрахунки для доволі великої активної зони. Робота ускладнювалась тим, що існує зміщення розподілу палива вздовж ітерації випалювання. У цій роботі для подолання цієї проблеми використовується штучний рух палива. Вибираючи належну швидкість - область поділу знаходиться в стані спокою. Таким чином область розрахунку може бути обмежена певним розміром області, в якій потік нейтронів показує потрібне значення. В результаті, було виконано ряд розрахунків для швидких реакторів і у формі циліндра, а також для деяких моделей високотемпературних газових реакторів за допомогою програми, що виконують розрахунки потоку нейтронів в одноруповому дифузійному наближенні з підключенням модулів для розрахунку вигорання палива-TRISO. Зокрема при розрахунках швидкого реактора з потужністю 3000МВт і радіусом активної зони 2м спостерігалось утворення і

поширення хвилі, при цьому її швидкість була 4.14 см/рік . Наразі робота по удосконаленню нових конструкцій реакторів з врахуванням різних підсистем проводиться та пропонуються різні конфігурації активних зон. Важливим висновком даних досліджень є те, що дані реактори можуть працювати лише на збідненому або відпрацьованому ядерному паливі.

Аналогічна ідея була висунута Едвардом Теллером і на її основі Білл Гейтс у 2006 році заснував приватну науково-технічну фірму для розвитку цієї ідеї (Terra Power) і для створення промислового зразку реактора на біжучій хвилі.

Пропонувався новий підхід: створити TWR на основі звичайного швидкого реактора з натрієвим охолоджувачем; паливом може служити збіднений або природний ^{238}U . У циліндричній активній зоні формується стояча хвиля ядерних поділів шляхом пересування паливних елементів з певною швидкістю у радіальному напрямі. У роботі [11] Чен, Занг і Машек розглянули теоретичну модель, що описує радіальну стоячу хвилю ядерних поділів. В межах одновимірної геометрії було розглянуто циліндричну активну зону, де передбачається рух палива у радіальному напрямі. Були знайдені розв'язки, що відповідають стоячій хвилі для двох випадків: переміщенню палива із середини активної зони назовні і навпаки, ззовні до середини. Основні параметри хвилі (швидкість поширення, кінцевий флюенс) для цих двох випадків відрізняються, хоча і незначним чином. При переміщенні палива ззовні до середини кінцевий флюенс більший і, відповідно, спостерігається більш глибоке вигоряння.

Основоположна ідея була створити технологічний прорив для покращення економіки та соціальних цінностей завдяки винайденню новітніх процесів. Основоположники проекту надали низку вимог як саме має виглядати вдосконалена система:

- Нескінченно задовольняє глобальні енергетичні потреби

- Уникає глобального потепління
- Фактично не створює ризику розповсюдження зброї
- Полегшує видалення ядерних відходів
- Відповідає найвищим стандартам безпеки при аваріях
- Мінімізує екологічний вплив ядерної енергії

Хвилі розмноження та спалення поширюватимуться через активну зону нескінченно довго і будуть описуватись ланцюжком перетворень, що має вигляд (Рис 1.3): Активна зона на початку завантажується збідненим ураном. Невелику кількість збагаченого палива розміщують з однієї сторони зони. В процесі роботи активна зона реактора ділиться на 4 частини:

- Відпрацьованого палива
- Збагаченого палива, в якій відбувається генерація нейтронів
- Збагаченого палива, в якій проходить реакція поглинання нейтронів
- Паливо, яке ще не вступило в реакцію

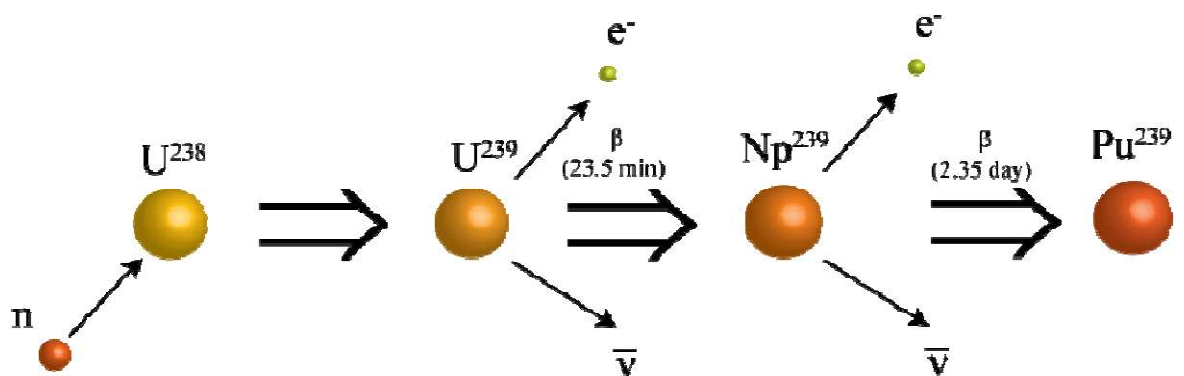


Рис.1.3.Ланцюжок перетворень для 238 урану.

Маючи базові підходи до створення вдосконалених реакторів майбутнього, можемо прийти до висновку, що така система здатна існувати і слід більш детально розібрати деякі аспекти, від яких буде залежати подальша робота реакторів на хвилі ядерного поділу.

МОДЕЛЬ РЕАКТОРА І ПОСТАНОВКА ЗАДАЧІ

У теорії ядерних реакторів основна увага приділяється методам розрахунку розподілу нейтронів у реакторах. У свою чергу, розподіл нейтронів визначає розподіл тепловиділення в реакторах, а продукування тепла є основним завданням ядерних реакторів.

Проходячи крізь речовину, нейтрони викликають різні ядерні реакції. Інтенсивністю цих мікроскопічних процесів, в кінцевому рахунку, визначаються всі макроскопічні властивості проходження нейтронів через речовину, такі як уповільнення, дифузія, поглинання і т. д. Оскільки нейтрон має нульовий електричний заряд, він практично не взаємодіє з електронами атомних оболонок. Тому атомні характеристики середовища не грають ніякої ролі в поширенні нейтронів в речовині. Це чисто ядерний процес.

Вплив різних ядерних реакцій визначається величинами перерізів цих реакцій. До таких реакцій належать:

- 1) реакція поділу;
- 2) захоплення нейтронів в паливі;
- 3) пружне і непружне розсіювання нейтронів;
- 4) розпад продуктів поділу;
- 5) реакція $(n, 2n)$;
- 6) реакція (γ, n) ;
- 7) реакція фотоподілу .

Останні 4 реакції у більшості випадків не враховуються для опису ядерних реакторів.

Головною умовою для підтримання ланцюгової реакції є те, що кількість нейтронів, які випромінюються під час поділу має бути більшою від кількості нейтронів, що потрібна для наступного кроку

поділу, і щоб кількість нейтронів, які поглинаються і вибувають із реакції, підтримувалась на досить низькому рівні.

Запропоновані моделі (Розділ 1) вказують на те, що хвиля зароджується в зоні запалу, яка містить ^{235}U , ^{233}U або ^{239}Pu , а саме нукліди, що ефективно діляться, і поширюється у сировинному матеріалі (це може бути ^{232}Th або ^{238}U). Різними авторами було оцінено, що швидкість хвилі ядерного горіння має порядок від декількох сантиметрів до одного метра на рік. Пропонувалося корпус такого реактора розмістити на глибині 100 м під землею, де він і залишиться після закінчення роботи. Як охолоджувач може виступати гелій під високим тиском. Реактор повинен мати великий температурний коефіцієнт зворотного зв'язку, тоді інтенсивний відбір тепла із активної зони буде прискорювати процес ядерних поділів. Активна зона запропонованого реактора має форму циліндра. Комп'ютерне моделювання процесу ядерного горіння з використанням методу Монте-Карло підтвердило встановлення у циліндрі із металічного ^{232}Th стаціонарної хвилі ядерного горіння зі швидкістю 0,5 м на рік.

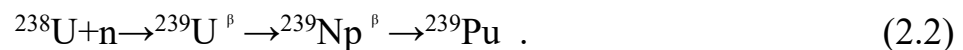
Для того, щоб показати чому реакція є саморегульованою – розглянемо ланцюжок перетворень.

Реакція буде йти зліва направо. Отже на лівому кінці починається запал робочої речовини. Запал відбувається завдяки нейтронам, джерелом яких має бути генератор нейтронів, або звичайний реактор. Нейтрони, які зайшли в активну зону РХЯП поглинаються ураном-238, який при цьому перетворюється в уран-239.

Уран-238 поглинає нейтрони, перетворюється в уран-239. Уран-239 є нестабільним, бета-активним і з часом життя 34 хвилини розпадається, утворюючи нептуній-239.



Нептуній-239 також є бета-активною речовиною, тобто він випромінює бета частинку (період напіврозпаду складає 2,5 дні) і перетворюється на плутоній -239. Плутоній -239 є альфа-активним матеріалом з періодом напіврозпаду 24100 років, а це значить, що весь напрацьований Плутоній майже не буде розпадатися за час функціонування реактора.



Оскільки, плутоній-239 весь час опромінюється нейтронами, то крім реакції поділу можливі також реакції поглинання нейтронів плутонієм з утворенням вищих ізотопів плутонія : ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu . Після ряду ядерних перетворень утворюється також такі трансуранові елементи, як ^{241}Am , ^{242}Cm , ^{244}Cm .

Отже, ми опромінили уран нейтронами, час життя яких в середовищі визначається процесами поглинання. Для урана-238 переріз поглинання нейтронів доволі великий, тому весь час будуть відбуватись вказані вище ланцюжки перетворень. Концентрація плутонія в тонкому примежовому шарі, який по ширині дорівнює довжині вільного пробігу нейтрона в урані, збільшується з часом до тих пір, поки концентрація плутонія-239 не досягне критичних значень, тобто ефективний коефіцієнт розмноження нейтронів буде рівним 1. Це означає, що в цьому шарі виникає ланцюгова реакція поділу плутонію і ця реакція буде самопідтримуваною.

Під час поділу плутоній виділяється енергія. Ця енергія виділяється у вигляді кінетичної енергії скалок поділу, які летять з великою швидкістю і дуже швидко гальмуються в цій же речовині (суміш урану з плутонієм), нагріваючи її. Коли плутоній ділиться, окрім скалок вилітають від 1 до 8 нейтронів у різні боки (середньому 2,5-3 нейтрони на поділ). Та нас цікавлять нейтрони, які летять вздовж напрямку поширення хвилі. І ці ж

нейтрони знову призводять до того, що уран-238 починає перетворюватись в плутоній. Плутоній також рано чи пізню починає ділитися в наступному шарі. Таким чином зона поділів поступово повзе направо. В цьому і є сенс хвилі. Зона ділення починає рухатись по реактору, по паливу. Потім паливні нукліди будуть ділитись з виділенням енергії, під дією нейтронів, при цьому вони продукуватимуть нові нейтрони, що будуть повторювати цикл вказаний на (Рис. 2.1.) і т.д.

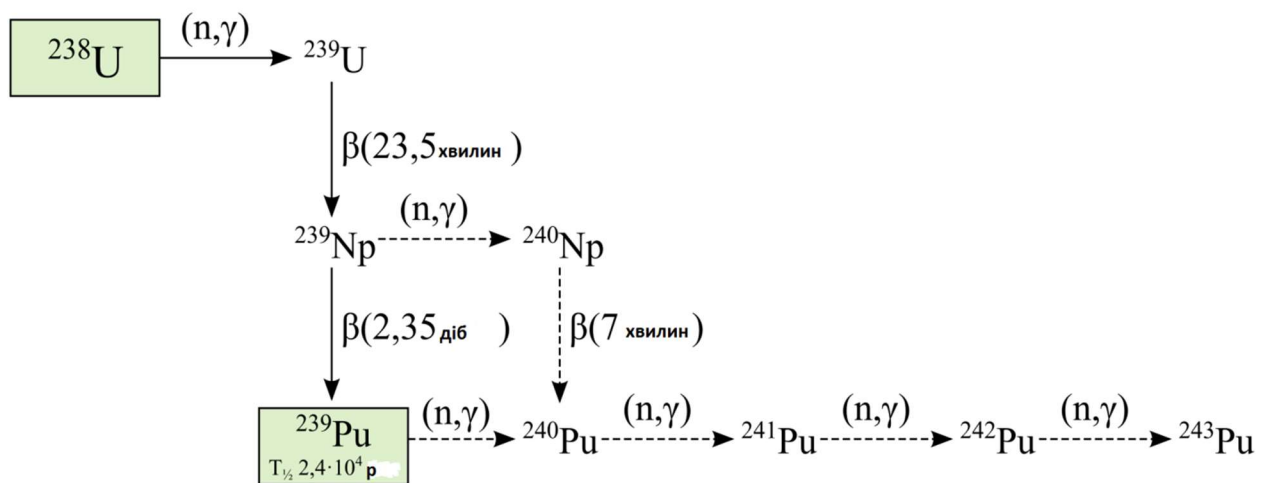


Рис. 2.1. Реакції в результаті яких йде напрацювання нуклідів що діляться.

Внаслідок чого зона горіння буде переміщатись вздовж АЗ, як вказано на (Рис. 2.2.).

Та це не все, річ у тому, що це все випадкові процеси. Може таке статися, що десь, локально, кількість плутонію буде більша ніж критична. Отже, в деякій області концентрація стає більше ніж критична і ця надкритичність призводить до того, в даній локальній області кількість нейтронів починає збільшуватись доти, поки не вигорить весь надлишковий плутоній. Новий плутоній у цій локальній зоні утвориться тільки через приблизно три доби і не одразу. Тому миттєвого вибуху у такому реакторі не відбувається. Якщо врахувати також, що цілком можливим є флуктуаційне зменшенні локальної концентрації плутонію, яка також не

приводить до затухання реактора, то зрозуміло, що завдяки часовим затримкам з утворенням нового палива всі флуктуації згладжуються і роботу реактора визначає саме середня концентрація плутонію. Ці якісні міркування підтверджуються точними чисельними розрахунками.

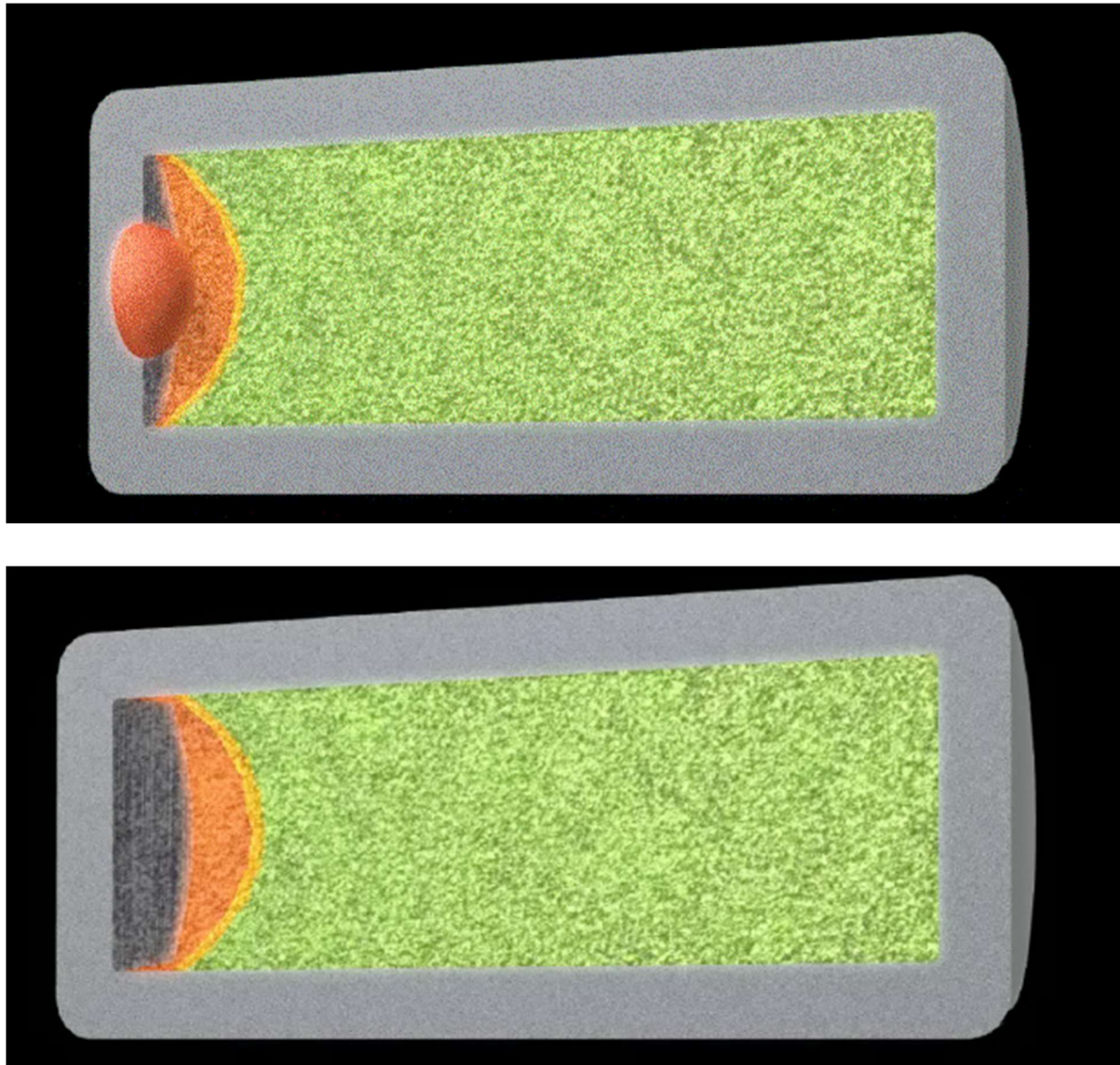


Рис. 2.2. Переміщення зони горіння вздовж АЗ.

СИСТЕМА РІВНЯНЬ ДЛЯ ХВИЛІ ЯДЕРНОГО ГОРІННЯ В ОДНОВИМІРНОМУ ДИФУЗІЙНОМУ НАБЛИЖЕННІ.

Для розрахунку хвилі ядерних поділів (яка розповсюджується у РХЯП) нам необхідно розв'язати дифузійне рівняння для нейтронів і систему кінетичних рівнянь для змін нуклідів.

Перерізи різних нейтронно-ядерних реакцій залежать від енергії нейтронів, сильно і нерегулярно змінюються від ядра до ядра при зміні A або Z . Перерізи взаємодії нейтронів з ядрами в середньому ростуть по закону $1/v$ при зменшенні енергії нейтрона, де v - швидкість нейтрона. Коли ядра палива діляться, то вилітають нейтрони із середньою енергією приблизно 2 МеВ. Для того, аби перейти до основного рівняння реакторів-дифузійного потрібно розглянути баланс нейтронів в елементі об'єму реактора dV в енергетичному інтервалі dE поблизу E . Нехай $N(r,E,t)$ -кількість нейтронів в об'ємі dV та інтервалі dE ; тоді густина потоку нейтронів:

$$\phi(r,E,t)=v N(r,E,t) ; \quad (3.1)$$

Кількість нейтронів, що поглинулися за час Δt ;

$$\sum_a(r,E) \phi(r,E,t) \Delta E \Delta V \Delta t ; \quad (3.2)$$

Кількість нейтронів, що змінили свою енергію під час розсіювання:

$$\sum_{out}(r,E) \phi(r,E,t) \Delta E \Delta V \Delta t , \quad (3.3)$$

де $\sum_{out}$ —переріз виходу з інтервалу ΔE ;

Вихід з об'єму за рахунок дифузії:

$$\oint J(r,E,t) dS \Delta E \Delta t ; \quad (3.4)$$

S -поверхня ,що обмежує об'єм; $J(r,t,E)$ -густина струму нейтронів ,де :

$$J=-D \nabla \phi ; \quad (3.5)$$

D -коефіцієнт дифузії .

За т.Гаусса перетворимо інтеграл в об'ємний.

Кількість нейтронів, що вийшла з об'єму ΔV :

$$\text{div } J(r, E, t) \Delta E \Delta V \Delta t ; \quad (3.6)$$

Надходження нейтронів в об'єм за рахунок джерела нейтронів:

$$Q(r, E, t) \Delta E \Delta V \Delta t ; \quad (3.7)$$

Різниця між надходженням і виходом нейтронів $-\Delta N$, тому виконавши певні скорочення справедливо записати :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \text{div } J + (\Sigma_{out}(r, E) + \Sigma_a(r, E)) \phi(r, E, t) = Q(r, E, t) ; \quad (3.8)$$

Для одногрупового наближення $\Sigma_{out}=0$ тому справедливо буде записати рівняння :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t} + \text{div } J(r, t) + \Sigma_a(r) \phi(r, t) = Q(r, t) ; \quad (3.9)$$

Якщо джерелом нейтронів є поділ ядер, то

$$Q(r, t) = K_{\infty} \Sigma_a(r) \phi(r, t) ; \quad (3.10)$$

Коефіцієнт розмноження нейтронів:

$$K_{\infty} = \frac{v \sigma_F}{a \sigma} . \quad (3.11)$$

В результаті ми отримаємо основне рівняння одногрупового дифузійного наближення :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = D \Delta \phi + (K_{\infty} - 1) \Sigma_a \phi . \quad (3.12)$$

З урахуванням граничних умов останнє рівняння дозволяє нам визначити потік нейтронів в об'ємі реактора і його критичні розміри .

Іноді зручно для аналізу використовувати замість K_{∞} його визначення. Тоді рівняння для опису потоку нейтронів в одновимірному реакторі можна записати у вигляді:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + (v \Sigma_f - \Sigma_a) \phi , \quad (3.13)$$

v - середня кількість нейтронів, які виділяються в одному акті поділу; Σ_f і Σ_a – макроскопічні перерізи поділу і поглинання, які лінійно залежать від всіх ядерних щільностей і не залежать від часу і простору; ϕ - потік нейтронів.

Для опису хвильового реактора крім нейтронів треба враховувати зміни концентрації всіх нуклідів, які приймають участь у процесі.

Ці зміни концентрації описуються наступними кінетичними рівняннями:

$\partial N_1 / \partial t = -\sigma_{a1} \phi \cdot N_1$	(3.14)
$\partial N_2 / \partial t = \sigma_{c1} \phi N_1 - N_2 / \tau_2 - \sigma_{a2} \phi N_2$	(3.15)
$\partial N_3 / \partial t = N_2 / \tau_2 - \sigma_{a3} \phi N_3$	(3.16)
$\partial N_4 / \partial t = \sigma_{c3} \phi N_3 + \sigma_{c2} \phi N_2 - \sigma_{a3} \phi N_3$	(3.17)
$\partial N_5 / \partial t = \sigma_{c4} \phi N_4 - N_5 / \tau_5 - \sigma_{a5} \phi N_5$	(3.18)
$\partial N_6 / \partial t = \sigma_{c5} \phi N_5 - \sigma_{a6} \phi N_6$	(3.19)
$\partial N_7 / \partial t = \sigma_{c6} \phi N_6$	(3.20)
$\partial N_8 / \partial t = N_7 / \tau_7 - \sigma_{a8} \phi N_8$	(3.21)
$\partial N_9 / \partial t = \sigma_{c8} \phi N_8$	(3.22)
$\partial N_{10} / \partial t = \sum_{i=1}^8 \sigma_{fi} \phi N_i - \sigma_{a10} \phi N_{10}$	(3.23)
$\partial N_{10} / \partial t = \sum_{i=1}^8 \sigma_{fi} \phi N_i - \sigma_{a10} \phi N_{10}$	(3.24)
$\partial N_{11} / \partial t = \sigma_{c10} \phi N_{10} ,$	(3.25)

де N-концентрація нуклідів із ланцюжка ядерних перетворень у паливі;

N_1 -²³⁸U; N_2 -²³⁹Np; N_3 -²³⁹Pu; N_4 -²⁴⁰Pu; N_5 -²⁴¹Pu; N_6 -²⁴²Pu; N_7 -²⁴³Am; N_8 -²⁴¹Am; N_9 -²⁴²Am; N_{10} , N_{11} –продукти поділу; τ -час життя радіоактивних

нуклідів, σ_{fi} , σ_a , σ_c - мікроскопічні перерізи поділу, поглинання і радіаційного захоплення відповідно.

РХЯП як і всі реактори є доволі складною системою. Він принципово відрізняється від моделей реакторів на швидких нейтронах. Першою і основною відмінністю є те, що реактор саморегульований і хвиля в ньому може рухатись довгий час без жодного зовнішнього втручання. По друге, для звичайного реактора часова кінетика ядер є дуже повільною порівняно з просторовою нейтронною динамікою, а для хвилі ядерного горіння це є процеси з часовим масштабом одного порядку. В основі кожної такої установки лежить система із взаємодіючих ядер і нейтронів. Теорія виходить із диференціальних рівнянь, які враховують ланцюжки перетворення нуклідів, описуючи зміну концентрацій різних видів ядер з часом в певній моделі (так звані рівняння вигорання), і рівняння кінетики нейтронів, яке, зокрема, може враховувати їх перенесення в просторі, міграцію по енергії і процеси взаємодії з ядрами, що супроводжуються зміною числа нейтронів.

Рівняння для густини потоку нейтронів можна переписати в наступному вигляді:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = v \cdot D \cdot \Delta \phi + g \cdot \phi, \quad (3.26)$$

де $\phi = v \cdot n$ – потік нейтронів, v – середня швидкість нейтронів, n – їхня концентрація, D – коефіцієнт дифузії, а g – функція генерації нейтронів, яка є лінійною функцією концентрацій ядер N_i . Це - балансне рівняння, що базується на підрахунку зміни числа нейтронів в елементарному об'ємі за рахунок дифузії, поглинання ядрами і вивільнення нейтронів при поділі ядер.

Для описання як стаціонарних, так і нестаціонарних процесів у РХЯП пропонується використовувати рівняння дифузії для флюенса, що відкриває нові можливості для аналітичного дослідження системи. На цьому і

базується загальна теорія, покликана на основі спрощеної моделі, аби знайти ключові елементи системи і вивчити зв'язки між ними, а також дослідити властивості хвилі ядерного горіння за тих чи інших умов.

РІВНЯННЯ ДЛЯ ФЛЮЕНСУ

Флюенс нейтронів - величина, що дорівнює відношенню числа нейтронів, що падають за даний інтервал часу на деяку поверхню, розташовану перпендикулярно до напрямку поширення нейтронного випромінювання, до площі цієї поверхні.

Поле флюенсу вводиться як інтеграл по часу від поля густини потоку нейтронів:

$$\psi(\vec{r}, t) = \int_{t_0}^t \phi(\vec{r}, \tau) d\tau, \quad (4.1)$$

де t_0 — початковий момент часу.

Вираз (4.1) еквівалентний наступному рівнянню з нульовою початковою умовою:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \phi(\vec{r}, t), \quad \psi(\vec{r}, t_0) = 0. \quad (4.2)$$

Також у праву частину дифузійного наближення треба включити зовнішнє джерело нейтронів $s(\vec{r}, t)$, що відповідає заданому зовнішньому джерелу нейтронів. Тоді, проінтегрувавши за часом від початкового моменту до поточного, отримаємо рівняння для флюенсу, яке має вид рівняння дифузії:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = v \cdot D \cdot \Delta \psi + G + S(\vec{r}, t); \quad (4.3)$$

S – джерело флюенсу :

$$S = \int_{t_0}^t s(\vec{r}, \tau) d\tau + \phi(\vec{r}, t_0), \quad (4.4)$$

а G - функція генерації флюенсу:

$$G = \int_0^\psi g(\vec{N}) d\psi. \quad (4.5)$$

Значення функції генерації флюенса пропорційне повному числу нейтронів, що поглинаються в елементарному об'ємі за весь час процесу від t_0 до t . Останній вираз (4.5) буде інтегралом уздовж траєкторії системи в просторі змінних $(\vec{N}, \psi)$ для певної точки простору. Для РХЯП така траєкторія повністю визначається рівняннями кінетики ядер з початковими умовами до них, якщо залежність ψ від часу в певній точці є заданою. При цьому

$$\frac{\partial G}{\partial t} = g \cdot \phi. \quad (4.6)$$

В силу рівнянь кінетики ядер приріст числа нейтронів можна виразити через прирости кількості ядер, що утворюються у відповідних процесах.

Таким чином, при заданих початкових концентраціях ядер функція генерації флюенсу G є функцією лише їх кінцевих концентрацій і, можливо, флюенсу і не залежить від траєкторії переходу із початкового стану в кінцевий:

$$G = G(\vec{N}_0, \vec{N}, \psi), \quad (4.7)$$

де N_0 – початкова концентрація ядер палива.

Саме ця умова для рівняння флюенсу (4.2) обумовлює можливість його використання для вивчення нестационарних процесів у РХЯП.

УМОВИ СТАЦІОНАРНОСТІ ХВИЛІ

Розглянемо одновимірну модель РХЯП на необмеженій прямій, де хвиля проходить зліва направо вздовж осі OX . Нехай зовнішнього джерела немає, $s = 0$. Початковим моментом є $t_0 \rightarrow -\infty$, тому в початковий момент в будь-якій кінцевій точці нейтронів немає. Тоді система рівнянь, що описує РХЯП прийме наступний вигляд:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = v \cdot D \cdot \Delta \psi + G(\vec{N}_0, \vec{N}, \psi); \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial \vec{N}}{\partial t} = \hat{\sigma} \cdot \vec{N} \cdot \frac{\partial \psi}{\partial t} - \hat{\lambda} \cdot \vec{N}, \quad (5.2)$$

де $\hat{\sigma}$ - матриця, елементами якої є мікроскопічні перерізи поглинання і радіаційного захвату, а $\hat{\lambda}$ - матриця, елементами якої є сталі розпаду радіоактивних нуклідів.

Для стаціонарної хвилі швидкості u всі поля є функціями одної змінної, хвильової змінної $x + ut$, яка пробігає значення від $-\infty$ до $+\infty$. Нехай T – характерний час проходження хвилі, а L – її характерний просторовий розмір. В безрозмірному вигляді хвильова змінна приймає вигляд:

$$z = x/L + t/T. \quad (5.3)$$

Величину L ми визначимо пізніше, а T будемо вважати вільним параметром, визначає швидкість хвилі u :

$$u = L/T. \quad (5.4)$$

Отже, залежності всіх полів від безрозмірної координати x/L і безрозмірного часу t/T є фактично однаковими і співпадають із залежністю від хвильової змінної z . стаціонарної хвилі система в частинних похідних (5.1) – (5.2) перетворюється на систему звичайних диференціальних рівнянь по безрозмірній хвильовій змінній z .

Процеси при проходженні РХЯП характеризуються кількома різними часовими масштабами. Одним з них, крім T , є характерний час життя нейтрона τ , певним чином пов'язаний з виглядом функції g . Точно визначити його можна буде для конкретної моделі, а поки, до конкретизації моделі, називатимемо τ умовним часом життя нейтронів. Зараз важливо лише те, що $g \cdot \tau$ є величиною порядку одиниці, а тому $G \times \tau = \psi$. Крім того, відомо, що $\tau = 10^{-7}$ с, а $T = 1$ року, тому $\varepsilon = \frac{\tau}{T} < 10^{-8}$ – надзвичайно малий параметр.

Щоб записати рівняння в безрозмірній формі, визначимо наступні величини як:

$$\hat{\sigma}' = \frac{\sigma}{\sigma_{a1}}, \quad \psi' = \sigma_{a1} \cdot \psi, \quad g' = \tau \cdot g, \quad G' = \sigma_{a1} \cdot \tau \cdot G, \quad \bar{N}' = \frac{\bar{N}}{N_{1noc}}, \quad (5.5)$$

де безрозмірні величини позначені штрихами (надалі всі штрихи будуть упускатись) σ_{a1} – один з елементів матриці перерізів $\hat{\sigma}$, а саме переріз поглинання сировинного нукліда N_1 , N_{1noc} – відмінна від нуля початкова концентрація сировинного нукліда. Величини $\hat{\lambda}$ і T залишаються розмірними, однак добуток $T \cdot \hat{\lambda}$ є безрозмірним.

Допускаючи, що існує розв'язок системи (5.1) - (5.2) у вигляді стаціонарної хвилі, помножимо рівняння (5.1) на τ і одержимо:

$$\varepsilon \cdot \dot{\psi} = v \cdot \frac{D \cdot \tau}{L^2} \ddot{\psi} + G(\bar{N}, \psi), \quad (5.6)$$

де $\varepsilon = \frac{\tau}{T} < 10^{-14}$ – надзвичайно малий параметр, оскільки характерний час життя нейтрона $\tau \approx 10^{-7}$, а $T \approx 1$ рік. В свою чергу внаслідок переходу до хвильової змінної рівняння (5.2) буде виглядати як:

$$\dot{\bar{N}} = \dot{\psi} \cdot \hat{\sigma} \cdot \bar{N} + T \cdot \hat{\lambda} \cdot \bar{N}, \quad (5.7)$$

де крапками позначені похідні по z .

В силу малості ε з великою точністю членом $\varepsilon \cdot \dot{\psi}$ в (5.6) можна знехтувати (процес дифузії нейтронів фактично є стаціонарним). За змістом величин L і T зміна, наприклад, концентрації нейтронів в області існування хвилі на довжині L або за час T є величиною порядку самої концентрації. Те ж стосується і флюенсу, а значить, $\ddot{\psi} = \dot{\psi} = G \times \tau$.

Тоді з (5.6) слід покласти, що довжина дифузійного зміщення:

$$L^2 = v \cdot D \cdot \tau. \quad (5.8)$$

Внаслідок чого рівняння (5.1)-(5.2) остаточно приймають вигляд:

$$\ddot{\psi} = -G(\vec{N}, \psi), \quad (5.9)$$

$$\dot{\vec{N}} = \dot{\psi} \cdot \hat{\sigma} \cdot \vec{N} + \hat{\lambda} \cdot \vec{N}. \quad (5.10)$$

Стаціонарна хвиля є розв'язком системи (5.9) – (5.10) при всіх $z \in (-\infty, \infty)$.

Стаціонарна хвиля горіння є переходом системи з одного стаціонарного однорідного стану в інший. Тому початковий стан «палива» має задовольняти умовам:

$$N_i(x, t_0) = N_{i0}, n(x, t_0) = 0, \Psi = 0. \quad (5.11)$$

І відповідно кінцевий стан «попелу» повинен відповідати наступним умовам:

$$N_i(x, t_f) = N_{if}, n(x, t_f) = 0, \Psi = \Psi_f. \quad (5.12)$$

Обидва стани є стаціонарними розв'язками як системи (5.1) – (5.2) у змінних x, t , так і системи (5.9) – (5.10) відносно хвильової змінної z .

Очевидно, що для всіх нестабільних ядер має бути $N_{i0} = N_{if} = 0$, тому що і початковий, і кінцевий стани є стаціонарними.

Для системи рівнянь (5.9), (5.10) початковий і кінцевий стани є стаціонарними точками, до яких повинен прямувати стан системи при

$z \rightarrow -\infty$ і при $z \rightarrow +\infty$ відповідно. Лінеаризація рівняння (5.9) щодо малих відхилень від стаціонарних значень (5.11) або (5.12) приводить до лінійного рівняння стаціонарної дифузії вигляду

$$\frac{d^2 \tilde{\psi}}{dz^2} + \alpha^2 \cdot \tilde{\psi} = 0, \quad (5.13)$$

де для початкового стану :

$$\tilde{\psi} = \psi, \quad \alpha = \alpha_0,$$

а для кінцевого :

$$\tilde{\psi} = \psi_f - \psi, \quad \alpha = \alpha_f.$$

Константи α_0, α_f визначаються наступним чином

$$\alpha_0^2 = -g(\vec{N}_0), \quad \alpha_f^2 = -g(\vec{N}_f). \quad (5.14)$$

Передній і задній фронти хвилі описуються експоненціально спадаючими функціями при $z \rightarrow -\infty$ і $z \rightarrow +\infty$ відповідно:

$$\psi(z) = A \cdot e^{\alpha_0 \cdot z} = A \cdot e^{\frac{x+u \cdot t}{L_0}}, \quad \psi_f - \psi(z) = B \cdot e^{-\alpha_f \cdot z} = B \cdot e^{-\frac{x+u \cdot t}{L_f}}, \quad (5.15)$$

де $L_0 = \alpha_0 \cdot L$ і $L_f = \alpha_f \cdot L$.

Таким чином, розв'язання рівняння (5.9), яке відповідає стаціонарній хвилі, задовольняє наступним умовам:

$$z \rightarrow -\infty: N_i \rightarrow N_{i0}, \quad \psi \rightarrow 0, \quad \dot{\psi} \rightarrow 0, \quad \ddot{\psi} \rightarrow 0, \dots \quad (5.16)$$

$$z \rightarrow +\infty: N_i \rightarrow N_{if}, \quad \psi \rightarrow \psi_f, \quad \dot{\psi} \rightarrow 0, \quad \ddot{\psi} \rightarrow 0, \dots \quad (5.17)$$

Серед них незалежними умовами, які не містять невідомих величин, є наступні:

$$z \rightarrow -\infty: N_i \rightarrow N_{i0}, \quad \psi \rightarrow 0 \quad (5.18)$$

$$z \rightarrow +\infty: \dot{\psi} \rightarrow 0 \quad (5.19)$$

Постановка задачі для рівнянь (5.9) – (5.10) включає граничні умови (5.18) – (5.19), а також умову невід'ємності густини потоку нейтронів

$$\dot{\psi} \geq 0. \quad (5.20)$$

Здавалося б, число умов дорівнює порядку системи (5.9) - (5.10): для кожного N_i існує рівняння першого порядку з початковими умовами і є дві умови до рівняння (5.9) другого порядку. Проте легко бачити, що задача (5.9) - (5.10), (5.18) - (5.20) не змінюється при заміні $z \rightarrow z - C$, що є цілком природним: положення шуканої хвилі по хвильовій координаті є довільним, а число довільних констант на одну менше, ніж число умов (5.18) - (5.20). Таким чином, як і повинно бути в задачі на власні значення, одна з умов (5.18) - (5.20) «зайва». Відмітимо, що задача (5.9), (5.10), (5.18) - (5.20) завжди має розв'язок, який відповідає перебуванню системи в початковому стані. Такий розв'язок можна вважати тривіальним.

Таким чином, в даній системі при конкретних значеннях матеріальних параметрів швидкість стаціонарної хвилі, якщо така хвиля існує, має цілком певне значення.

Крайова задача (5.9), (5.10), (5.18) - (5.20) не може бути розв'язана в загальному вигляді, проте можна знайти деякі загальні умови, що визначають стаціонарну хвилю. По відношенню до рівнянь (5.9), (5.10), конфігураційним простором системи є простір змінних (N_i, ψ) , а фазовим – простір змінних $(N_i, \psi, \dot{\psi})$. Під час переходу системи від початкового стану до кінцевого флюенс ψ монотонно змінюється з координатою z від нуля до ψ_f , $0 \leq \psi \leq \psi_f$. Тому можна вважати, що на фазовій траєкторії $\vec{N}$ і $\dot{\psi}$ є функціями ψ . Якщо домножити рівняння (5.9) на $\dot{\psi}$ і проінтегрувати від початкового стану (5.18) до поточного, враховуючи, що в початковому стані в силу умов (5.16) $\dot{\psi} = 0$, то для поточного стану буде отримано:

$$\frac{1}{2}\dot{\psi}^2 + M(\vec{N}, \psi) = 0; \quad (5.21)$$

$$M(\vec{N}, \psi) = \int_0^{\psi} G(\vec{N}, \psi) d\psi. \quad (5.22)$$

Тому, щоб при $z \rightarrow \infty$ в кінцевому стані виконувалась гранична умова $\dot{\psi} = 0$ та умова $\ddot{\psi} = 0$ необхідно і достатньо, щоб були виконані наступні умови

$$G(\vec{N}_f, \psi_f) = 0 ; \quad (5.23)$$

$$M(\vec{N}_f, \psi_f) = 0 . \quad (5.24)$$

Умовам (5.23), (5.24) можна надати форму, подібну до умови критичності РШН $k = 1$, де k - коефіцієнт розмноження нейтронів. Для цього функції генерації нейтронів g і флюенса G розділимо на дві частини:

$$g = g^+ - g^- ; \quad (5.25)$$

$$G^\pm = \int_0^{\psi_f} g^\pm d\psi = \bar{g}^\pm \cdot \psi_f . \quad (5.26)$$

так що $\bar{g}^+$ і $\bar{g}^-$ - додатні (риска зверху означає середнє значення). Таким чином, g^+ відповідає за генерацію нейтронів, а g^- – за поглинання.

Умови (5.25), (5.26) при заданих матеріальних параметрах системи визначають два параметри хвилі: швидкість W (або параметр T) і кінцевий флюенс ψ_f . При цих значеннях розв'язок системи (5.9), (5.10), що відповідає заданому стану перед фронтом хвилі (умова (5.18) при $z \rightarrow -\infty$), задовольняє і умовам (5.18), (5.19), тобто задовольняє всім умовам задачі і, таким чином, відповідає стаціонарній хвилі.

ЗАСТОСУВАННЯ ТЕОРІЇ ЗБУРЕНЬ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ШВИДКІСНОЇ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Задля отримання загального вигляду для швидкісної характеристики розпишемо рівняння вигорання для системи (5.10), де для зручності запису введемо нумерацію нуклідів, що приймають участь в одному з циклів, вказаних на (Рис. 2.1.): сировинний нуклід $^{238}\text{U}/^{232}\text{Th}$ (N_1), проміжний нуклід $^{239}\text{Np}/^{233}\text{Pa}$ (N_2), головний нуклід, що ділиться: $^{239}\text{Pu}/^{233}\text{U}$ і нукліди, що входять до його ланцюга перетворень: $^{240}\text{Pu}/^{234}\text{U}$, $^{241}\text{Pu}/^{235}\text{U}$, $^{242}\text{Pu}/^{236}\text{U}$ (N_3 , N_4 , N_5 , N_6 , відповідно). Можна врахувати також нуклід ^{243}Pu (N_7), в який перетворюється ^{242}Pu внаслідок поглинання нейтронів (для торієвого циклу це буде ^{237}U , в який перетворюється ^{236}U). Для уранового циклу може враховуватись ^{241}Am (N_8). Пари продуктів поділу можна умовно розділити на два типи: ті, що вигорають (N_9) і ті, що утворюються внаслідок їхнього вигорання (N_{10}). Отже система рівнянь (5.10) приймає вигляд:

$$\dot{N}_1 = -\psi \cdot N_1, \quad (6.1)$$

$$\dot{N}_2 = \alpha_1 \psi N_1 - N_2/W - \gamma_2 \psi N_2, \quad (6.2)$$

$$\dot{N}_3 = N_2/W - \gamma_3 \psi N_3, \quad (6.3)$$

$$\dot{N}_4 = \alpha_3 \psi N_3 + \alpha_2 \psi N_2 - \gamma_3 \psi N_3, \quad (6.4)$$

$$\dot{N}_5 = \alpha_4 N_4 \psi - W^{-1} \tau_2 / \tau_5 N_5 - \gamma_5 N_5 \psi, \quad (6.5)$$

$$\dot{N}_6 = \alpha_5 \psi N_5 - \gamma_6 \psi N_6, \quad (6.7)$$

$$\dot{N}_7 = \alpha_6 \psi N_6, \quad (6.8)$$

$$\dot{N}_8 = W^{-1} \tau_2 / \tau_5 N_5 - \gamma_8 \psi N_8, \quad (6.9)$$

$$\dot{N}_9 = \sum_{i=1}^8 d_i \psi N_i - \gamma_9 \psi N_9, \quad (6.10)$$

$$\dot{N}_{10} = \alpha_9 \psi N_9, \quad (6.11)$$

де $\alpha_i = \sigma_{ci}/\sigma_{a1}$, $\gamma_i = \sigma_{ai}/\sigma_{a1}$, $d_i = \gamma_i - \alpha_i$, $\alpha_9 = \gamma_9$, $\sigma_{ai} = \sigma_{ci} + \sigma_{fi}$; σ_{ci} , σ_{fi} , σ_{ai} — мікроскопічні перерізи радіаційного захвату, поділу і поглинання i -го нукліда відповідно. А W — безрозмірна швидкість хвилі

$$W = \tau_2/T, \quad (6.12)$$

де τ_2 і τ_5 - часи життя нуклідів N_2 і N_5 відповідно.

Функція генерації нейтронів g у рівнянні дифузії нейтронів враховує всі процеси, пов'язані з продукуванням і поглинанням нейтронів, що описані рівняннями (6.1 – 6.11):

$$g = \sum_{i=2}^8 c_i \cdot N_i - N_1 - p, \quad (6.13)$$

де $c_i = (v_i \cdot \sigma_{fi} - \sigma_{ai})/(\sigma_{a1} - v_1 \cdot \sigma_{f1})$, v_i - число нейтронів поділу для i -го нукліда, $v_7 = 0$, p — безрозмірна концентрація поглинача.

Оскільки для уранового циклу — $\tau_2 = 3,4$ доби, а для торієвого — $\tau_2 = 36,6$ доби, то безрозмірна швидкість хвилі $W = \frac{\tau_2}{T}$ в актуальній області завжди буде малою величиною для уранового циклу. Для торієвого циклу W менше одиниці, а при $T \geq 1$ рік також $W \ll 1$.

Завдяки наявності в даній задачі цього малого параметра (W — безрозмірної швидкості) ми маємо можливість, користуючись умовами стаціонарності хвилі, розв'язати задачу використовуючи теорію збурень.

Схема розв'язку виглядає наступним чином. Якщо $W \ll 1$, всі концентрації ядер N_i і величини G , M , які є лінійними функціями цих концентрацій, а також параметр ψ_f і p , можна шукати у вигляді розкладу по степенях W :

$$Q(W) = Q^{(0)} + W \cdot Q^{(1)} + \dots, \quad (6.14)$$

де Q – будь-яка з величин. Увівши нову змінну

$$J = N_2/W, \quad (6.15)$$

рівняння (6.1), (6.2), (6.3) можна замінити еквівалентними рівняннями (6.16), (6.17), (6.18):

$$J = \alpha_1 \dot{\psi} N_1 - W \dot{J} - W \gamma_2 \dot{\psi} J; \quad (6.16)$$

$$\dot{N}_3 = \alpha_1 \dot{\psi} N_1 - \gamma_3 \dot{\psi} N_3 - W \dot{J} - W \gamma_2 \dot{\psi} J; \quad (6.17)$$

$$\dot{N}_4 = \alpha_3 \dot{\psi} N_3 - \gamma_4 \dot{\psi} N_4 + W \alpha_2 \dot{\psi} J. \quad (6.18)$$

Зрозуміло, що всі члени, що містять явно W , є малими. Тому в нульовому наближенні можна покласти, що $W=0$. Тоді з рівняння (6.16):

$$J = \alpha_1 \cdot \dot{\psi} \cdot N_1(\psi). \quad (6.19)$$

Таким чином, у нульовому наближенні по W концентрації нуклідів визначаються лише поточним значенням флюенсу:

$$N_i^{(0)} = N_i^{(0)}(\psi), i \neq 2. \quad (6.20)$$

Величини G і M , які є лінійними функціями концентрацій ядер, в нульовому наближенні по W також є функціями флюенсу, а умови стаціонарності хвилі набувають вигляду системи рівнянь:

$$G = G^{(0)}(p, \psi_f) = 0; \quad (6.21)$$

$$M = M^{(0)}(p, \psi_f) = 0. \quad (6.22)$$

Позначимо розв'язки даної системи як p_0 і ψ_{f0} , тоді,

$$p^{(0)} = p_0, \psi_f^{(0)} = \psi_{f0} . \quad (6.23)$$

Тому в нульовому наближенні можна знайти всі величини, окрім самої швидкості, яка має бути наперед заданою. Для визначення швидкості при заданому p необхідно розглянути наближення вищого порядку.

Оскільки величини G і M залежать від концентрацій ядер лінійно, поправки до G і M також мають перший порядок по W , а умови стаціонарності хвилі набувають вигляду

$$G^{(0)}(p, \psi) + W \cdot G^{(1)} = 0 ; \quad (6.24)$$

$$M^{(0)}(p, \psi) + W \cdot M^{(1)} = 0 . \quad (6.25)$$

Тепер в умові рівноваги (6.22) розкладемо $M^{(0)}(p, \rho, \psi_f)$ у ряд за малими відхиленнями від точки з точністю до лінійних членів:

$$M^{(0)}(p_0, \psi_0) + (p - p_0) \left. \frac{\partial M^{(0)}}{\partial p} \right|_{p=p_0, \psi=\psi_0} + (\psi - \psi_0) \left. \frac{\partial M^{(0)}}{\partial \psi} \right|_{p=p_0, \psi=\psi_0} + WM^{(1)}(p_0, \psi_0) = 0 . \quad (6.26)$$

Оскільки величини G і M залежать від концентрацій ядер лінійно, поправки до G і M також мають перший порядок по W , а умови стаціонарності хвилі набувають вигляду

$$G^{(0)}(p, \psi) + W \cdot G^{(1)} = 0 , \quad (6.27)$$

$$M^{(0)}(p, \psi) + W \cdot M^{(1)} = 0 . \quad (6.28)$$

Розкладаючи (6.28) в ряд у точці (p_0, ψ_0) , з точністю до лінійних по W членів маємо:

$$M^{(0)}(p_0, \psi_0) + (p - p_0) \left. \frac{\partial M^{(0)}}{\partial p} \right|_{p=p_0, \psi=\psi_0} + (\psi - \psi_0) \left. \frac{\partial M^{(0)}}{\partial \psi} \right|_{p=p_0, \psi=\psi_0} + WM^{(1)}(p_0, \psi_0) = 0 \quad (6.29)$$

Враховуючи, що при $p = p_0$ і $\psi_f = \psi_{f0}$ умови стаціонарності хвилі в нульовому наближенні виконуються, і враховуючи також співвідношення $\partial M / \partial \psi = G$, з (6.29) одержимо:

$$p = p_0 - b \cdot W, \quad (6.30)$$

$$b = \frac{M^{(1)}}{\frac{\partial M^{(0)}}{\partial p}}. \quad (6.31)$$

Подібним чином з умови (6.27) можна розрахувати і лінійну по W поправку до ψ_f .

Рівність (6.30) можна переписати у вигляді залежності швидкості хвилі u від зміни управляючого параметра p :

$$u = \frac{L}{\tau_2 \cdot b} \cdot (p_0 - p). \quad (6.32)$$

Застосовність формули (6.15) для швидкості хвилі обмежена зверху умовою:

$$W = \frac{u \cdot \tau_2}{L} \ll 1. \quad (6.33)$$

Оскільки p є безрозмірною концентрацією поглинач, збільшення p має приводити до уповільнення хвилі, тобто $b > 0$. Оскільки $W > 0$, хвиля існує лише при $p < p_0$. Таким чином, p_0 має смисл верхньої межі області концентрацій поглинач, при яких хвиля може існувати. При цьому ми нехтуємо відхиленням від лінійної залежності (6.30) в області надмалих швидкостей, обумовленим скінченням часом β -розпаду ^{241}Pu , про можливий вплив якого згадувалося вище.

Відмітимо, що в нульовому наближенні, без урахування лінійних по W поправок, формально маємо $p = p_0$. Це може створити хибне враження, що хвиля існує лише при $p = p_0$, а швидкість її довільна. Насправді це не так, просто в межах точності нульового наближення $p \approx p_0$ незалежно від W для всієї області малих швидкостей хвилі. Отримані результати мають

загальний характер. Більш детальні результати можна отримати для конкретних моделей кінетики ядер і процесів, які впливають на баланс числа нейтронів.

Повертаючись до рівняння (6.29) можемо знайти залежність і від реактивності. Усі похідні від $M^{(0)}$ тут і далі обчислюються в точці $(p_0, 0, \psi_{f0})$. Оскільки за умовами рівноваги нульового наближення два доданки з п'яти обертаються в нуль, $M^{(0)}(p_0, 0, \psi_{f0}) = 0$ і $\frac{\partial M^{(0)}}{\partial \psi} = G^{(0)}(p_0, 0, \psi_{f0}) = 0$, то рівняння (6.26) дає шуканий зв'язок між p , ρ і W (надалі безрозмірну швидкість будемо позначати як w):

$$\frac{\partial M^{(0)}}{\partial p}(p - p_0) + \frac{\partial M^{(0)}}{\partial \rho}\rho + M^{(1)}(w) = 0. \quad (6.34)$$

Отже, в нульовому наближенні (при $M^{(1)}(w) = 0$) ефективна концентрація поглиначів і реактивність пов'язані лінійним співвідношенням $p = p_0 - a\rho$, де коефіцієнт $a = \frac{\partial M^{(0)}/\partial \rho}{\partial M^{(0)}/\partial p}$ є параметром нульового наближення. Він визначається матеріальними параметрами задачі (мікроскопічними перерізами, початковим складом) і легко розраховується аналітично або чисельно. Використовуючи явний вигляд функції g (6.13), отримуємо

$$a = 2 \sum_i e_i M_i^{(0)}(p_0, 0, \psi_{f0}) / \psi_{f0}^2, \quad (6.35)$$

де

$$M_i^{(0)}(\psi_{f0}) = \int_0^{\psi_{f0}} d\psi \int_0^\psi d\psi' N_i(\psi'). \quad (6.36)$$

Залежність $M^{(1)}$ від швидкості w була знайдена у роботах [13,16,31] і було отримане рівняння швидкісної характеристики:

$$p - p_0 = -(b_0 + b_1\gamma)w - (p_0 - p'_0)\delta/(w + \delta). \quad (6.37)$$

Тут b_0 , b_1 , δ і p'_0 є параметрами швидкісної характеристики першого наближення. Порівняння рівняння для реактивності і (6.37) показує, що швидкісна характеристика для РХЯП з поглиначем і реактивністю має вигляд:

$$p - p_0 + ap = -(b_0 + b_1\gamma)w - (p_0 - p'_0)\delta/(w + \delta). \quad (6.38)$$

Якщо $\rho = 0$, рівняння (6.38) збігається з рівнянням (6.37). Отже, порівняно з результатами робіт [13,14,16,31], швидкісна характеристика містить новий доданок ap , лінійний за реактивністю. Знаючи розподіли концентрацій і кінцевий флюенс при $\rho = 0$ у нульовому наближенні, коефіцієнт a можна розрахувати за формулою (6.35). Насправді для цього можна використовувати дані про розподіли концентрації, розраховані будь-яким способом при будь-яких малих значеннях реактивності.

ОТРИМАННЯ ШВИДКІСНОЇ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЛЯ РІЗНИХ УМОВ

Як відомо [12], зв'язок між густиною енерговиділення і нейтронним потоком в одnogруповому наближенні може бути представлений у вигляді:

$$h = \Delta E \cdot \phi \cdot \sum_i \sigma_{fi} \cdot N_i, \quad (7.1)$$

де h – густина енерговиділення, Вт/см³, ΔE – енергія, що виділяється в одному акті поділу, Дж, ϕ – потік нейтронів, см⁻²·с⁻¹, σ_{fi} – мікроскопічний переріз поділу i -го нукліда, см², N_i – концентрація ядер i -го нукліда, см⁻³. Щоб отримати зв'язок між швидкістю хвилі u і тепловою потужністю РХЯП P , треба проінтегрувати вираз (7.1) по об'єму активної зони V з урахуванням того, що ϕ і N_i є функціями лише хвильової змінної $z = x/L + t/T$. Враховуючи, що $dV = Sdx = SLdz$, де S – площа поперечного перерізу активної зони або фронту хвилі, $\phi = u\psi/L\sigma_{a1}$, отримаємо:

$$P = u \cdot \Delta E \cdot S \cdot N_0 \cdot \eta, \quad (7.2)$$

де N_0 – початкова концентрація важких ядер, $\eta = \int \psi \sum_i \sigma_{fi} / \sigma_{a1} N_i dz$ (тут N_i – безрозмірні концентрації ядер) – доля ядер, що розділилися при проходженні хвилі, або, що теж саме, сумарна кінцева концентрація пар продуктів поділу N_9 і N_{10} . Початкова концентрація ядер знаходиться із співвідношення [12]:

$$N_0 = \frac{F_0 \cdot \rho_0 \cdot N_A}{M_0}, \quad (7.3)$$

де F_0 – об'ємна доля палива, ρ_0 – густина палива, г/см³, M_0 – молекулярна маса (якщо молекула містить одне важке ядро), N_A – число Авогадро.

Візьмемо для оцінок параметри РХЯП такими ж, як у БН – 350: теплова потужність 1000 МВт, об'ємна доля палива 0,46, діаметр фронту хвилі 158 см. При $\eta = 0,582$, що відповідає третьому рядку таблиці 2, швидкість хвилі складає 9,2 см/рік. Якщо, для прикладу, взяти параметри реактора «Супер-Фенікс» (теплова потужність 3000 МВт, об'ємна доля

палива 0,366, а діаметр фронту хвилі 370 см), то швидкість хвилі ядерного горіння складає 6,3 см/рік. При цьому безрозмірна швидкість хвилі W при $L = 20$ см складає відповідно 0,0043 і 0,0031.

Щоб дослідити властивості стаціонарної хвилі в області швидкостей, які не обов'язково є малими, а також щоб перевірити результати аналітичної теорії збурень, крайова задача на стаціонарну хвилю розв'язувалась чисельно. Ця крайова задача включає в себе стаціонарне рівняння дифузії нейтронів

$$\ddot{\phi} + g(z) \cdot \phi = 0, \quad (7.4)$$

де ϕ - безрозмірний нейтронний потік, дві крапки означають другу похідну по хвильовій змінній, g - функція генерації нейтронів; також ця задача включає рівняння вигорання ядер (6.1) – (6.11), де замість ψ доцільно писати ϕ , крайові умови:

$$z \rightarrow -\infty: N_i = N_{i0}, \phi = 0; \quad (7.5)$$

$$z \rightarrow +\infty: \phi = 0 \quad (7.6)$$

і умову невід'ємності густини потоку нейтронів: $\phi \geq 0$. Нетривіальний розв'язок, що відповідає хвилі горіння, існує лише при деяких значеннях параметрів, тобто задача на стаціонарну хвилю є спектральною нелінійною диференціальною задачею. В якості спектрального параметра, що підлягає визначенню в процесі розв'язання задачі, зручно вибрати безрозмірну швидкість хвилі W .

Маючи рівняння на швидкісну характеристику, Нумерація нуклідів, час життя нестабільних нуклідів, одногрупові мікроскопічні перерізи захоплення і поділу (в барнах), середнє число нейтронів поділу (табл 1) було отримано графіки залежності ефективної концентрації поглинача від реактивності при фіксованій швидкості хвилі (Рис.7.1) та швидкісна характеристика хвилі як функції реактивності (Рис.7.2) за допомогою вольфрам математики.

Ізотоп		Час життя нестабільних нуклідів, $\tau = T_{1/2} / \ln 2$	Переріз захоплення (барн), σ_c	Переріз поділу (барн), σ_f	Середнє число нейтронів поділу, ν
^{238}U	N_1		0,29	0,044	2,77
^{239}Np	N_2	3,4 доби	2,0	0,3	2,9
^{239}Pu	N_3		0,5	1,82	2,93
^{240}Pu	N_4		0,5	0,36	3,07
^{241}Pu	N_5	20,6 років	0,46	2,52	2,96
^{242}Pu	N_6		0,35	0,28	3,01
^{243}Am	N_7				
^{241}Am	N_8		1,5	0,4	2,8
^{242}Am	N_9				
Продукти поділу	N_{10}		0,47		
	N_{11}				

Таблиця 1. Нумерація нуклідів, часи життя та одногрупові мікроскопічні дані(Слід зазначити, що обрані в табл. 1 ядерні константи відповідають реактору з оксидним паливом)

Значення параметрів швидкісної характеристики (6.37) представлено в табл. 2. Коефіцієнт a розраховано за формулами (6.35) - (6.36). Параметри швидкісної характеристики (6.37) p_0 , p'_0 , b_0 , b_1 , δ були визначені раніше при $\rho = 0$.

Таблиця 2. Параметри швидкісної характеристики РХЯП (розрахунок для даних, наведених у табл. 1)

p_0	b_0	b_1	a	p'_0	δ
0,083	1,12	-0,32	2,40	0,021	$3,14 \cdot 10^{-4}$

Отримані чисельні значені були знайдені враховуючи вже досліджені та обраховані значення для макроскопічних перерізів.

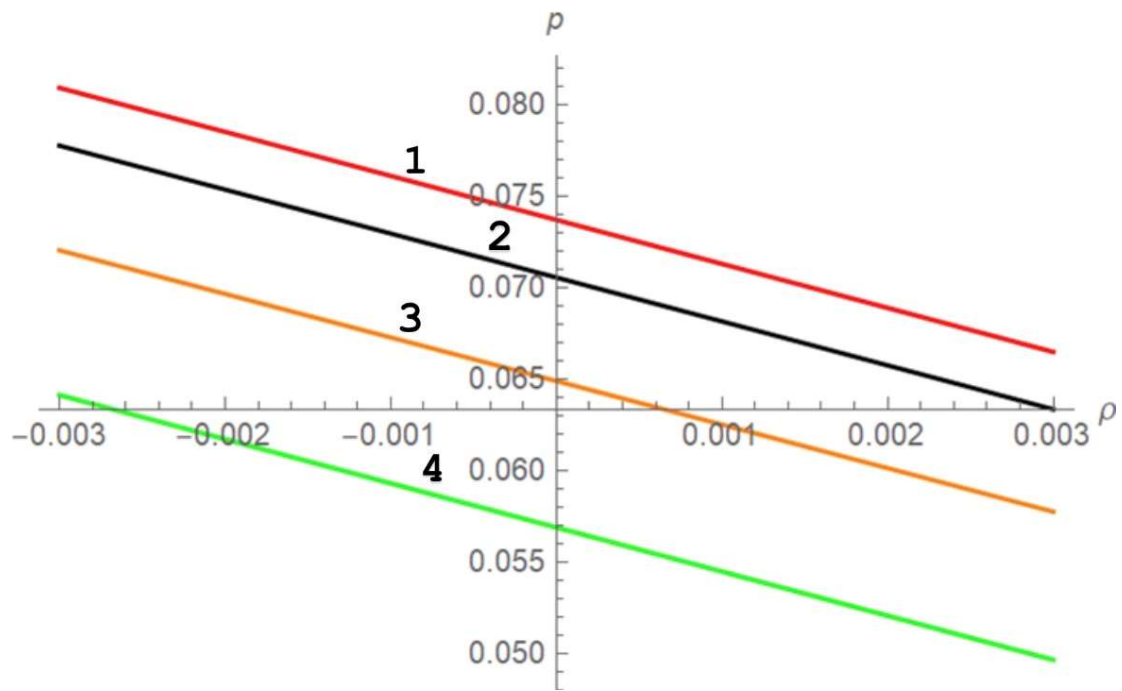


Рис.7.1. Залежність ефективної концентрації поглиначи від реактивності при фіксованій швидкості хвилі: 1 - $w = 0,0015$, $\gamma = 0$, $\alpha = 2,402$; 2 - $w = 0,005$, $\gamma = 0$, $\alpha = 2,406$; 3 - $w = 0,015$, $\gamma = 0$, $\alpha = 2,381$; 4 - $w = 0,005$, $\gamma = -10$, $\alpha = 2,412$.

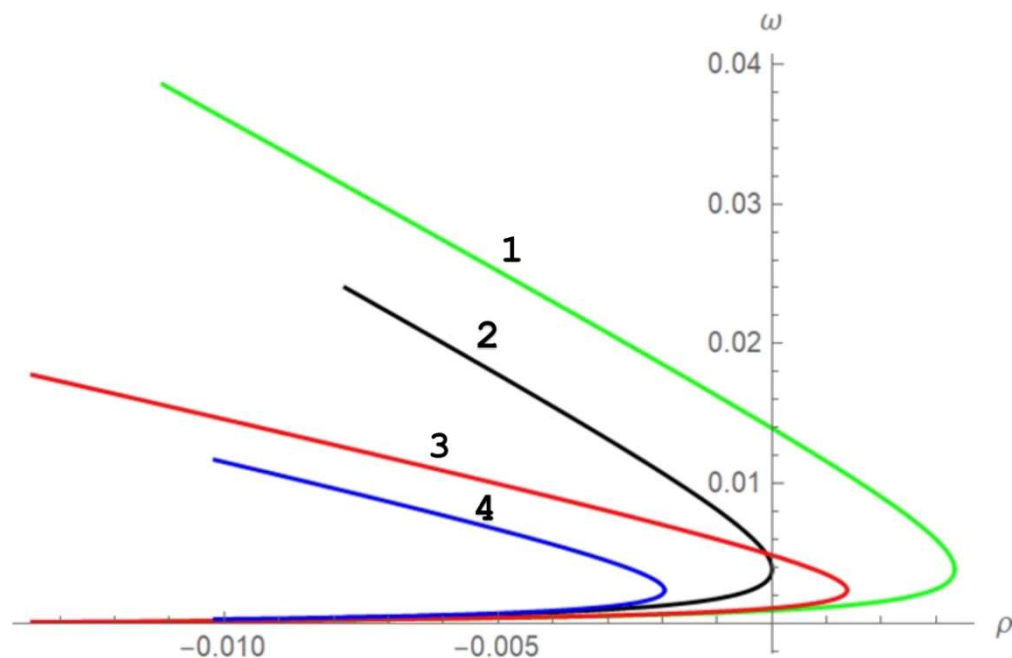


Рис. 7.2. Швидкісна характеристика хвилі як функції реактивності (6.31): 1 - $p = 0,066$, $\gamma = 0$; 2 - $p = 0,074$, $\gamma = 0$; 3 - $p = 0,066$, $\gamma = -5$; 4 - $p = 0,074$, $\gamma = -5$.

Для перевірки точності теоретичного результату (6.38) вихідна крайова задача на стаціонарну хвилю розв'язувалась чисельно без будь-яких спрощень. Із формули (6.38) випливає, що при фіксованій швидкості хвилі w реактивність ρ лінійно спадає з ростом ефективної концентрації поглинач p . Отримані результати повністю підтверджують цей висновок теорії.

Також було досліджено Залежність швидкості стаціонарної хвилі ядерних поділів w від ефективної концентрації поглинач p з урахуванням зворотного зв'язку за потужністю для різних значень безрозмірного коефіцієнта зворотного зв'язку для реактору з оксидним паливом .

Для чисельних розрахунків використовувались дані, подані в Таблиці 3, по мікроскопічним перерізам радіаційного захвату нейтронів, поділу та кількості нейтронів поділу в одно груповому наближенні у швидких реакторах.

Ізотоп	Переріз радіаційного захвату (барн)	Переріз поділу (барн)	Кількість миттєвих нейтронів поділу
^{238}U	0,29	0,044	2,77
^{239}Np	2	0.5	2,8
^{239}Pu	0.5	1.82	2,93
^{240}Pu	0,5	0,36	3,07
^{241}Pu	0,46	2,52	2,96
^{241}Am	1,5	0.4	2,8
^{242}Pu	0,35	0,28	3,01
Продукти поділу	0,47		

^{235}U	0,6	2	2,5
^{236}U	0,6	0,09	2,5
^{237}U	0,4	1	2,55
^{237}Np	1,5	0,3	2,45

Таблиця 3.Однотипові мікроскопічні перерізи поглинання і радіаційного захвату та кількість миттєвих нейтронів поділу.

Результати, відображені на рис. 7.3, розраховані для набору однотипових ядерних констант, які є типовими або оціночними для швидких реакторів з оксидним паливом. Відповідні значення параметрів рівняння (6.37) є наступними: $b_0 = 1,12$, $b_1 = -0,32$, $p_0 = 0,083$, $p'_0 = 0,021$, $\delta = 3,14 \cdot 10^{-4}$. Як видно з рисунка, рівняння дифузії добре описує результати прямого чисельного розв'язання задачі на стаціонарну хвилю в актуальній області змінних. Видно також, що достатньо малої зміни управляючого параметра, щоб змінити швидкість хвилі у рази. Як показано у роботі, безрозмірна швидкість хвилі w залишається малою у практично всіх випадках. В такому разі теплова потужність реактора змінюється прямо пропорційно швидкості в усьому діапазоні швидкостей.

Отже можемо дійти висовку, що швидкісна характеристика РХЯП – це залежність швидкості стаціонарної хвилі ядерних поділів, або потужності, від управляючих параметрів реактора, причому невеликих змін параметрів реактора достатньо, щоб суттєво змінити потужність. У РХЯП, що працює в саморегульованому режимі, стани нижньої гілки швидкісної характеристики є нестійкими [16], а, отже, вигляд і параметри швидкісної характеристики є критично важливими для практичної реалізації РХЯП.

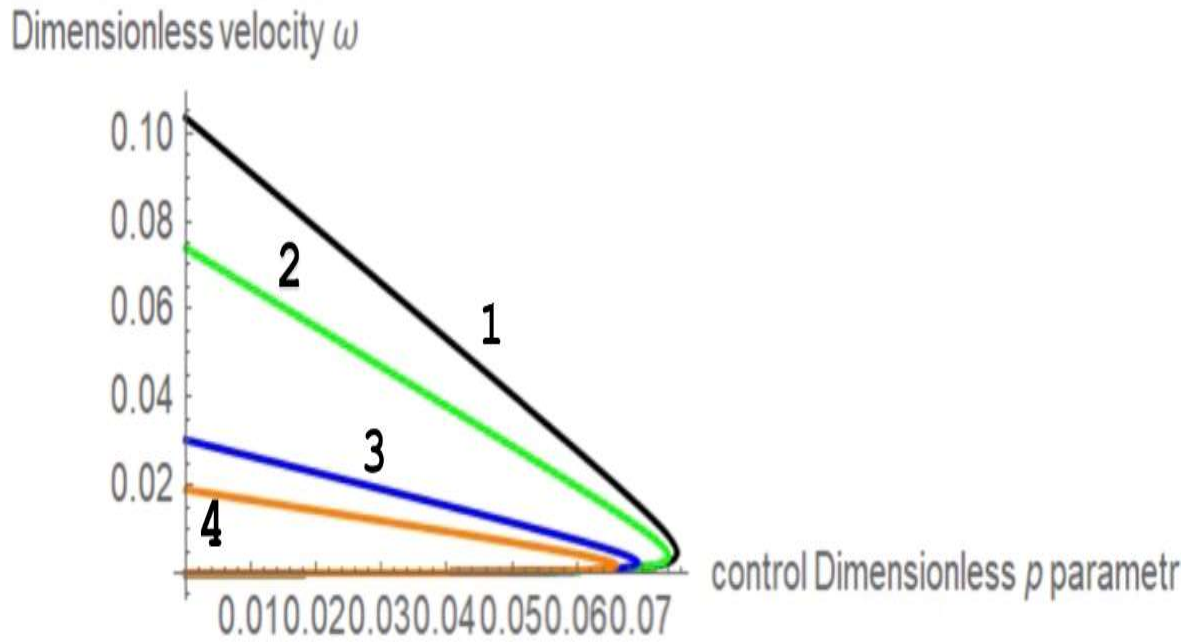


Рис.7.3. Залежність швидкості стаціонарної хвилі ядерних поділів w від ефективної концентрації поглинач p з урахуванням зворотного зв'язку за потужністю для різних значень безрозмірного коефіцієнта зворотного зв'язку з урахуванням розпаду ^{241}Pu : $\gamma = 1, 0, -5, -10$ для кривих 1, 2, 3, 4 відповідно.

ВИСНОВКИ

Дослідження швидкісної характеристики реактора на хвилі ядерних поділів (залежності швидкості хвилі від параметрів реактора, зокрема від кількості поглиначів) стало підставою для наступних висновків :

1. Розрахунок швидкісної характеристики реактора є необхідною умовою для конструювання реакторів на хвилі ядерних поділів.
2. Швидкість хвилі однозначно пов'язана з потужністю реактора, а саме: потужність пропорційна швидкості хвилі.
3. Розрахунок швидкісної характеристики показує, що будь-який реактор на хвилі ядерних поділів має мінімально можливу швидкість хвилі, а значить і мінімально можливу потужність.
4. Розрахунки показують, що реактивність реактора на хвилі ядерних поділів лінійно пов'язана з кількістю поглиначів.
5. Розрахунок залежності потужності реактора від реактивності дає змогу визначити швидкісну характеристику, завдяки лінійній залежності між реактивністю і кількістю поглиначів (див. 4).
6. Потужні реакторні коди, які розроблені в багатьох країнах для розрахунку реакторів різних типів дають змогу розрахувати залежність потужності реактора на хвилі ядерних поділів від реактивності, не використовуючи спрощене одnogрупове наближення.

Отже, завдяки проведеному дослідженню, показана можливість використання реакторних кодів для дослідження реактора на хвилі ядерних поділів.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. *Teller E., Ishikawa M., Wood L. et al.* Completely automated nuclear reactors for long-term operation // Int. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems. - 1996. – P. 1-25.
2. *Teller E.* Nuclear Energy for the Third Millennium // Preprint UCRL-JC-129547, LLNL. – 1997. - P. 10.
3. *Teller E., Ishikawa M., Wood L. et al.* Completely Automated Nuclear Power Reactors for Long-Term Operation: Ill. Enabling Technology for Large-Scale, Low-Risk Affordable Nuclear Electricity // Preprint UCRL- JRNL- 122708, LLNL. – 2003. – P. 59.
4. *Феокистов Л.П.* Безопасность - ключевой момент возрождения ядерной энергетики // Успехи физических наук. – 1993. – т. 36. - № 8, - с.733-745.
5. *H. van Dam.* Self-stabilizing criticality waves // Annals of Nuclear Energy. – 2000. - Vol. 27. – P. 1505-1521.
6. *Sekimoto H., Ryu K., Yoshimura Y.* CANDLE: The new burnup strategy // Nucl. Sci. Eng. – 2001. – Vol. 139. – P. 306-317.
7. *Sekimoto H., Tanaka K.* CANDLE Burnup for Different Core Designs // of PHYSOR2002: Proceedings. – 2002. - October 7-10. - Seoul, Korea.
8. *Sekimoto H.* Application of CANDLE Burnup Strategy for Future Nuclear Energy Utilization // Progress in Nucl. Energy. – 2005. – Vol. 47. – P. 91-99.
9. *Sekimoto H., Yan M.* Design study on small CANDLE reactor // Energy Conversion and Management. - 2008. - Vol.49. – P. 1868–1872.
10. *Nagata A., Takaki N, Sekimoto H.* A feasible core design of lead bismuth eutectic cooled CANDLE fast reactor // Annals of Nuclear Energy. – 2009. – Vol. 36 (5). – P.562-566.
11. *Chen X.-N., Zhang D., Maschek W.* Fundamental burn-up modes of radial fuel shuffling // International Conference M&C2011. - May 8-12. – 2011. - Rio de Janeiro, Brazil.

12. *Walter A.E., Reynolds A.B.* Fast Breeder Reactors / 1981. - Pergamon Press, New York.
13. *Khotyayintsev V.M., [Pavlovych V.M.](#), Khotyayintseva O.M.* Travelling-wave reactor: velocity formation mechanisms // PHYSOR 2010, on CD-ROM.
14. *Khotyayintseva E.N., Khotyayintsev V.N., [Pavlovich V.N.](#)* // Yaderna fizyka ta energetyka (Nucl. Phys. At. Energy). - 2014. - Vol. 15, No. 1. - P. 26 - 34. (Rus)
15. *Khotyaintseva E.N., Khotyaintsev V.N., Aksonov A.V., Pavlovich V.N.* // Yaderna fizyka ta energetyka (Nucl. Phys. At. Energy). - 2014. - T. 15, No. 3. - P. 253 - 258. (Rus)
16. *Khotyayintsev V.M., Khotyayintseva O.M., Aksonov A.V. et al.* Velocity characteristic and stability of wave solutions for a CANDLE reactor with thermal feedback // Annals of Nuclear Energy. - 2015. - Vol. 85C. - P. 337 - 345.
17. *Павлович В.М.* Фізика ядерних реакторів / Ін-т проблем безпеки АЕС. – 2009. – 224 с.
18. *Феоктистов Л.П.* Вариант безопасного реактора // Природа. – 1989. - № 1, - с. 11-15.
19. *Феоктистов Л.П.* Нейтронно-делительная волна // Доклады академии наук СССР. – 1989. – Вып. 309, - с. 864-867.
20. *Галанин А.Д.* Введение в теорию ядерных реакторов на тепловых нейтронах // Энергоатомиздат – 1984.
21. *Мегреблиан Р.В., Холмс Д.В.* Теория реакторов // New York-Toronto-London – 1960
22. *Teller E., Ishikawa M., Wood L. et al.* Completely automated nuclear reactors for long-term operation // Int. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems. - 1996. – P. 1-25.
23. *Sekimoto H., Ryu K., Yoshimura Y.* CANDLE: The new burnup strategy // Nucl. Sci. Eng. – 2001. – Vol. 139. – P. 306-317.

24. *Павлович В.Н., Хотьинцев В.Н., Хотьинцева Е.Н.* Физические основы реактора на волне ядерного горения. I // Ядерна фізика та енергетика. - 2008. - № 2(24). - С. 39-49.
25. *Павлович В.Н., Хотьинцев В.Н., Хотьинцева Е.Н.* Физические основы реактора на волне ядерного горения. II. Конкретные модели // Ядерна фізика та енергетика. - 2008. - № 3(35).- С. 62-73.
26. *Pavlovich V.M., Khotyayintsev V.M., Khotyayintseva O.M.* Travelling-wave reactor: velocity formation mechanisms // In: PHYSOR 2010, CD.
27. *Павлович В.М., Хотьинцев В.М., Хотьинцева О.М.* Реактор на хвилі ядерного горіння: управління параметрами хвилі // Ядерна фізика та енергетика. - 2010. - № 11(1). - С. 49-56.
28. *Павлович В.Н., Русов В.Д., Хотьинцев В.Н., Хотьинцева Е.Н.* Реактор на волне ядерного деления // Проблемы безопасности атомных электростанций и Чернобыля: научно-технический сборник. - г. Чернобыль, 2006. - вып. 6. - С.16-23.
29. *Аксёнов А.В., Хотьинцев В.М., Павлович В.М., Хотьинцева О.М.* Дослідження на стійкість стаціонарної хвилі ядерних поділів // Щорічник Інституту ядерних досліджень НАН України. - 2012. – Київ, Україна.
30. *Павлович В.Н., Русов В.Д., Хотьинцев В.Н., Хотьинцева Е.Н.* Реактор на медленной волне ядерного деления // Атомная энергия, 2007, №102. – С. 151-158.
31. *Хотьинцева Е.Н., Хотьинцев В.Н., Павлович В.Н.* Влияние температурной обратной связи на стационарную волну ядерных делений // Ядерна фізика та енергетика. - 2014. - Т. 15, № 1. - С. 26 - 34.