

Пояснювальна записка

до дипломної роботи магістра

на тему

укр.: Вплив еволюції складу продуктів поділу в швидкому реакторі з хвилею
ядерного горіння на його потужність

англ.: Influence of the fission products composition evolution on the power of the
fast nuclear burning wave reactor

Виконала: студентка 2 курсу навчання
за ОНП магістр
спеціальності 105 Прикладна фізика та
наноматеріали
освітня програма: Експериментальна
ядерна фізика та фізика плазми

Корсун А.Є.

(особистий підпис)

Керівник: доктор філософії

Маловиця М.С.

(особистий підпис)

Рецензент: кандидат фіз.-мат. наук

Онищенко Г.М.

(особистий підпис)

АНОТАЦІЯ

Дана робота присвячена дослідженню впливу еволюції складу продуктів поділу в швидкому реакторі з хвилею ядерного горіння (ХЯГ) на його потужність. За допомогою розробленої комп'ютерної програми була розрахована функція, яка апроксимує залежність від флюенсу перерізу радіаційного захоплення нейтрону ефективним ядром поділу. Отримана залежність була впроваджена у комп'ютерний код FANTENS, за допомогою якого досліджувалися характеристики ХЯГ. Отримані результати вказують, суттєвий вплив вигорання продуктів поділу на ХЯГ.

ABSTRACT

This work deals with the study of the influence of the evolution of the composition of fission products in a fast reactor with a nuclear burning wave (NBW) on its power. With the help of the developed computer program, an approximation of the dependence from fluence of the cross section of the radiation capture of a neutron by a lumped fission product was derived. The dependence was implemented in the FANTENS computer code, which was used to study the characteristics of the NBW. Results indicate a significant effect of the burnup of fission products on NBW.

ЗМІСТ

ВСТУП	4
РОЗДІЛ 1 ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ	10
1.1. Хвиля ядерного горіння	10
1.2. Розрахунок зміни концентрації ядер у ланцюжку ядерних перетворень	14
1.3. Розрахунок перерізу ефективного ядра уламків продуктів ядерного поділу	16
РОЗДІЛ 2 МЕТОДИКА РОЗАХУНКУ УСЕРЕДНЕНИХ ПЕРЕРІЗІВ ЕФЕКТИВНОГО ЯДРА ПОДІЛУ	18
2.1. Побудова всіх можливих ланцюжків ядерних перетворень продуктів поділу	18
2.2. Розв’язок рівнянь Бейтмана для всіх ланцюжків ядерних перетворень продуктів поділу	19
2.3. Розрахунок усередненого перерізу ефективного ядра поділу	23
РОЗДІЛ 3 РОЗРАХУНОК ВПЛИВУ ЕВОЛЮЦІЇ СКЛАДУ ПРОДУКТІВ ПОДІЛУ НА ПОТУЖНІСТЬ РЕАКТОРУ З ХЯГ	23
3.1 Розрахунок усереднених характеристик ефективного ядра поділу
3.2. Залежність багатогрупових перерізів радіаційного захоплення продуктів поділу від флюенсу	25
3.3. Розрахунок впливу зміни ефективного перерізу продуктів поділу на параметри реактора з хвилею ядерного горіння	30
3.4 Висновки до розділу	33
ВИСНОВКИ	35
ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ	37
ДОДАТОК А ЛАНЦЮГИ ЯДЕРНИХ ПЕРЕТВОРЕНЬ ПРОДУКТІВ ПОДІЛУ	43

ВСТУП

Суттєве зростання енергоспоживання людства протягом останніх ста років було забезпечене головним чином спалюванням викопного палива: вугілля, нафти та газу. Енергетичні потреби продовжують стрімко зростати, випереджаючи темпи зростання чисельності населення планети. Пов'язані з «вогневою енергетикою» колосальні обсяги викидів в атмосферу CO₂ та інших продуктів горіння сприяють посиленню парникового ефекту і ведуть до катастрофічних кліматичних змін на Землі. Варто також брати до уваги обмеженість земних запасів викопного органічного палива та їхнє швидке виснаження.

В останні роки в усьому світі ведеться активний пошук так званих альтернативних відновлюваних джерел енергії, здатних стати ефективною заміною домінуючої нині «вогневої енергетики» та вирішити проблему сталого енергозабезпечення людства на тривалу перспективу. Найбільш популярними напрямками та тими, що активно розвиваються, нині є вітряна та сонячна енергетики. Незважаючи на великий прогрес у цій галузі, очевидно, що ефективність використання цих джерел енергії залежить від місцевих географічних та кліматичних особливостей, часу доби та погодних умов.

Поряд із розвитком вищезгаданих відновлюваних джерел енергії, провідні економічні держави, серед яких США, Китай, Індія, Франція, Японія та низка інших, докладають значних зусиль до розвитку ядерної енергетики, яка в силу своїх фундаментальних відмінностей від усіх інших джерел енергії є найбільш стабільною, джерелом енергії, що не залежить від кліматичних або погодних умов.

Незважаючи на те, що історія практичного використання енергії атомного ядра людиною налічує вже понад півстоліття і в деяких країнах ядерна енергетика становить сьогодні значну частку у виробництві електроенергії (Франція – 80%, Україна – 60% тощо), говорити про вирішення питання енергозабезпечення людства поки що зарано.

Після двох серйозних аварій на атомних станціях: Чорнобильській в СРСР у 1986 році та Фукусімі в Японії у 2011 році вимоги безпеки ядерних реакторів вийшли на передній план. При розробці реакторів нового четвертого покоління висувається вимога так званої «внутрішньої безпеки», коли безконтрольний розгін реактора неможливий за жодних обставин через фізичні закони та принципи, закладені в його конструкцію.

Хоча питання економічної ефективності ядерної енергетики і відійшли на другий план, вони відіграють важливу роль у виборі стратегії ядерної енергетики. Переважна більшість як діючих, а це приблизно 450 блоків, так і реакторів, що будуються (ще приблизно 50), є реакторами на теплових нейтронах. Це зумовлено тим, що переріз поділу тепловими нейтронами, тобто нейтронами з енергією порядку сотих еВ, на три порядки перевищує переріз розподілу так званими швидкими нейтронами з енергією порядку 1 МеВ, які утворюються в реакторі в процесі поділу ядер. З цієї причини, при використанні реакторів на теплових нейтронах немає необхідності в дуже важкому та дорогому збагаченні ядерного палива нуклідами, що діляться.

Основним видом палива для сьогоденної ядерної енергетики є або природний уран, що складається з 99.3% урану-238 і 0.7% урану-235 (використовується в канадських важководних реакторах CANDU), або уран, збагачений до декількох відсотків ураном-235, який є єдиним природним нуклідом, що ділиться. Однак, після 70 років експлуатації сотень атомних станцій економічно обґрунтовані, з погляду видобутку та переробки, земні запаси ізотопу урану-235 майже вичерпані, що означає падіння усієї світової ядерної енергетики.

Можливе вирішення цієї проблеми полягає в переході від використання урану-235 в якості основного нукліду, що ділиться, до плутонію-239 або урану-233, які є штучними нуклідами, що утворюються в ядерному реакторі в результаті захоплення нейтрона ядрами урану-238 або торію-232, відповідно, з наступними двома бета-розпадами проміжних нуклідів. Однак, для напрацювання нуклідів, що діляться, наприклад, плутонію-239, треба щоб

коефіцієнт його відтворення в реакторі був більше одиниці, так як такі нукліди не тільки напрацьовуються, але й діляться потоком нейтронів. Це можливо лише за досить жорсткого енергетичного спектра нейтронів, тобто у реакторах на швидких нейтронах чи, скорочено, швидких реакторах (ШР). У таких реакторах-бридерах коефіцієнт відтворення може становити $K_B = 1.2 - 1.4$, тоді як реакторах на теплових нейтронах $K_B = 0.2$.

Досвід роботи зі швидкими реакторами у світі накопичений чималий, проте широкого поширення вони досі не набули. Пов'язано це з тим, що, по-перше, для них потрібно більш збагачене паливо, а по-друге, для охолодження паливних збірок у швидких реакторах замість води, яка є небажаним для таких реакторів сповільнювачем нейтронів, використовується рідкий метал, наприклад, натрій, що пов'язано з додатковими технологічними труднощами через високу хімічну активність останнього. Обидва ці фактори ведуть до значного подорожчання ШР як щодо палива, так і забезпечення їх безпечної експлуатації. Не беручи до уваги малопотужні дослідницькі та військові установки (наприклад, на підводних човнах) нині у світі працюють лише два швидкі енергетичні реактори - це BN-600 та BN-800.

Основною проблемою розробки швидких реакторів є забезпечення їх безпечної експлуатації. Створення безпечного швидкого реактора, придатного для виробництва енергії в промислових масштабах, а також відтворення ядерного палива, є одним із найактуальніших завдань ядерної енергетики. Більшість з нових типів реакторів (так званих реакторів IV покоління), що розробляються в даний час, є реакторами на швидких нейтронах.

У разі переходу на широкомасштабне використання швидких реакторів-бридерів з'являється можливість створення так званого замкненого паливного циклу, коли ядерне паливо для реакторів буде вироблятися реакторами-бридерами. Це робить ядерну енергетику схожею на відновлювані джерела енергії, і відкриває можливість забезпечення стабільним джерелом енергії для всього людства на сотні і навіть тисячі років, оскільки як паливо вони фактично використовуватимуть уран-238 і торій-232.

Крім безпеки експлуатації ядерних реакторів, і особливо, швидких реакторів, важливими проблемами ядерної енергетики залишається та ж поведінка з радіоактивними відходами і нерозповсюдження матеріалів, що діляться, щоб уникнути ядерного тероризму.

Згадані вище проблеми ядерної енергетики дивним чином можуть бути вирішені, при реалізації концепції безпечного швидкого реактора, що працює у самопідтримному режимі хвилі ядерного горіння. Головною відмінністю такого реактора від усіх існуючих є те, що в ньому немає необхідності мати так званий запас реактивності для тривалої роботи реактора, а також відсутня необхідність у зовнішньому контролі реактивності за допомогою керуючих стрижнів, за винятком стадії запуску реактора. Він також не потребує перевантаження палива протягом усієї реакторної кампанії, яка триває десятки років. Паливом для такого реактора може служити природний або навіть збіднений уран і торій, а також відпрацьоване паливо звичайних реакторів без попередньої переробки, що вирішує цілу низку проблем з необхідністю збагачення урану, транспортування матеріалів, що діляться, переробки відпрацьованого палива, а також знімає гостроту проблеми організації замкнутого паливного циклу за рахунок високої ефективності використання урану та торію. Особливий механізм негативного зворотного зв'язку реактивності, властивий цьому реактору, забезпечує властивість його «внутрішньої безпеки».

Ідея створення такого реактора висловлювалася ще на зорі ери ядерної енергетики в кінці 50-х [1], але незважаючи на безліч спроб різних дослідницьких груп [2-33], складність математичних розрахунків, а також ряд технічних проблем, що виникли, не дозволили до теперішнього часу здійснити реалізацію цієї концепції. З метою практичного втілення цієї ідеї, хоча й у спрощеному вигляді Breed'n'Burn реактора (що перекладається як «напрацьовуй і спалюй»), у США за фінансової підтримки Білла Гейтса створено приватну компанію TerraPower [34]. За початковими планами TerraPower, пілотний реактор цього типу мав бути запущений в експлуатацію ще в 2020 році. За останньою інформацією від TerraPower, термін запуску реактора відсунутий на 2026 рік.

Протягом останніх 20 років у ІТФ ННЦ ХФТІ та на кафедрі Фізики ядра та високих енергій імені О.І. Ахієзера Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна, ведуться теоретичні дослідження явища повільного ядерного горіння, що лежить в основі концепції швидкого реактора-бридера, що працює у самопідтримному режимі хвилі ядерного горіння (ХЯГ). Результатом цих досліджень стало значне просування у створенні фізичних основ такого реактора, включаючи відкриття вищезгаданого механізму негативного зворотного зв'язку з реактивністю, розробку алгоритму плавного запуску реактора, можливість його тимчасової зупинки та подальшого перезапуску та багато іншого.

Для вивчення фізичних особливостей цієї концепції був розвинений підхід, заснований на чисельному рішенні нестационарного нелінійного рівняння дифузії нейтронів у мультиплікуючому середовищі в двовимірній циліндричній геометрії з одночасним рішенням системи рівнянь вигорання палива, а також рівнянь ядерної кінетики попередників. Врахування впливу уламків, що утворюються при поділі ядер на процес розсіювання і поглинання нейтронів проводився прийнятою для такого роду розрахунків заміною двох уламків одним нуклідом з усередненими по всіх можливих варіантах поділу характеристиками. Відповідні перерізи такого умовного інтегрального нукліду під назвою «продукти поділу» беруться з бібліотек ядерних даних таких як БНАБ або ENDF/B-VIII.0 [35]. Врахування залежності перерізів нейтрон-ядерних процесів від енергії нейтронів у цьому підході здійснюється шляхом використання багатогрупового наближення. На основі розвиненого детерміністського підходу було створено комп'ютерний код FANTES-2D, що дозволяє моделювати перехідні процеси в реакторі з ХЯГ [25-27].

Однією з особливостей роботи ШР в режимі ХЯГ за результатами проведених досліджень є незмінно високі значення глибини вигорання палива (приблизно 50%), що на порядок вище за характерні значення для звичайних реакторів. У зв'язку з цим виникає питання щодо впливу високих значень глибини вигорання палива в такому реакторі на склад продуктів поділу, які

тривалий час знаходяться під інтенсивним нейтронним опроміненням. Еволюція складу продуктів поділу має позначатися на усереднених характеристиках (мікроперерізах процесів) інтегрального нукліду «продукти поділу», які відіграють важливу роль у нейтронному балансі в активній зоні реактора з ХЯГ.

Таким чином, вивчення впливу еволюції складу продуктів поділу в швидкому реакторі з ХЯГ на його основні параметри, і насамперед, на потужність енерговиділення, є важливим і актуальним завданням для створення фізичної основи реактора з ХЯГ. Вирішенню цього завдання присвячена представлена тут дипломна робота.

РОЗДІЛ 1

ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

1.1. Хвиля ядерного горіння

Ідея реактора-бридера, у якому нукліди, що поділяються, будуть відтворюватися і одночасно «вигорати» без будь-якої хімічної переробки була вперше озвучена у 1958 році академіком Савелієм Файнбергом на II Міжнародній конференції ООН з мирного використання атомної енергії (1958, Женева Швейцарія) під час загальної дискусії на тему швидких реакторів. Там він заявив, що попередні теоретичні оцінки вказують на принципову можливість реалізації цієї концепції, проте, розрахунки з необхідною точністю виявилися занадто складними і не могли бути виконані на той час [1].

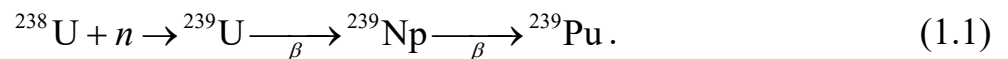
Протягом наступних 30 років було декілька спроб подальшого розвитку цієї ідеї (дивись, наприклад, роботи [2-4]), в яких зазвичай проводилися розрахунки щодо вигорання палива та на цій основі робилися оцінки можливих значень основних параметрів такого реактора, а також підкреслювалась велика значущість реалізації цієї концепції для організації замкнутого паливного циклу та вирішення проблеми довгострокового забезпечення людства енергоресурсами. В роботах того періоду фактично розглядалася концепція реактора-бридера, в якому створюються умови для поєднання процесів напрацювання та випалювання ядерного палива, тобто так звана Breed'n'Burn концепція, але при цьому зберігається традиційна для швидких реакторів конструкція та система керування.

Суттєвим розвитком концепції Breed'n'Burn стали роботи Льва Феоктістова [5], в яких він розглядав самопідтримний самоузгоджений режим розповсюдження процесів вигорання та відтворення ядерного палива у об'ємі реактора заповненого U-238 у вигляді хвилі ядерного горіння, яку в своїх роботах він називав «нейтронно-подільною хвилею». Для дослідження явища повільного ядерного горіння у вигляді хвилі, що біжить, Феоктістов використовував детерміністський підхід, заснований на розв'язанні рівняння дифузії нейтронів у

мультиплікуючому середовищі водночас з розв'язанням системи рівнянь вигорання палива у такому реакторі.

Оскільки Феоктістов намагався знайти аналітичне рішення достатньо складної суттєво нелінійної задачі, йому довелося зробити декілька значних спрощувальних припущень, серед яких розглядання задачі у одновимірній геометрії безграничного у поперечних напрямках напів-просторі, заповненому фертильним матеріалом U-238, що означає ігнорування такого важливого фактору, як поперечний виток нейтронів. Крім того, ланцюг перетворень паливних нуклідів (нуклідів, що поділяються) було зведено до мінімуму, тобто розглядався ланцюг всього з трьох нуклідів (U-238, Np-239 та Pu-239), причому для урахування внеску продуктів поділу у загальне поглинання нейтронів у системі всі перерізи поглинання нейтронів нуклідами були прирівняні між собою.

Процес напрацювання нуклідів, що поділяються, у максимально спрощеному виді виглядає як:



В результаті захоплення нейтрону ядром U-238 та двох послідовних бета-розпадів утворюється Pu-239 який є ядром, що поділяється, та має більший переріз ядерного поділу, ніж радіаційного захоплення нейтрону. Таким чином у реакторі з U-238 відбувається одночасне напрацювання і вигорання Pu-239. Зміна його концентрації описується відповідним рівнянням:

$$\frac{dN_{\text{Pu}}}{dt} = \nu n (\sigma_{a8} N_8 - (\sigma_a + \sigma_f)_{\text{Pu}} N_{\text{Pu}}), \quad (1.2)$$

де N_{Pu} – концентрація Pu-239, n – концентрація нейтронів, ν – швидкість нейтронів, σ_{a8} – переріз поглинання нейтронів U-238; N_8 – концентрація U-238; $\sigma_{a,f}$ – перерізи поглинання та поділу Pu-239. З рівняння (1.2) випливає, що, при $dN_{\text{Pu}}/dt = 0$, існує певне рівноважне значення, до якого прямує концентрація плутонію:

$$\tilde{n}_{\text{Pu}} = \frac{\sigma_{a8}}{(\sigma_a + \sigma_f)_{\text{Pu}}} N_8. \quad (1.3)$$

Реакторні системи можна охарактеризувати критичною концентрацією ядер, що поділяються, так що перевищення цієї концентрації призведе до експоненціального розгону реактору, а якщо концентрація менше критичної, то – до загасання. Врахувавши це та рівняння (1.3), Л.П. Феоктістов отримав простий критерій для оцінки можливості існування ХЯГ: рівноважна концентрація повинна бути більшою за критичну ($\tilde{n}_{Pu} > n_{Pu}^{crit}$). Відповідно, легко оцінити, якщо підставити відповідні параметри у рівняння (1.3), що критерій Феоктістова виконується для реакторів на швидких нейтронах, в той час як у реакторах на повільних (теплових) нейтронах існування ХЯГ неможливе.

Варто зазначити, що критерій Феоктістова сам-по-собі означає, що в певний момент часу концентрація Pu-239 стане критичною і реактор перейде у режим розгону. Проте, як зауважив Феоктістов, характерний час утворення нових ізотопів плутонію визначається періодом напіврозпаду Np-239 (2.35 діб), а характерний період розгону ядерного реактору – декілька наносекунд. Таким чином при збільшенні потужності реактора миттєво збільшується вигорання Pu-239, в той час як швидкість його відтворення зумовлена потоком нейтронів який був у реакторі 2.35 доби тому назад.

Наступним важливим кроком Льва Феоктістова у спрощенні моделі було припущення про рівномірний самоузгоджений рух ХЯГ по об'єму реактора, що дозволило йому виконати перетворення Галілея та отримати автотельний розв'язок системи з одноступового рівняння дифузії нейтронів разом та рівнянь ядерних перетворень у одновимірній геометрії. Такий підхід дозволив отримати аналітичний вираз для форми хвилі ядерного горіння та умови її існування.

Типові розподіли декількох основних величин по об'єму реактору зображені на Рис. 1.1.

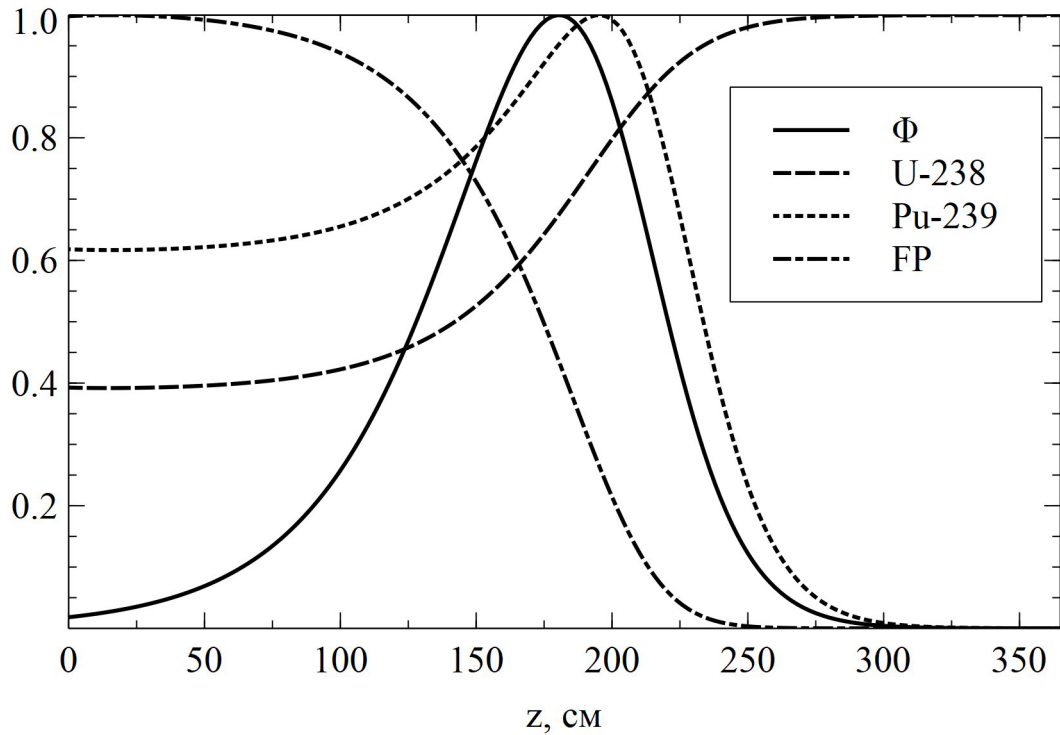


Рис. 1.1. Розподіли потоку (Φ), концентрацій U-238, Pu-239 та продуктів поділу (FP) нормовані на одиницю по максимальному значенню

Пізніше важливе теоретичне дослідження явища ХЯГ було проведене Хьюго ван Дамом [7–9], у якому він розв’язував одновимірне стаціонарне рівняння дифузії нейтронів із заданою залежністю коефіцієнта розмноження нейтронів від флюенсу (функція вигорання) та довільним параметром, який моделював коефіцієнт зворотного зв’язку по потоку нейтронів. В результаті його досліджень був отриманий наступний критерій існування ХЯГ:

$$2k_{\max} + k_0 > 3, \quad \gamma < 0, \quad (1.4)$$

де k_{\max} , k_0 – максимальне та початкове значення функції вигорання, а γ – коефіцієнт зворотного зв’язку по потоку.

Зрозуміло, що для кількісного аналізу явища ХЯГ одновимірної моделі недостатньо, а для досягнення достатньої точності у чисельних розрахунках необхідні потужні розрахункові можливості. Тому, з початку 90-х, коли активно почали розвиватися технології числових розрахунків на комп’ютерах, декілька

наукових груп почали дослідження явища ХЯГ за допомогою комп'ютерного моделювання.

Під керівництвом Едварда Теллера були проведені дослідження «повністю автоматичного реактора довгострокової кампанії», який працює у режимі хвилі повільного ядерного горіння (“Nuclear Deflagration Wave”, пізніше реактор отримав назву “Traveling Wave Reactor”) [6]. Принцип роботи їх реактора аналогічний тому, що був запропонований Л.П. Фектістовим. Проте, у дослідженнях Е. Теллера використовувався Th-U паливний цикл, де сировинним паливом був Th-232 з якого утворювався U-233, який є речовиною, що поділяється. Команда Е. Теллера проводила комп'ютерні розрахунки за допомогою методів Монте Карло і отримала результати, які свідчать про можливість існування хвилі ядерного горіння і для Th-U паливного циклу.

Починаючи з 2001 року під керівництвом Хіроші Секімото свої результати з дослідження явища ХЯГ почала публікувати група науковців з Токійського технологічного інституту [14-17]. В їх роботах реактор з ХЯГ називається CANDLE (Constant Axial Shape of Neutron Flux, Nuclide Densities and Power Shape During Life of Energy Production). Дослідження хвилі ядерного горіння група Х. Секімото проводила за допомогою числового розв'язку двовимірного стаціонарного рівняння транспорту нейтронів у дифузійному наближенні та систем рівнянь вигорання. Варто зазначити, що у своїх розрахунках група Х. Секімото використовувала рівняння у системі прив'язаній до руху хвилі, тобто шукали автомодельний розв'язок. Проте, при пошуку автомодельного розв'язку, у рівняннях виникає змінна, яка відповідає за швидкість руху хвилі. Для пошуку цієї змінної, Х. Секімото використовував спрощену схему розрахунків системи рівнянь: спочатку обиралися початкові значення швидкості ХЯГ, розподілу елементів та потоку нейтронів; потім розв'язувалася задача на пошук власних значень (ефективного коефіцієнту розмноження нейтронів) рівняння дифузії нейтронів; після чого, отриманий потік нейтронів, який нормувався на задану потужність реактору, використовувався для розрахунку нових розподілів елементів по об'єму реактора; і врешті, за допомогою розробленою Х. Секімото

формулою обраховувалося нові значення швидкості хвилі; розрахунки виконувалися ітераційно до досягнення заданої точності. На основі розробленої методики групою Х. Секімото було показано можливість існування ХЯГ та були досліджені більш практичні питання пов'язані з роботою реактора у режимі ХЯГ.

Більш розвинену методику моделювання хвилі ядерного горіння було розроблено у роботах групи дослідників ННЦ «Харківський фізико-технічний інститут» [18-27]. Для дослідження ХЯГ харківська група розвинула методику числового розв'язання системи нестационарних двовимірних рівнянь дифузії нейтронів разом з рівняннями вигорання та ядерної кінетики попередників запізнілих нейтронів з використанням наближення 26 енергетичних груп. Розроблені методики були втілені у комплексі комп'ютерних програм FANTENS, який використовувався для отримання декількох важливих результатів дослідження ХЯГ. Спочатку була показана можливість існування ХЯГ у швидкому реакторі з елементним складом наближеним до реальних реакторів, та були розраховані критичні геометричні параметри такого реактору. Далі, оскільки розв'язуються нестационарні рівняння, які дозволяють досліджувати перехідні процеси у реакторі з ХЯГ, науковці продемонстрували стійкість реактору до збурень потоку нейтронів. Також були досліджені оптимальні параметри початкової конфігурації реактору для його запуску. Окрім того, розрахунки у двовимірній моделі дозволили науковцям дослідити вплив радіального відбивача нейтронів на потужність реактору, та розробити методику керування реактором з ХЯГ без втручання безпосередньо у активну зону реактора [26].

1.2. Розрахунок зміни концентрації ядер у ланцюжку ядерних перетворень

Задача розрахунку зміни концентрації ядер у ланцюжку ядерних перетворень почала активно досліджуватись на початку 20-го сторіччя, спочатку Е. Резерфордом [36], а потім більш детально Г. Бейтманом [37]. Зміна концентрацій ядер з часом t у ланцюжку ядерних перетворень:

$$N_1 \rightarrow N_2 \rightarrow N_3 \rightarrow \dots \rightarrow N_i \rightarrow N_{i+1} \rightarrow \dots \quad (1.5)$$

описуються системою диференційних рівнянь:

$$\frac{dN_i}{dt} = -\Lambda_i N_i + \Lambda_{i-1}^i N_{i-1}, \quad (1.6)$$

де N_i – концентрація ядра i , Λ_i – швидкість реакції перетворення ядра i у інший елемент, Λ_{i-1}^i – швидкість перетворення ядра $i-1$ у ядро i . У свій час Г. Бейтман отримав розв’язок системи (1.6) для чотирьох елементів та постійних величин Λ_i та Λ_{i-1}^i , який можна узагальнити для довільної кількості елементів:

$$N_n(t) = \sum_{k=1}^{n-1} N_n^k(t) + N_n(0) \exp[-\Lambda_n t] \quad (1.7)$$

$$N_n^k(t) = \frac{N_k(0)}{\Lambda_n} \sum_{i=k}^n \Lambda_i \exp[-\Lambda_i t] \prod_{j=k, j \neq i}^n \frac{\Lambda_j}{\Lambda_j - \Lambda_i}. \quad (1.8)$$

Проте, розрахунок концентрацій ядер за формулою (1.7) викликає декілька питань.

По-перше, ці формули виведені для одного лінійного ланцюга ядерних перетворень, і явно не демонструють метод розрахунку ланцюгів ядерних перетворень з розгалуженнями та елементів з декількома материнськими ядрами. По-друге, існують випадки, коли у ланцюгу ядерних перетворень існують два ядра у яких швидкості перетворення однакові, тобто знаменник у рівнянні (1.8) прямує до нескінченності.

Перше питання вирішується просто шляхом використання методу аналізу траєкторій перетворення (АТТ) розробленому Ж. Цетнаром [38, 39]. У методі АТТ кожне розгалуження у ланцюгу ядерних перетворень призводить до створення нових ланцюгів, які розраховуються кожен окремо. Окрім того, метод АТТ дозволяє обмежувати довжину ланцюжків які розраховуються, шляхом введення величини проходу траєкторії (інтегрованої по часу активності останнього елементу у ланцюжку ядерних перетворень). Останнє особливо важливо для комп’ютерних розрахунків, оскільки складність розрахунків за формулою (1.8) зростає пропорційно квадрату кількості елементів у ланцюжку.

Відповідь на друге питання трохи складніша, і дана у декількох роботах [38-41], які засновані на розгляді границі рівняння (1.8) при $\Lambda_j \rightarrow \Lambda_i$. В зазначених

роботах для врахування наявності ядер з однаковою швидкістю перетворення пропонується модифікація рівняння (1.8).

Ще одним методом, який дозволяє розв'язувати системи рівнянь типу (1.6) є метод матричних експонент. У цьому методі система рівнянь замінюється одним матричним рівнянням:

$$N' = AN, \quad (1.9)$$

де, $N = (N_1, N_2, N_3, \dots, N_n)$ – вектор концентрацій ядер ланцюжка ядерних перетворень, A – матриця, яка містить коефіцієнти швидкостей перетворення ядер. Рівняння (1.9) можна розв'язати за допомогою методів матричних експонент:

$$N = \exp[At]N_0, \quad (1.10)$$

Існує велика кількість методів розрахунку матричних експонент на комп'ютері, проте більшість з них вимагає занадто великого часу на розрахунки зміни концентрацій ядер у ланцюжках ядерних перетворень, які виникають у ядерних реакторах. Тому, у задачах розрахунку вигорання ядерного палива використовують метод раціональної апроксимації Чебишова (МРАЧ). МРАЧ — це метод апроксимації матричної експоненти у рівнянні (1.10). Матричну експоненту важко апроксимувати для загальних матриць [42], і більшість апроксимацій, таких як ряд Тейлора або апроксимації Паде, працюють, лише якщо норма матриці мала [43]. Пуса помітив, що власні значення матриць вигорання обмежені околицями від'ємної дійсної осі [44], що робить МРАЧ придатним кандидатом для обчислення матричної експоненти рівнянь Бейтмена. У серії публікацій [44-47] було продемонстровано, що МРАЧ точно й ефективно розв'язує задачі вигорання та напрацювання ядер.

1.3. Розрахунок перерізу ефективного ядра уламків продуктів ядерного поділу

Моделювання ядерних реакторів передбачає розрахунок великої кількості рівнянь як транспорту нейтронів так і зміні елементного складу активної зони.

Для другої задачі задача особливо ускладнюється якщо враховувати що при поділі ядер утворюється біля тисячі різноманітних ядер. Це призводить до необхідності розрахунку великої кількості ланцюгів ядерних перетворень, або матриць великого розміру якщо використовується метод матричних елементів. Зрозуміло, що більшість цих елементів мають відносно малий період напіврозпаду, тому ними можна знехтувати, навіть після такого спрощення залишається велика кількість продуктів поділу які треба враховувати.

Збільшення витрати часу на розрахунки рівнянь вигоряння та напрацювання ядерного палива має особливо велике значення у нестационарних розрахунках розповсюдження ХЯГ у реакторі. У таких розрахунках відбуваються значні зміни елементного складу активної зони, що вимагає інтенсивних розрахунків відповідних рівнянь вигоряння та напрацювання. Для полегшення розрахунків всі продукти поділу замінюються одним ефективним ядром поділу, характеристики якого є середніми по всім продуктам поділу. Розрахунки цих параметрів проводилися декількома групами науковців [48-50] і їх результати свідчать про те, що для невеликих значень вигоряння усереднені характеристики ефективного ядра поділу майже не змінюються під час роботи реактора.

Розрахунки розповсюдження ХЯГ у швидкому реакторі вказують на те, що рівень вигоряння у такому реакторі може бути значно більшим за рівень вигоряння у традиційних реакторах. Тому необхідно провести відповідні розрахунки усереднених характеристик ефективного ядра поділу для великих рівнів вигоряння (близько 50%).

РОЗДІЛ 2

МЕТОДИКА РОЗАХУНКУ УСЕРЕДНЕНИХ ПЕРЕРІЗІВ ЕФЕКТИВНОГО ЯДРА ПОДІЛУ

Для розрахунку усереднених перерізів ефективного ядра поділу, яке використовується замість всього набору продуктів ядерного поділу, необхідно знати концентрації всіх продуктів поділу. Окрім того, для дослідження впливу еволюції концентрацій продуктів поділу на параметри реактору необхідно знати як ці концентрації змінюються з часом. Для цього, необхідно розв'язати дві задачі: побудувати всі можливі ланцюжки ядерних перетворень та розв'язати рівняння Бейтмана (1.6), які відповідають цим ланцюжкам.

2.1. Побудова всіх можливих ланцюжків ядерних перетворень продуктів поділу

Задача побудови всіх можливих ланцюжків ядерних перетворень продуктів поділу розв'язується досить просто за допомогою комп'ютерних програм. Для цього, у даній роботі використовувалися наявні у відкритому доступі бази ядерних даних ENDF [35], які містять інформацію про розподіли продуктів поділу та характеристики цих продуктів поділу такі як перерізи радіаційного захоплення нейтрону, перерізи вибиття нейтрону ($n, 2n$), характеристики ядерного розпаду (період напіврозпаду та частки протікання реакцій різного типу). На основі цих даних можливо побудувати всі можливі взаємозв'язки між ядрами – скласти список пар материнських та дочірніх ядер. На основі таких взаємозв'язків легко побудувати повні ланцюжки ядерних перетворень (напр. зображених у Додатку А). Проте, повні ланцюжки ядерних перетворень можуть мати набагато складніші системи рівнянь Бейтмана, які описують зміну концентрація ядер у цих ланцюжках. Це пов'язано з наявністю розгалужень (можливості утворення з різних продуктів ядерних реакцій з одного ядра або можливості утворення одного дочірнього ядра з різних материнських ядер). Такі системи можливо вирішити аналітично, проте вони будуть мати занадто складну форму для впровадження у комп'ютерну програму. Для спрощення складних

систем ланцюжків ядерних перетворень, зазвичай використовують методу аналізу траєкторій трансмутації (АТТ).

2.2. Розв'язок рівнянь Бейтмана для всіх ланцюжків ядерних перетворень продуктів поділу

Аналіз траєкторій трансмутації – процес розкладання загального ланцюжка ядерних перетворень на траєкторії трансмутації, які характеризуються аналітичним розв'язком рівнянь Бейтмана для лінійних ланцюжків (що не містять розгалужень) ядерних перетворень. Траєкторії трансмутації у цьому підході утворюються шляхом розгляду кожного ядра повного ланцюга ядерних перетворень з ненульовою концентрацією та побудови від нього всіх можливих лінійних ланцюжків ядерних перетворень. Наприклад, повний ланцюг ядерних перетворень, зображений на рис. 2.1, по методу АТТ буде розкладений у серію лінійних ланцюжків ядерних перетворень зображених на рис. 2.2.

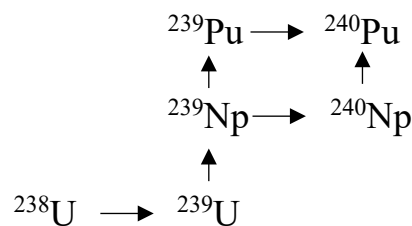


Рис. 2.1. Повний ланцюжок

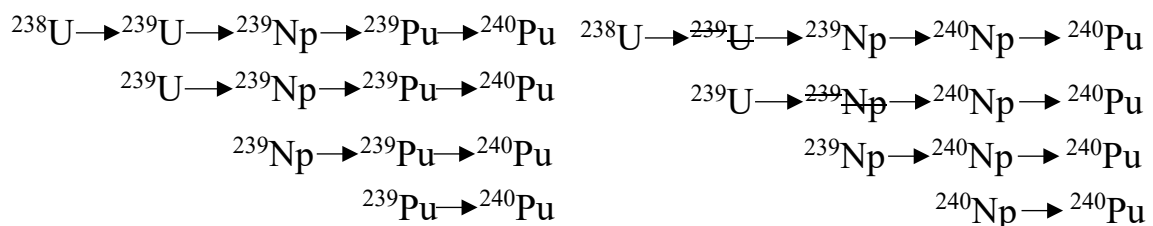


Рис. 2.2. Набір лінійних ланцюжків перетворень утворених з повного ланцюжка на рис. 2.1. Для закреслених елементів концентрація не розраховується у визначених ланцюжках.

Таким чином, зміна концентрації з часом кожного ядра з повного ланцюжка ядерних перетворень визначається сумою змін концентрацій зумовлених кожним окремим лінійним ланцюжком ядерних перетворень. Для елемента n лінійного

ланцюжка ядерних перетворень зміна концентрації з часом визначається рівняннями (1.7) та (1.8).

Проте, при впровадженні такої процедури у комп'ютерну програму виникають проблеми пов'язані з довжиною ланцюжків ядерних перетворень. Наприклад, у випадку розрахунків всіх можливих продуктів поділу можна побудувати досить великі лінійні ланцюжки ядерних перетворень, що призводить до суттєвого збільшення часу необхідного на проведення числових розрахунків. Ще однією проблемою є циклічні ланцюжки перетворень, які можуть призводити до нескінченно великих ланцюжків ядерних перетворень. Для вирішення цього питання, у методі АТТ вводиться параметр припинення подальшого утворення лінійного ланцюжка ядерних перетворень. Цей параметр називається проходження (англ. passage) і визначається як активність крайнього елемента ланцюжка ядерних перетворень на одиницю концентрації першого ядра у ланцюжку ядерних перетворень інтегрована по часу:

$$P_n(t) = \frac{1}{N_1(0)} \int_0^t \Lambda_n N_n(t) dt = \left. \frac{N_{n+1}(t)}{N_1(0)} \right|_{\Lambda_{n+1}=0} \quad (2.1)$$

Формула (2.1) визначає відносну концентрацію останнього ядра у ланцюжку ядерного перетворення, яка переходить у наступне ядро, і, якщо ця кількість є такою, що нею можна знехтувати, то на цьому ядрі можна зупинити розрахунок концентрацій наступних ядер ланцюжка ядерних перетворень. Тобто, довжина ланцюжків ядерних перетворень обмежується величиною проходження, яка визначається рівнянням (2.1).

Ще однією проблемою до якої призводять велика кількість ланцюжків ядерних перетворень та циклічних ланцюжків – можливість існування ядер з однаковими швидкостями реакції ядерних перетворень. Наявність таких ядер у одному ланцюжку ядерних перетворень призводить до того, що у рівнянні (1.7) знаменник прямує до нуля, і виникає сингулярність. Для вирішення цієї проблеми рівняння (1.7) модифікується для врахування однакових швидкостей реакції наступним чином:

$$N_n(t) = N_1(0) \sum_{i=1}^n \frac{\Lambda_i^{k_i}}{\Lambda_n} \exp[-\Lambda_i t] \prod_{j=1}^{n|i} \left(\frac{\Lambda_j}{\Lambda_i - \Lambda_j} \right)^{k_j} \sum_{s=0}^{k_i-1} \frac{t^s}{s!} \Omega_{i,s} \quad (2.2)$$

$$\Omega_{i,s} = \sum_{h_1=0}^{k_i-s-1} \sum_{h_2=0}^{h_1} \dots \sum_{h_{i-1}=0}^{h_{i-2}} \sum_{h_{i+1}=0}^{h_{i-1}} \dots \sum_{h_{n-1}=0}^{h_{n-2}} \prod_{j=1}^{n|i} \binom{h_{j-1} - h_j + k_j - 1}{k_j - 1} \left(\frac{1}{\Lambda_i - \Lambda_j} \right)^{h_{j-1} - h_j} \quad (2.3)$$

Де k_i – кількість повторень швидкостей реакцій Λ_i у ланцюжку ядерних перетворень.

Варто зазначити, що рівняння (1.8) та (2.2) є аналітичними розв'язками рівнянь Бейтмана за умови незалежності швидкостей ядерних перетворень від часу. Проте, ця умова не виконується для реактору з ХЯГ, де амплітуда скалярного потоку, при спостереженні у одній просторовій точці, змінюється з часом. Тому, для розрахунку зміни концентрацій продуктів поділу у одній точці весь часовий інтервал, на якому розраховуються зміни концентрацій продуктів поділу, розбивається на підінтервали достатньо маленькі, що на них можна знехтувати змінами скалярного потоку з часом.

Таким чином, для розрахунку зміни концентрацій продуктів ядерного поділу з часом за допомогою метода АГТ всі можливі ланцюжки ядерних перетворень розбиваються на лінійні траєкторії перетворення, обмежені проходженням (2.1), зміна концентрації кожного ядра є сумою змін зумовлених усіма траєкторіями ядерних перетворень, які обраховуються рівняннями (1.8) та (2.2).

2.3. Розрахунок усередненого перерізу ефективного ядра поділу

Для дослідження характеристик ефективного ядра поділу розглядаються його перерізи осереднені по всі продуктам поділу. Одногрупові

$$\overline{\sigma_\alpha} = \frac{\sum_i^{\text{FP}} N_i \sigma_\alpha}{\sum_i^{\text{FP}} N_i}, \quad (2.4)$$

та багатогрупові

$$\overline{\sigma_\alpha^g} = \frac{\sum_i^{\text{FP}} N_i \sigma_\alpha^g}{\sum_i^{\text{FP}} N_i}, \quad (2.5)$$

де $\sum_i^{\text{FP}} N_i$ – це сума по всім продуктам поділу ($Z < 89$), σ_α — переріз реакції типу α , а:

$$\sigma_\alpha^g = \frac{\int_{E_{\min}^g}^{E_{\max}^g} \varphi(E) \sigma(E) dE}{\int_{E_{\min}^g}^{E_{\max}^g} \varphi(E) dE}, \quad (2.6)$$

де α – тип реакції (с – радіаційне захоплення нейтрона, tot – повний переріз реакції з нейтроном, el – переріз пружного розсіяння нейтрона, mod – переріз уповільнення нейтрона, tr – транспортний переріз нейтрона), $\varphi(E)$ – спектр нейтронів, $\sigma(E)$ – залежність перерізу від енергії нейтрона, E_{\min}^g , E_{\max}^g – межі енергетичного інтервалу для групи g.

РОЗДІЛ 3

РОЗРАХУНОК ВПЛИВУ ЕВОЛЮЦІЇ СКЛАДУ ПРОДУКТІВ ПОДІЛУ НА ПОТУЖНІСТЬ РЕАКТОРУ З ХЯГ

3.1 Розрахунок усереднених характеристик ефективного ядра поділу

Для розрахунку зміни перерізів ефективного ядра поділу з часом, на комп'ютерній мові С була написана програма (FPEvol), яка розраховувала еволюцію концентрацій продуктів поділу з часом. FPEvol використовує метод розрахунків заснований на АТТ з модифікованим аналітичним роз'язком рівнянь Бейтмана (2.2). У цій програмі розв'язується спрощена задача вигорання ядерного палива під впливом нейтронного потоку у якій зміни концентрацій продуктів поділу та палива з часом розглядаються у одній просторовій точці. Для емітації розповсюдження ХЯГ вважалось, що у початковий момент часу у цій просторовій точці був присутній лише U-238. Зміна величини скалярного потоку нейтронів з часом просторовій точці була отримана з розрахунків розповсюдження ХЯГ, які були проведені у програмі FANTENTS, і зображена на рис. 3.1.

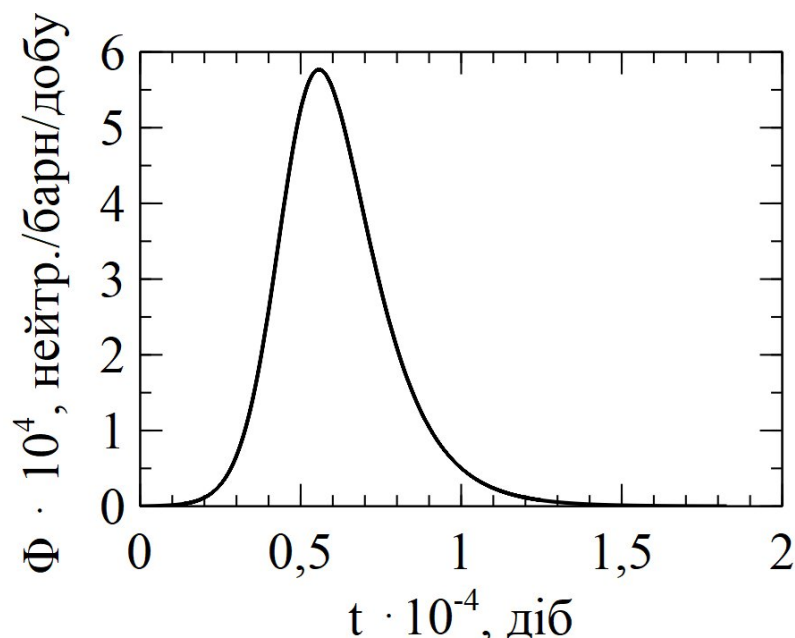


Рис. 3.1. Залежність величини скалярного потоку від часу, при спостереженні за одною просторовою точкою у реакторі з ХЯШ

Перерізи ядерних реакції та дані про розпади бралися з бібліотеки ядерних даних ENDF-B-VIII.0 [35], з яких за допомогою програми NJOY [51], з використанням спектра нейтронів у швидких реакторах, визначалися одноступові та багаступові перерізи ядерних реакцій. Для зазначених перерізів та параметрів ядерних розпадів програма FPEvol будувала всі можливі ланцюжки ядерних перетворень та за допомогою АТТ розбивала їх на лінійні траєкторії трансмутації. Для отриманих траєкторій трансмутації розраховувалися зміни концентрацій продуктів поділу з часом. Для отриманих залежностей концентрацій продуктів за формулою (2.2) розраховувалися усереднені перерізи, які є характеристиками ефективного ядра поділу. У даній роботі основна увага приділялася поглинаючим властивостям продуктів поділу, тобто радіаційному захопленню нейтрону. Відповідна залежність від флюенсу усередненого по всім продуктам поділу переріз радіаційного захоплення нейтрону зображений на рис. 3.2.

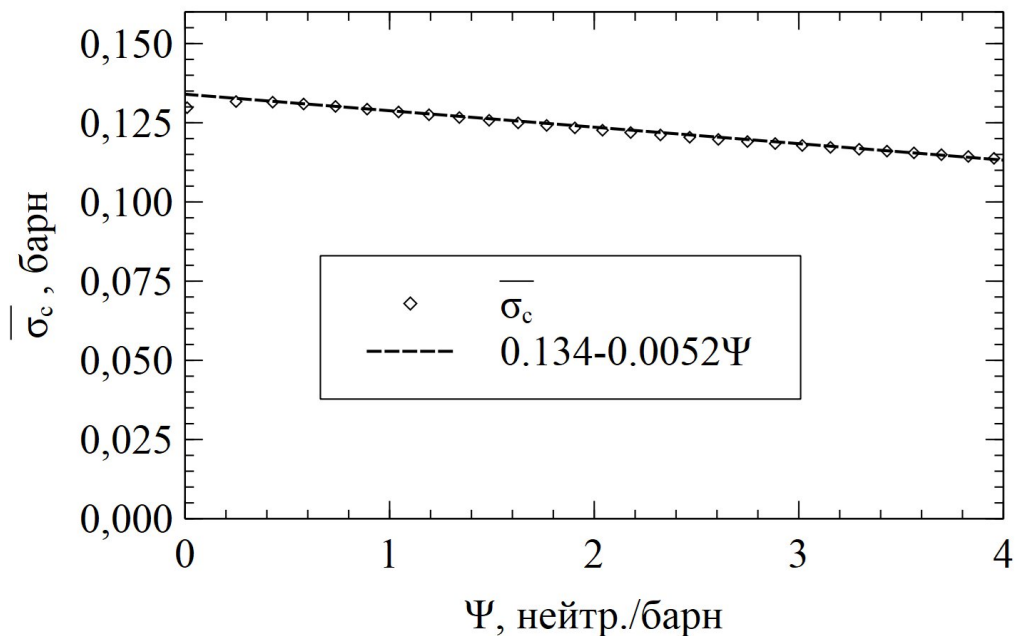


Рис. 3.2. Залежність усередненого по всім продуктам поділу мікроскопічного перерізу радіаційного захоплення нейтрону та її лінійна апроксимація

Варто зазначити, що процедура отримання групових перерізів у програмі NJOY передбачає використання спектра нейтронів, з певною кількістю

нейтронів у тепловому спектрі. Це необхідно для коректного розрахунку групових перерізів у області низьких енергій. У реакторі з ХЯГ нейтрони майже відсутні у цій області енергій, тому результати зображені на рис. 3.2 розраховувалися саме для спектру, отриманому при моделюванні ХЯГ у програмі FANTENS. Порівняння відповідних спектрів зображено на рис. 3.3.

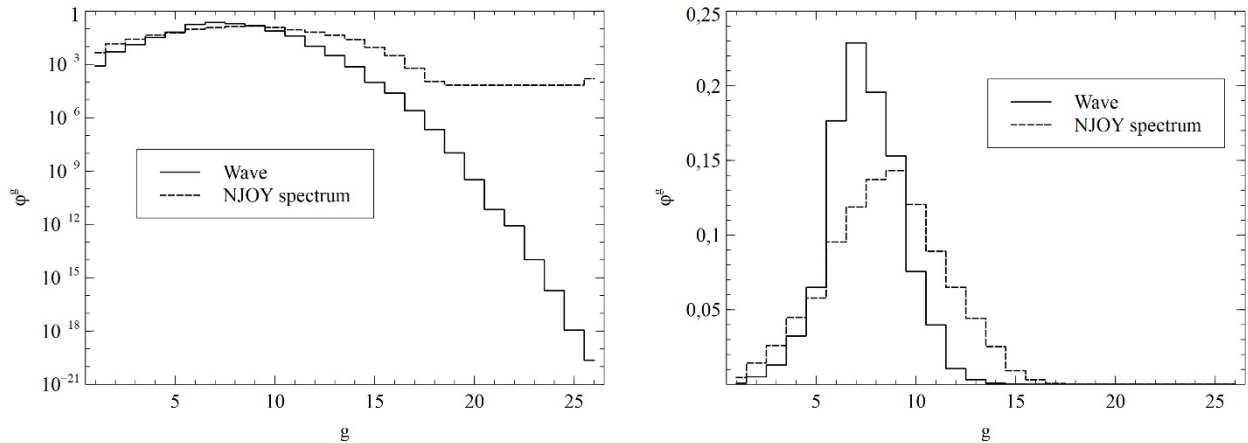


Рис. 3.3. Спектри нейтронних потоків: у реакторі з ХЯГ та у програмі NJOY

З рис. 3.2 добре видно, що розраховані значення залежності осередненого перерізу радіаційного захоплення нейтрону від флюенсу можна апроксимувати лінійною функцією:

$$\overline{\sigma}_c(\Psi + \Phi\Delta t) = a\Psi + b \quad (3.1)$$

Коефіцієнти функції були отримані за допомогою процедури фітінгу та мають значення: $a = -0.0052$ барн², $b = 0.134$ барн, , для який відповідна функція зображена на рис. 3.2. На рис. 3.2 видно, що на початку зміни перерізів захоплення нейтрону спостерігається певна відмінність від лінійної функції, але нею можна знехтувати, оскільки, при невеликих значеннях флюенсу, у обраній просторовій точці утворилося небагато продуктів поділу і їх впливом можна знехтувати.

3.2. Залежність багатогрупових перерізів радіаційного захоплення продуктів поділу від флюенсу

Зрозуміло, що еволюція продуктів поділу передбачає, що на різних етапах зміни концентрацій продуктів поділу будуть переважати ті чи інші концентрації

продуктів поділу, а оскільки у кожного ядра свій набір багатогрупових перерізів то, з часом, буде змінюватися багатогрупова структура осереднених ядерних перерізів. У даній роботі, окрім одногрупових усереднених перерізів ядерних реакцій розглядалися також багатогрупові перерізи, з структурою енергетичних груп зображеною у таблиці 1.

Таблиця 1. Структура енергетичних груп

Група g	E_{min} (MeV)	E_{max} (MeV)	Група g	E_{min} (MeV)	E_{max} (MeV)	Група g	E_{min} (MeV)	E_{max} (MeV)
1	10.5	6.5	10	4.65e-2	2.15e-2	19	4.65e-5	2.15e-5
2	6.5	4.0	11	2.15e-2	1.0e-2	20	2.15e-5	1.0e-5
3	4.0	2.5	12	1.0e-2	4.65e-3	21	1.0e-5	4.65e-6
4	2.5	1.4	13	4.65e-3	2.15e-3	22	4.65e-6	2.15e-6
5	1.4	0.8	14	2.15e-3	1.0e-3	23	2.15e-6	1.0e-6
6	0.8	0.4	15	1.0e-3	4.65e-4	24	1.0e-6	4.65e-7
7	0.4	0.2	16	4.65e-4	2.15e-4	25	4.65e-7	2.15e-7
8	0.2	0.1	17	2.15e-4	1.0e-4	26	2.15e-7	2.15e-9
9	0.1	4.65e-2	18	1.0e-4	4.65e-5			

Відповідні результати розрахунків зміни групових перерізів радіаційного захоплення нейтрону з флюенсом зображені на рис. .При цьому, на рис. 3.4 (а) зображені чисто багатогрупові перерізи, а на рис. 3.4 (б) зображені групові перерізи зважені по спектру нейтронів у швидкому реакторі з ХЯГ. У першому випадку помітно суттєву перевагу перерізів захоплення для нейтронів низької енергії із явно нелінійною залежністю від часу (24 група). Але ця перевага стає незначною для швидких реакторів, у яких порівняно незначна кількість нейтронів у цій області енергій. Тому важливими є саме зважені групові перерізи, які показують ефективний вплив перерізів у відповідних групах на поглинаючі властивості продуктів поділу.

На рис. 3.4 (б) видно, що у більшості енергетичних груп спостерігається лінійний спад групових перерізів зі зростанням флюенсу подібний до закономірності виведеної у (3.1). Наприклад, для найбільш впливових груп (9, 8, 10, 7) лінійні апроксимацію зображені на рис 3.5. А відповідні коефіцієнти для кожної з груп записані у таблицю 2.

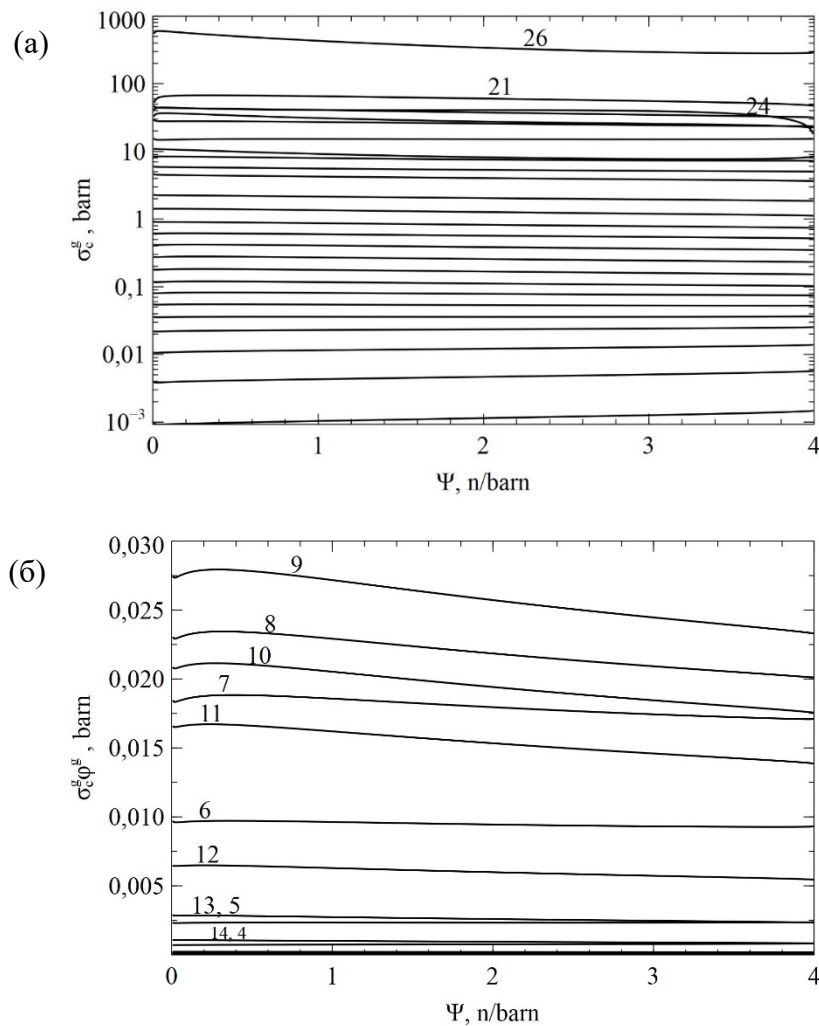


Рис. 3.4. Зміна перерізу захоплення нейтрону багатогрупового у кожній групі окремо (а) та зваженого багатогрупового у кожній групі окремо (б). Числа біля кожної з ліній позначають номер групи з таблиці 1

Для повноцінного врахування зміни осереднених групових констант продуктів поділу, при розрахунку задачі на вигорання, необхідно враховувати всі ядра, які можуть мати значний вплив на структуру групових перерізів. У даній роботі, при аналізі зміни концентрацій продуктів поділу було виокремлені наступні найбільш впливові продукти поділу, які необхідно розглядати для коректного відображення зміни групових перерізів: **Mo-97, Tc-99, Ru-100, Ru-101, Rh-103, Pd-104, Pd-105, Pd-106, Pd-107, Pd-108, Xe-135, Cs-133, Cs-134, Nd-145, Pm-147, Sm-148, Sm-149, Sm-150, Sm-151, Eu-154, Eu-155**. Проте, навіть для врахування цього набору ядер, при розрахунку ланцюжків ядерних

перетворень, необхідно розраховувати всі проміжні ядра, які призводять до їх утворення. Відповідні ланцюжки ядерних перетворень зображені на рис 3.6.

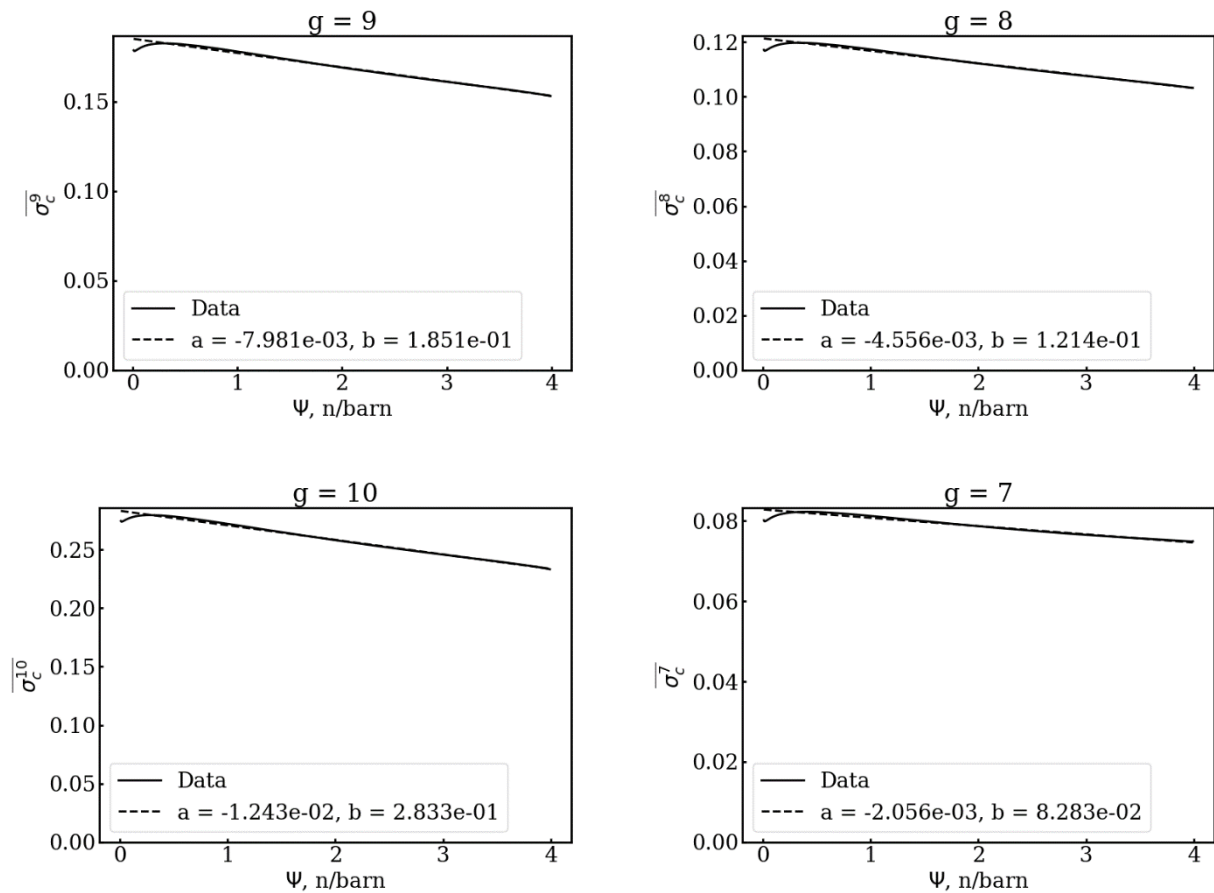


Рис. 3.5. Залежності групового усередненого по всім продуктам поділу мікроскопічного перерізу радіаційного захоплення нейтрону та їх лінійна апроксимація

Таблиця 2. Коефіцієнти лінійної апроксимації

g	a	b	g	a	b
1	1.542E-04	8.400E-04	14	-7.441E-02	1.432E+00
2	4.937E-04	3.682E-03	15	-9.619E-02	2.256E+00
3	8.317E-04	1.047E-02	16	-1.967E-01	4.464E+00
4	8.508E-04	2.179E-02	17	-1.659E-01	5.730E+00
5	2.207E-04	3.547E-02	18	-2.037E-01	8.011E+00
6	-5.534E-04	5.475E-02	19	5.467E-03	1.515E+01
7	-2.056E-03	8.283E-02	20	-1.431E+00	2.835E+01
8	-4.556E-03	1.214E-01	21	-5.651E+00	7.448E+01
9	-7.981E-03	1.851E-01	22	-2.377E-01	8.751E+00
10	-1.243E-02	2.833E-01	23	-3.238E+00	4.424E+01
11	-1.854E-02	4.250E-01	24	-4.732E+00	4.851E+01
12	-2.533E-02	6.237E-01	25	-2.579E+00	3.261E+01
13	-4.066E-02	9.118E-01	26	-4.468E+01	4.323E+02

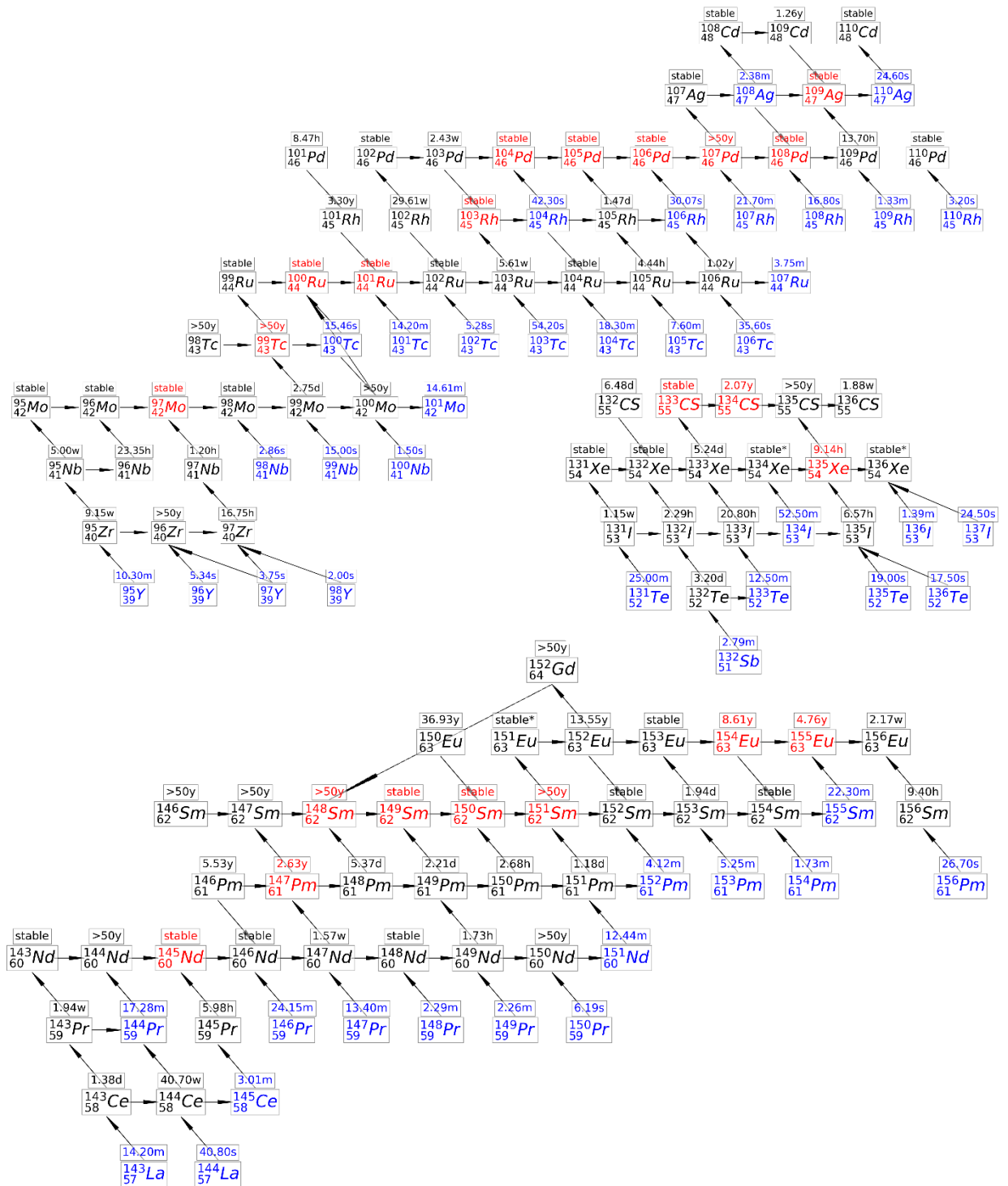


Рис. 3.6. Ланцюги ядерних перетворень які необхідно розглядати для коректного врахування впливу зміни концентрацій продуктів поділу на переріз поглинання ефективного ядра поділу

Розрахунок зміни концентрацій ядер для таких ланцюжків може призводити до суттєвого уповільнення розрахунків розповсюдження ХЯГ. Тому, для досягнення цілей цієї роботи зміна перерізів ефективного ядра поділу з

флюенсом моделювалася лінійною функцією (3.1), а групова структура перерізів з часом не змінювалася.

3.3. Розрахунок впливу зміни ефективного перерізу продуктів поділу на параметри реактора з хвилею ядерного горіння

Для розрахунку впливу зміни перерізу ефективного ядра поділу з флюенсом програма FANTENS була модифікована з урахуванням лінійної залежності (3.1) відповідного перерізу. Розглядалася задача розповсюдження ХЯГ у циліндричному реакторі радіусом $R = 112$ см, довжиною $L = 500$ см та радіальним рефлектором товщиною $W_{ref} = 60$ см. Початкові аксіальні розподіли концентрацій ядер паливних нуклідів та поглинача зображені на рис. 3.7. Виходячи з розподілів, реактор можна умовно розділити на дві частини: зона запалу ($z < 120$ см) та зона бридінгу ($z > 120$ см), яка складається на 44% об'єму з U-238, на 36% з евтектичного стопу Pb-Bi та на 20% з конструкційних матеріалів, які ми моделюємо залізом (Fe). Такі об'ємні частки складових активної зони приблизно відповідають структурі активної зони існуючих ШР для забезпечення необхідного тепловідведення та цілісності системи. Зона запалу відрізняється від зони бридінгу наявністю танталового поглинача, лінійною зміною концентрації U-238 та початковим збагаченням палива Pu приблизно на 11.5% зі звичайним ізотопним складом: Pu-239:Pu-240:Pu-241:Pu-242 = 0.70:0.22:0.05:0.03. Відповідні концентрації зони запалу вказані на рис. 3.7. Радіальний відбивач нейтронів складається на 90% з Pb-Bi стопу, та на 10% з заліза, яке моделює конструкційні матеріали.

Започаткування розповсюдження хвилі ядерного горіння відбувалося з допомогою процедури плавного запуску. Ця процедура передбачає наявність певної кількості танталу у зоні запалу, що вносить певну від'ємну реактивність у активну зону реактору. Концентрація танталу розраховується таким чином, що у початковий момент часу реактивність реактору дорівнює нулю. Під час процедури запуску танталовий поглинач плавно виводиться із зони запалу таким чином, що потужність реактора підтримується на певному заданому рівні.

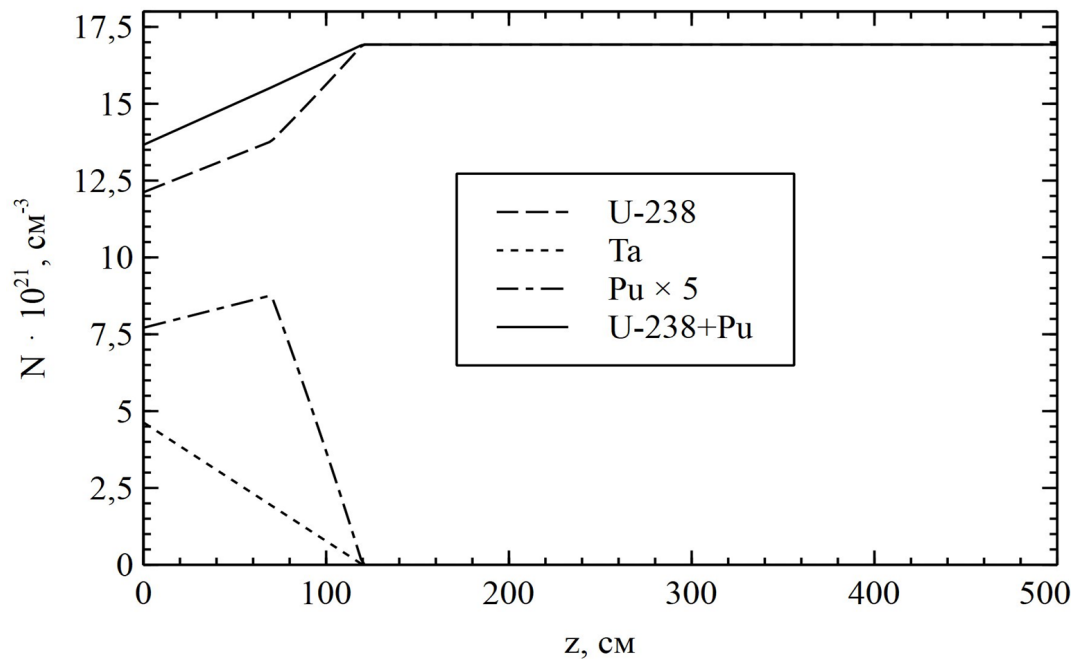


Рис. 3.7. Початковий розподіл нуклідів у активній зоні реактора

Процес запуску продовжується до тих пір, поки танталовий поглинач у активній зоні не перестане впливати на потужність реактора. Цей момент вважається переходом на режим самоузгодженого руху ХЯГ, тобто руху без зовнішнього контролю. Окрім самоузгодженого режиму ХЯГ у програмі FANTENS передбачена процедура керування потужністю реактора за допомогою зменшення ефективності радіального відбивача нейтронів. В даній це відбувалося за допомогою додавання танталового поглинача у радіальний відбивач нейтронів. За допомогою розробленою раніше схеми пропорційно-диференційної схеми керування відбувається автоматична підтримка реактора на заданому рівні.

Для дослідження впливу зміни перерізів ефективного ядра поділу проводилося порівняння результатів моделювання розповсюдження ХЯГ з урахуванням зміни перерізів і без. Досліджувався вплив таких змін на два параметри хвилі ядерного горіння.

Перший випадок – вплив зміни перерізів ефективного ядра поділу на потужність реактора у самоузгодженому режимі розповсюдження хвилі ядерного горіння. Порівняння зміни параметрів ХЯГ з часом з урахуванням зміни перерізів

ефективного ядра поділу з флюенсом і без наведено на рис. 3.8. У цьому випадку виконувалася лише процедура плавного запуску і певний час у обох випадках потужність знаходилася на одному рівні. Після того, як ХЯГ відійшла на достатню відстань від зони запалу, зона запалу перестала впливати на параметри ХЯГ і хвиля перейшла на режим самоузгодженого руху з відповідним рівнем постійної потужності. На рис. 3.8 видно, що реактор у самоузгодженому режимі ХЯГ без урахування зміни перерізу ефективного ядра поділу має потужність 3.5 ГВт, а з урахуванням зміни така потужність дорівнює 17 ГВт. З практичної точки зору, це дуже суттєве збільшення потужності. Проте, варто зазначити що ці розрахунки потужності проводилися для однакових початкових конфігурацій реакторів. Потужність реактора у самоузгодженому режимі ХЯГ можливо зменшити шляхом зміни геометричних параметрів реактору або нуклідного складу активної зони.

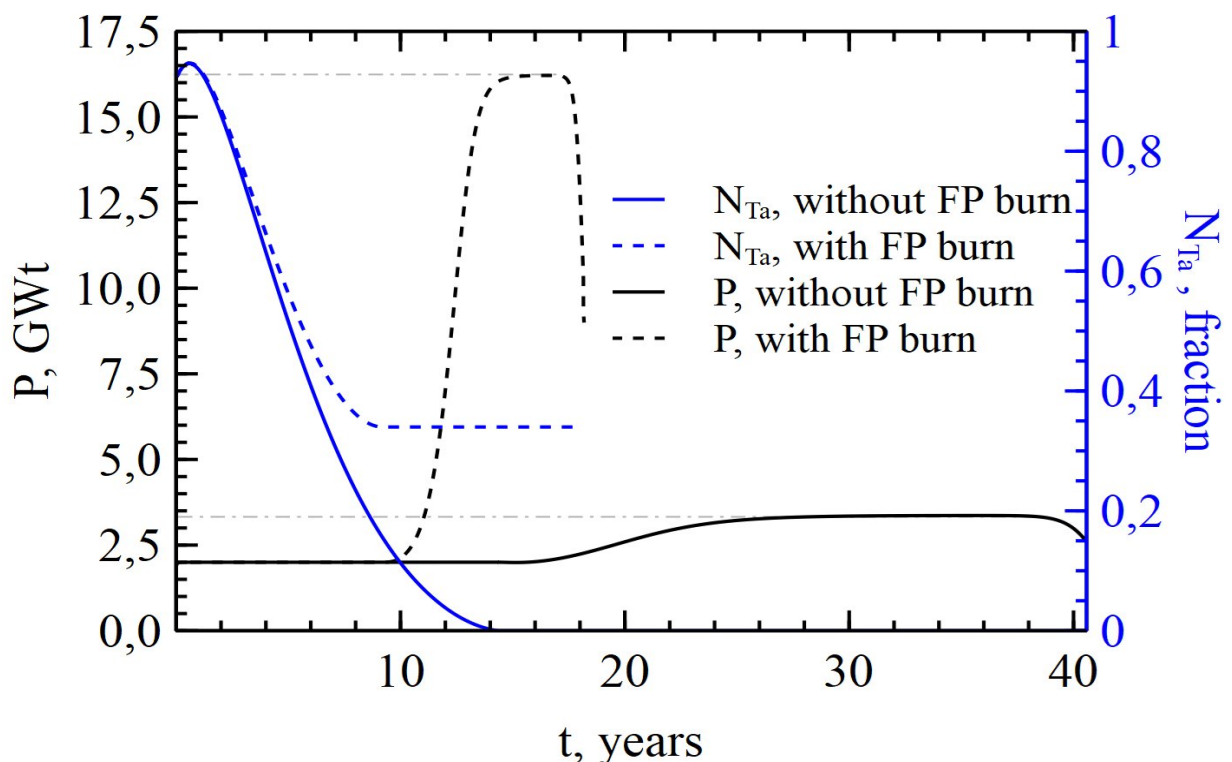


Рис. 3.8. Зміна з часом потужності P та об'ємних часток танталового поглиначу у зоні запалу F_{Ta}

Другий випадок пов'язаний з можливістю керування реактором за допомогою радіального відбивача нейтронів. Порівняння зміни параметрів ХЯГ з часом з урахуванням зміни перерізів ефективного ядра поділу з флюенсом і без для цього випадку наведені на рис. 3.9 (а, б). Для виконання такого порівняння після завершення процедури плавного запуску реактор переходить у режим контролю потужності за допомогою зміни концентрації танталового поглиначу у радіальному відбивачі нейтронів. Увімкнення режиму керування за допомогою радіального відбивача нейтронів означає, що реактор працює не у самоузгодженому режимі. Проте, на рис. 3.9 видно, що через певний час концентрація танталового поглиначу нейтронів виходить на відносно постійне значення. Тобто реактор знаходиться у режимі постійної потужності без зовнішнього контролю.

На рис. 3.9 видно, що урахування зміни перерізу ефективного ядра поділу з флюенсом призводить до збільшення концентрації танталу необхідної для забезпечення постійної потужності з 0.85% до 5.50% об'єму радіального відбивача нейтронів. Окрім того, на відміну від попереднього випадку, використання керування за допомогою танталового поглиначу дозволяє підтримувати потужність реактора на постійному рівні у обох випадках.

3.4 Висновки до розділу

Таким чином, процеси вигорання продуктів поділу призводять до того, що змінюється усереднений по всім продуктам поділу макроскопічний переріз радіаційного захоплення нейтрона. Аналіз залежності такого перерізу від флюенсу вказує на те, що таку залежність можливо апроксимувати лінійною функцією. Для врахування залежності групової структури перерізів ефективного ядра поділу необхідно розраховувати більш складні ланцюги ядерних перетворень.

Врахування вигорання продуктів поділу призводить до збільшення потужності самоузгодженого режиму ХЯГ, що у режимі керування можна компенсувати за допомогою введення додаткової концентрації тантала.

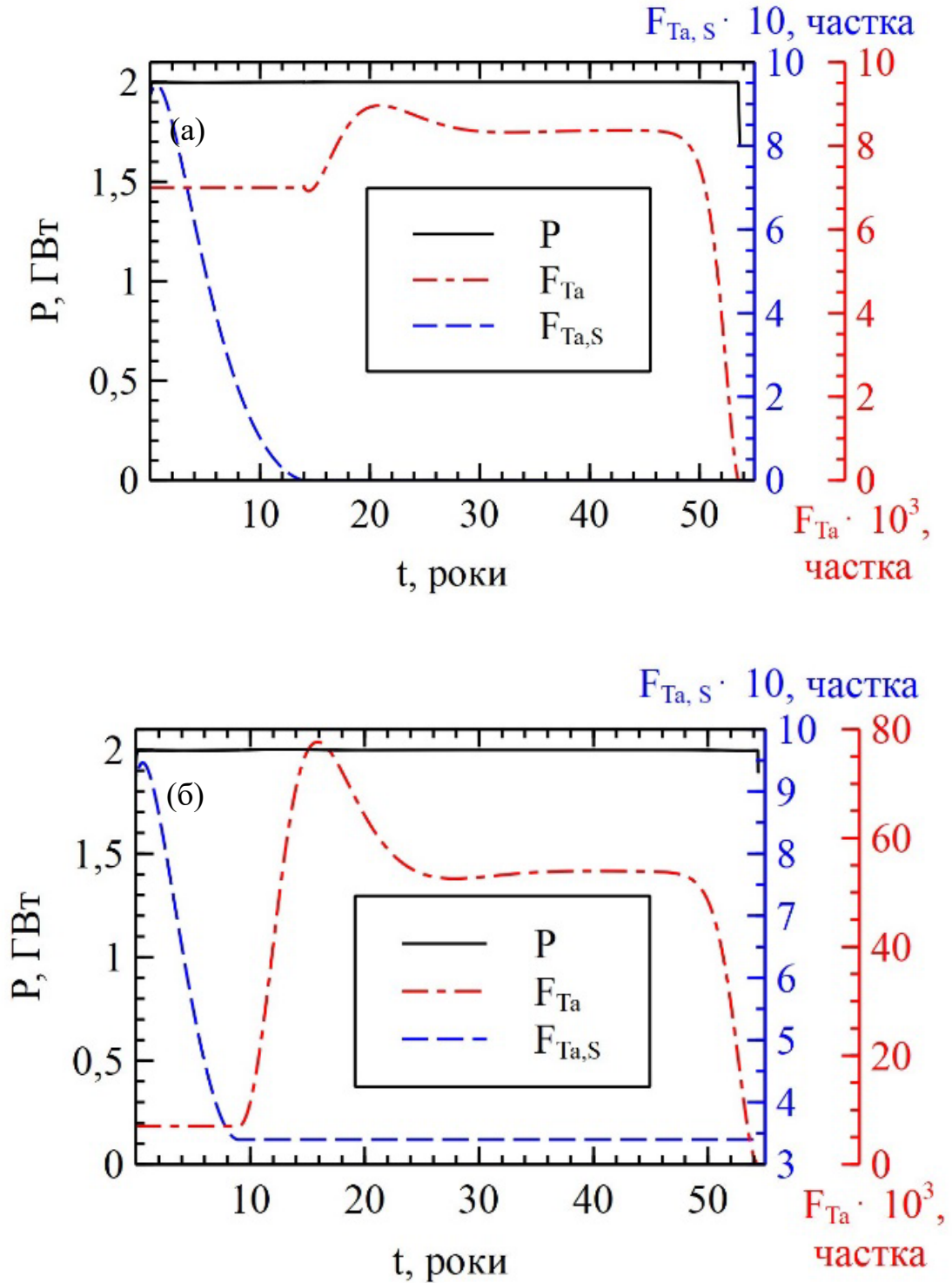


Рисунок 3.9. Зміна з часом потужності P , об'ємних часток танталового поглинача у зоні запалу F_{Ta} та у радіальному відбивачі нейтронів $F_{Ta,S}$ без врахування зміни усереднених мікроскопічних перерізів (а) та з врахуванням таких змін (б)

ВИСНОВКИ

У даній роботі проведено дослідження впливу еволюції складу продуктів поділу в швидкому реакторі з хвилею ядерного горіння (ХЯГ) на його потужність. Був проведений детальний аналіз сучасного стану досліджень за темою дипломної роботи та методів дослідження, які використовуються для проведення досліджень такого роду.

Для дослідження впливу еволюції складу продуктів поділу на характеристики реактору необхідно мати змогу розраховувати системи рівнянь утворення та вигорання ядер під впливом потоку нейтронів. Для вирішення таких систем рівнянь існує декілька підходів. У даній роботі використовувався метод аналізу траєкторій трансмутації заснований на модифікованих аналітичних розв'язках рівнянь Бейтмана.

Для розрахунку зміни нуклідного складу продуктів поділу у швидкому реакторі з ХЯГ була написана комп'ютерна програма, яка дозволяє розраховувати зміни концентрацій ядер у ланцюгах ядерних перетворень при будь-якій залежності величини нейтронного потоку від часу.

З отриманих за допомогою розробленої програми залежностей концентрацій поділу від флюенсу були розраховані усереднені по продуктам поділу залежності мікроскопічних перерізів від флюенсу. Зокрема, у швидкому реакторі з ХЯГ залежність перерізу радіаційного захоплення нейтрона від флюенса можна апроксимувати лінійною функцією і розглядати одне ефективне ядро поділу, яким можна замінити весь набір продуктів поділу. Для коректного врахування зміни групової структури усереднених мікроскопічних перерізів з флюенсом необхідно розглядати декілька ядер, які мають найбільший вплив на мікроскопічні перерізи.

Отримана лінійна залежність перерізу ефективного ядра поділу була впроваджена у комплекс комп'ютерних програм FANTENS, призначених для моделювання розповсюдження ХЯГ у об'ємі реактора. За допомогою модифікованої програми були проведені розрахунки параметрів ХЯГ з урахуванням вигорання продуктів поділу і без. Результати розрахунків

показують, що врахування вигорання продуктів поділу призводить до збільшення потужності самоузгодженого режиму реактору з ХЯГ. Таке збільшення потужності можна компенсувати шляхом додавання поглинача нейтронів у радіальний відбивач нейтронів.

Отримані результати є досить важливими оскільки вони вказують, що з критичний розмір реактору менший при урахуванні вигорання продуктів поділу. Тобто фактичний розмір реактору може бути меншим, що у перспективі зменшує витрати на будівництво і експлуатацію.

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Feinberg. S. M. // Nuclear power plants: Record of Proceedings, Session B-10 of International Conference on the Peaceful Uses for Atomic Energy, 1–13 Sept. 1958, Geneva, United Nations. Geneva, 1958. Vol. 9(2). P. 447.
2. Fuchs K., Hessel H. The possibilities for the operation of a natural uranium breeder reactor without fuel element preparation. // Kernenergie (East Germany). 1961. Vol. 4. P. 619–623.
3. Atefi B., Driscoll M. J., Lanning D. D. An evaluation of the Breed/Burn fast reactor concept. Massachusetts, USA, 1979. 295 P. Report MITNE-229.
4. Slesarev J. S., Stukalov V. A., Subbotin S. A. Problems of development of fast reactors self-provision without fuel reprocessing // Atomkernenenergie-Kerntechnik. 1984. Vol. 45. P. 58–60.
5. Feoktistov L. P. An analysis of a concept of a physically safe reactor // Preprint IAE-4605/4. 1988.
6. Teller E., Ishikawa M., Wood L. Completely automated nuclear reactors for long-term operation // ICENES'96, 24–28 June 1996 : proc. Obninsk, Russia, 1996. P. 151–158.
7. Van Dam H. Self-Stabilizing criticality waves // Ann. Nucl. Energ. 2000. Vol. 27. P. 1505–1521. DOI: 10.1016/S0306-4549(00)00035-9
8. Van Dam H. The self-stabilizing criticality wave reactor // Tenth International Conference on Emerging Nuclear Energy Systems (ICENES), Sept. 24–28, 2000 : proc. Petten, The Netherlands, 2000. P. 188–197.
9. Van Dam H. Flux distributions in stable criticality waves // Ann. Nucl. Energ. 2003. Vol. 30. P. 1495–1504. DOI: 10.1016/S0306-4549(03)00098-7
10. Seifritz W. Solitary burn-up waves in a multiplying medium // Kerntechnik. 2000. Vol. 65(5–6). P. 261–264. URL:
11. Chen X.-N., Maschek W. Transverse buckling effects on solitary burn-up waves. // Ann. Nucl. Energ. 2005. Vol. 32(12). P. 1377–1390. DOI: 10.1016/j.anucene.2005.01.012

12. Chen X.-N., Kiefhaber E., Zhang D. Fundamental solution of nuclear solitary wave // *Energ. Convers. Manag.* 2012. Vol. 59. P. 40–49. DOI: 10.1016/j.enconman.2012.02.005
13. Sekimoto H., Ryu K., Yoshimura Y. CANDLE: the new burnup strategy // *Nucl. Sci. Technol.* 2001. Vol. 139, P. 306–317. DOI: 10.13182/NSE01-01
14. Sekimoto H. Application of CANDLE BURNUP strategy for future nuclear energy utilization // *Prog. Nucl. Energ.* 2005. Vol. 47(1–4), P. 91–98. DOI: 10.1016/j.pnucene.2005.05.007
15. Sekimoto H., Miyashita S. Startup of «Candle» burnup in fast reactor from enriched uranium core // *Energ. Conv. Manag.* 2006. Vol. 47(17). P. 2720–2780. DOI: 10.1016/j.enconman.2006.02.007
16. Sekimoto H., Udagawa Y. Effects of fuel and coolant temperatures and neutron fluence on CANDLE burnup calculation // *J. Nucl. Sci. Technol.* 2012. Vol. 43(2). P. 189–197. DOI: 10.1080/18811248.2006.9711081
17. Sekimoto H., Nagata A. Performance optimization of the CANDLE reactor for nuclear energy sustainability // *Energ. Conv. Manag.* 2010. Vol. 51(9). P. 1788–1791. DOI: 10.1016/j.enconman.2009.12.045
18. Fomin S. P., Mel'nik Yu. P., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Investigation of self-organization of the non-linear nuclear burning regime in fast neutron reactors // *Annals of Nuclear Energy.* 2005. Vol. 32. P. 1435. DOI: 10.1016/j.anucene.2005.04.001
19. Fomin S. P., Mel'nik Yu. P., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Fast reactor based on the self-sustained regime of nuclear burning wave // *Nuclear Science and Safety in Europe.* 2006. P. 239–251. DOI: 10.1007/978-1-4020-4965-1
20. Fomin S. P., Mel'nik Yu. P., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Self-sustained regime of nuclear burning wave in U-Pu fast reactor with Pb-Bi coolant // *Problems of Atomic Science and Technology.* 2007. Vol. 3, Iss. 1. P. 156–163.
21. Fomin S. P., Mel'nik Yu. P., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Initiation and propagation of nuclear burning wave in fast reactor // *Progress in Nuclear Energy.*

2008. Vol. 50(2–6), P. 163. DOI: 10.1016/j.pnucene.2007.10.020
22. Fomin S. P., Fomin O. S., Mel'nik Yu. P., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Nuclear burning wave in fast reactor with mixed Th-U fuel // *Prog. Nucl. Energy*. 2011. Vol. 53(7), P. 800–805. DOI: 10.1016/j.pnucene.2011.05.004
 23. Fomin O. S., Fomin S. P., Mel'nik Yu. P., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Nuclear burning wave reactor: smooth start-up problem // No 1041 *Journal of Kharkiv National University. Physical series «Nuclei, Particles, Fields»*. 2013. Vol. 58(2). P. 49–56. URL: <https://periodicals.karazin.ua/eejp/article/view/13512>
 24. Fomin S. P., Fomin O. S., Mel'nik Yu. P., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Specific Mechanism of Negative Reactivity Feedback in the Nuclear Burning Wave Reactor // *Topical Issues in Fast Reactors and Related Fuel Cycles : FR-13 Conference, 4–7 March 2013 : proc. Vienna, 2013. Paper IAEA-CN-199-457. Paris, 2014. P. 333–343.*
 25. Fomin S. P., Kirdin A. I., Malovytsia M. S., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Optimization of ignition zone of advanced fast reactor, working in nuclear burning wave mode // *Problems of atomic science and technology. Series: Nuclear Physics Investigations*. 2019. Vol. 121, Iss. 3. P. 80–85.
 26. Fomin S. P., Kirdin A. I., Malovytsia M. S., Pilipenko V. V., Shul'ga N. F. Influence of the radial neutron reflector efficiency on the power of fast nuclear burning wave reactor // *Annals of Nuclear Energy*. 2020. Vol. 148. Art. 107699. DOI: 10.1016/j.anucene.2020.107699
 27. Malovytsia M. S., Fomin A. S., Fomin S. P. Nuclear burning wave concept and theoretical approaches for its description // *East European Journal of Physics*. 2020. No. 3. P. 62–72.
 28. Khotyayintsev V. M., Pavlovych V. M., Khotyayintseva O. M. // *Int. Conf. «Advances in Reactor Physics to Power the Nuclear Renaissance» (PHYSOR 2010)*, 9–14 May 2010 : *proc. Pittsburgh, USA, 2010.*
 29. Павлович В. Н., Хотяїнцев В. Н., Хотяїнцева Е. Н. Фізичні основи реактора на хвилі ядерного горіння // *Ядерна фізика та енергетика*. 2008. № 2(24). С. 39–48.

30. Павлович В. М., Хотьїнцев В. М., Хотьїнцева О. М. Реактор на хвилі ядерного горіння: управління параметрами хвилі // Атомна енергетика. Ядерна фізика та енергетика. 2010. Т. 11, № 1. С. 49–56.
31. Khotuyayintsev V. M., Aksonov A. V., Khotuyayintseva O. M., Pavlovych V. M., Gulik V., Tkaczyk A.H. Velocity characteristic and stability of wave solutions for a candle reactor with thermal feedback // *Annals of Nuclear Energy*. 2015. Vol. 85. P. 337–345. [DOI: 10.1016/j.anucene.2015.04.044](https://doi.org/10.1016/j.anucene.2015.04.044).
32. Leleko Yu. Y., Gann V. V., Gann A. V. Nuclear reactor on cylindrical standing burning wave with an external negative reactivity feedback // *Problems of Atomic Science and Technology*. 2017. Vol. 108, Iss. 2(108). P. 138–143. URL: https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2017_2/article_2017_2_138.pdf
33. Leleko Yu. Y., Gann V. V., Gann A. V. Spherical standing burning wave with external automatic reactivity control // *Problems of Atomic Science and Technology*. 2019. Vol. 123, Iss. 5. P. 18–24.
34. Hejzlar P., et al. TerraPower, LLC Traveling Wave Reactor Development Program Overview. // *Nuclear Engineering and Technology*. 2013. Vol. 45(6). P. 731–744. [DOI: 10.5516/NET.02.2013.520](https://doi.org/10.5516/NET.02.2013.520)
35. Brown D.A., Chadwick M.B., Capote R., et al. ENDF/B-VIII.0: The 8th Major Release of the Nuclear Reaction Data Library with CIELO-project Cross Sections, New Standards and Thermal Scattering Data // *Nuclear Data Sheets*. 2018. pp. 1-142.
36. Rutherford E. Radio-activity. Cambridge University Press. Cambridge, England, 1905.
37. Bateman H. The solution of a system of differential equations occurring in the theory of radioactive transformations // *Cambridge Philos. Soc. June, 1910 : proc Cambridge, United Kingdom, 1910*. Vol. 15, P. 423–427.
38. Cetnar, J. General solution of Bateman equations for nuclear transmutations // *Annals of Nuclear Energy*. 2006. 33(7), 640–645. <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2006.02.004>

39. Cetnar, J., Stanisiz, P., & Oettingen, M. Linear Chain Method for Numerical Modelling of Burnup Systems // *Energies*. 2021. 14(6), 1520. <https://doi.org/10.3390/en14061520>
40. Dreher, R., 2013. Modified Bateman solution for identical eigenvalues. *Ann. Nucl. Energy* 53, 427–438. <http://dx.doi.org/10.1016/j.anucene.2012.06.019>
41. Malovytsia M. S. Removing singularities in the Bateman radioactive transformation equations using partial fraction decomposition // *Annals of Nuclear Energy*. Vol. 192. Art. 109942 (2023) <https://doi.org/10.1016/j.anucene.2023.109942>
42. Moler, C., Van Loan, C. Nineteen dubious ways to compute the exponential of a matrix, twenty-five years later // *SIAM review*. 2003.. 45(1), 3-49.
43. Pusa, M. Rational approximations to the matrix exponential in burnup calculations // *Nuclear science and engineering*. 2011. 169(2), 155-167.
44. Pusa, M., Leppänen, J. Computing the matrix exponential in burnup calculations // *Nuclear science and engineering*. 2010. 164(2), 140-150.
45. Isotalo, A. E., & Aarnio, P. A. (2011). Comparison of depletion algorithms for large systems of nuclides. *Annals of Nuclear Energy*, 38(2-3), 261-268.
46. Isotalo, A. E., & Wieselquist, W. A. A method for including external feed in depletion calculations with CRAM and implementation into ORIGEN // *Annals of Nuclear Energy*. 2015. 85, 68-77.
47. Isotalo, A., & Pusa, M. Improving the accuracy of the chebyshev rational approximation method using substeps // *Nuclear Science and Engineering*. 2016. 183(1), 65-77.
48. Devan K., Gopalakrishnan V., Mohanakrishnan P., Sridharan M.S. REPARATION OF MULTIGROUP LUMPED FISSION PRODUCT CROSS-SECTIONS FROM ENDF/B-VI FOR FBRs // *Ann. Nucl. Energy*. 1998. Vol. 25, No. 1 3, pp. 161 179.
49. Gruppelaar, H., Pijlgroms, B. J., Kloosterman, J. L., Rimpault, G., Kawai, M., Smith, P. Status of Pseudo-fission-product Cross-sections for Fast Reactors. Netherlands, 1998.

50. Gil, C. S., Kim, D. H., & Chang, J. (2005, May). Group constants generation of the pseudo fission products for fast reactor burnup calculations. In AIP Conference Proceedings (Vol. 769, No. 1, pp. 527-530). American Institute of Physics.
51. Macfarlane R.E., Muir D.W., Boicourt R.M., Kahler A.C., Comstock A.C., Conlin J.L. The NJOY Nuclear Data Processing System, Version 2016. United States: N. p., 2017. <https://doi.org/10.2172/1338791>

ДОДАТОК А

ЛАНЦЮГИ ЯДЕРНИХ ПЕРЕТВОРЕНЬ ПРОДУКТІВ ПОДІЛУ

Червоним кольором позначені найбільш впливові ізотопи, синім кольором – ізотопи, період напіврозпаду яких менше однієї години. Варто зазначити, що для уникнення ускладнення ланцюгів перетворення, тут не зображені реакції поділу які є основним джерелом всіх ізотопів наявних у ланцюгах перетворень.

