

Имя пользователя:
Баранюк Александр Володимирович

ID проверки:
1011595896

Дата проверки:
16.06.2022 14:41:35 EEST

Тип проверки:
Doc vs Internet + Library

Дата отчета:
16.06.2022 14:44:15 EEST

ID пользователя:
100007114

Название файла: TYa-81-KovalenkoOV-diploma-2022

Количество страниц: 31 Количество слов: 6308 Количество символов: 46540 Размер файла: 1.47 MB ID файла: 1011464710

Обнаружены модификации текста (могут влиять на процент совпадений)

0.13% Совпадения

Наибольшее совпадение: 0.13% с источником из Библиотеки (ID файла: 5522422)

Не найдено источников из Интернета

0.13% Источники из Библиотеки

1

Страница 33

0% Цитат

Исключение цитат выключено

Исключение списка библиографических ссылок выключено

0% Исключений

Нет исключенных источников

Модификации

Обнаружены модификации текста. Подробная информация доступна в онлайн-отчете.

Замененные символы

96

Подозрительное форматирование

9 страниц

4 ОЦІНКА ВПЛИВУ ЗВОРОТНИХ ЗВ'ЯЗКІВ У РОЗМНОЖУВАЛЬНОМУ СЕРЕДОВИЩІ НА УМОВИ ПОГІРШЕННЯ ТЕПЛООБМІНУ ПРИ НАДКРИТИЧНИХ ПАРАМЕТРАХ ТЕПЛОНОСІЯ

Умови дослідження режимів теплообміну при надкритичних параметрах значно відрізняються від тих, що характерні в активній зоні перспективних реакторів. В першу чергу це пов'язано з умовами генерації теплової енергії, а сам в притаманних зворотних зв'язках при електричному та ядерному обігріві. У випадку джоулевого нагріву при джерелі струму, якій застосовується в експериментальному стенді зі збільшенням температури стінки збільшується тепловий потік. При застосуванні джерела напруги (сила струму є варіабільною величиною в залежності від опору тестової секції), то можна отримати від'ємні зворотні зв'язки по тепловому потоку. Величина теплового потоку в області досліджуваних параметрів як правило змінюється несуттєво (менше 10% [13]) і зважаючи на умови експерименту (стабілізований потік зі стаціонарними граничними умовами) не дають можливість зрозуміти вплив на режим теплообміну. По-друге, теплоносій надкритичних параметрів є досить агресивним середовищем і процеси пов'язані з радіолізом (умови роботи активної зони) можуть суттєво змінювати теплофізичні властивості в тепловому примежовому шарі, що також змінює умови теплообміну. Також до значущого, але мало дослідженого фактору, який здатний змінювати умови теплообміну із-за наявності масообміну в умовах корозії на негладкій поверхні [14].

Для перспективних реакторних установок з надкритичними параметрами теплоносія доцільним є використання переходу через точку псевдофазового переходу, яка характеризується екстремумом теплоємності, що дозволяє значно зменшити витрату теплоносія (до 10 разів при тому ж тепловідводі). В таких умовах відношення між густиною теплоносія на вході в зону обігріву та на виході може сягати декількох разів (в деяких випадках порядок). При цьому, за певної комбінації режимних параметрів може відбуватися різкий ріст температури гріючої стінки, при практично незмінній температурі теплоносія в зоні максимуму

теплоємності. Такі режими мають назву «погіршеного теплообміну», а існуючі експериментальні узагальнення свідчать про те, що такий стан чутливий до змін параметру q_{pw} [15-17]. Тобто у випадку стабільної роботи насосів (величина масової швидкості ρw постійна) стан теплогідравлічної системи елементарного каналу з ядерним обігрівом чутливий щодо зміни густини теплового потоку, яка функціонально залежить від температури.

Вище зазначені умови є особливостями, які певної мірою притаманні реакторам із киплячим теплоносієм з режимом кризи теплообміну першого роду. Суттєвою відмінністю є те, що надкритичний теплоносій однофазний, а умови роботи відносяться до експлуатаційних у контексті застосування ентальпії псевдофазового переходу.

Таким чином, проектування перспективних активних зон, в особливості для виявлення критичних режимних параметрів вимагає застосування мультифізичних підходів, які повинні деталізуватися в залежності від глибини проробки концепту. Саме такий підхід застосовується при обґрунтування концепту малого модульного реактора проекту ECC ESMART [18], в рамках якого розробляються і підходи, які описані нижче.

В даному розділі представлений опис основних напрацювань та підходів, які використовуються для розв'язання подібних задач.

4.1 Формалізація мультифізичного аналізу елементарної чарунки з надкритичними параметрами

Система рівнянь, яка описує течію середовища з надкритичними параметрами теплоносія має принципово нелінійну структуру. Усреднюючи визначальні величини по поперечному перерізу потоку в загальному випадку тривимірну систему рівнянь неізотермічного середовища можна звести до одновимірної [19], в якій функція теплового потоку зводиться до трансцендентного рівняння Ньютона - Ріхмана. Генерація теплової енергії

здійснюється у об'ємі палива, а її перенос за рахунок складного теплообміну. Для спрощення постановки вважатимемо, що перенос теплової енергії в моделі твел відбувається за рахунок теплопровідності у кожному з елементів (газові зазори, паливне осердя та оболонка). Такий підхід є раціональним у першому наближенні, що дозволяє дещо спростити базову систему рівнянь (4.1a)-(4.1б), та ввести поняття зональної моделі, опис якої наведений нижче.

Загальною особливістю (4.1a) та (4.1б) для теплогідравлічної частини задачі є те, що екстремально-нелінійна поведінка теплофізичних властивостей при надкритичних параметрах в околі точки псевдо-фазового накладає деякі особливості на побудову розв'язку.

Нестаціонарні процеси переносу однофазного середовища в одновимірному наближенні в загальному випадку може бути представлена у вигляді нелінійної системи (4.1a).

$$\left\{ \begin{aligned}
 & \frac{\partial(\rho f)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho w f) = \Gamma_G \\
 & \frac{\partial(\rho w f)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\rho w^2 f) = -f \frac{\partial p}{\partial x} - \rho g f \cos(\theta) - \xi \rho w P_h - \Gamma_p \\
 & \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(\varepsilon + \frac{w}{2} \right) f \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho w \left(\varepsilon + \frac{w^2}{2} \right) f \right] = - \frac{\partial}{\partial x} (\rho w f) - \xi f w (c_d s) + \\
 & + \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} f \right) - \phi(T, T_{wall}) \xi P_w w P_h - \Gamma_T \\
 & \phi(T, T_{wall}) = P_t \cdot \text{HTC} \cdot (T_{wall} - T) = P_t \cdot q \\
 & \rho = \rho(p, T) \\
 & \varepsilon = \varepsilon(p, T)
 \end{aligned} \right. \quad (4.1a)$$

Де функції $\rho(p, T)$, $\varepsilon(p, T)$ - термічне та калоричне рівняння стану середовища при НКП, $\Gamma_G, \Gamma_p, \Gamma_T$ - функції міжканального обміну масою, імпульсом та енергією, які в контексті каналного підходу прийняті рівними нулю.

Нестаціонарні процеси переносу теплоти у зональній моделі твел можуть бути описані рівнянням (4.1б):

$$\left\{ \begin{array}{l} \sum_i (\rho c_p)_i \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial r} \left(\sum_i \lambda_i \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \sum_i \lambda_i \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{T}{r} \frac{\partial}{\partial z} \right) - \sum_i \lambda_i \frac{\partial T}{\partial z} + \sum_i [q_v(r, z)]_i \\ q_v(r, z) = \varphi(\rho_{f-ff}, T, f, k_{eff}, C_i \dots) = \sum_{j=1}^n (\Sigma_j \cdot \Phi_j) \end{array} \right. \quad (4.16)$$

Де функції теплофізичних властивостей зі знаком суми характеризують зональність області і застосовують предикати; n – кількість груп для розрахунку нейтронного потоку.

Наприклад функція об'ємного енерговиділення $[q_v(r, z)]_i$ має ненульове значення лише в паливному осерді і визначається функціоналом нейтронного потоку Φ , що залежить від геометричних (r_i), матеріальних (ρ_i, C_i), температурних параметрів (T).

Зв'язок між (4.1a) та (4.1б) формулюється у вигляді функції інтерфейсного теплообміну, яку можна представити як:

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Fluid side: } q = -\lambda_i(T) \frac{dT}{dr} \Big|_{r=R_4} \\ \text{Solid side: } q = \text{HTC} \cdot (T_{r=R_4} - T_f) \end{array} \right. \quad (4.2)$$

В загальному випадку неізотермічної течії зі зміною теплофізичних властивостей функція коефіцієнту тепловіддачі є неявною, тобто залежить як від температури потоку, так і від температури стінки [20]. Даний факт накладає деякі додаткові особливості на розрахунковий алгоритм, оскільки в деяких випадках неявні кореляції для НКП являються «важко конвергентними» [21], тобто методи, що застосовуються для розв'язку (4.1a) та (4.1б) повинні бути з підвищеною стабільністю.

Вище зазначена система (4.1a)-(4.1б) описує спряжену нейтроннофізичну та теплогідрравлічну в 1D-2D-2D постановці, хоча з першого погляду це твердження неочевидне. В 1D постановці отримується аксіальний розподіл параметрів надкритичного потоку (температура, швидкість, тиск, густина, КТВ), в 2D (r - z) враховується перенос теплової енергії від паливного осердя до теплоносія, та в 2D (r - z) розраховується функція об'ємного енерговиділення за рахунок реакції ділення.

Схематизація розрахункової геометрії задачі представлена на Рис. 4.1. Опис граничних умов розрахункової моделі елементарного твел наведений в Табл. 4.1.

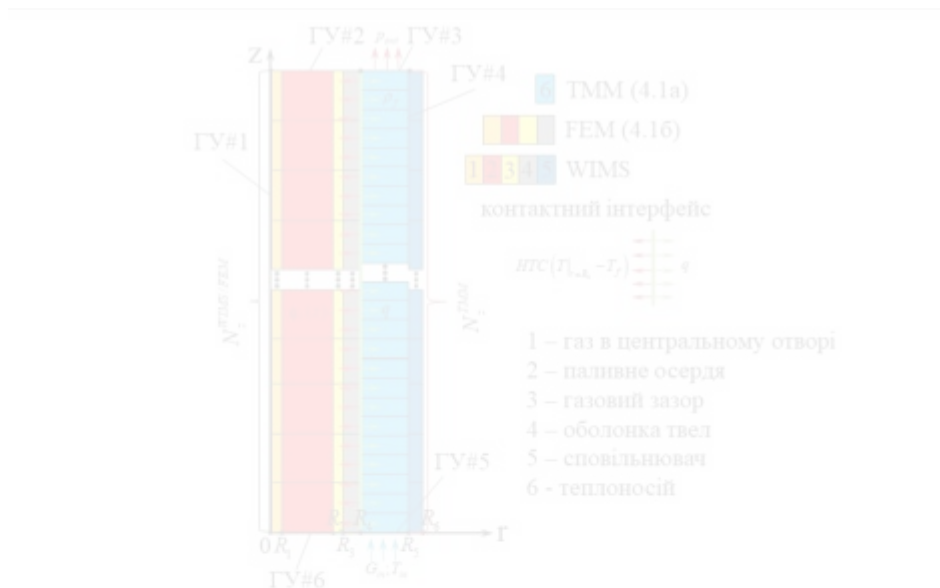


Рис. 4.1 – схематизація геометрії розрахункової моделі елементарної моделі твел НКП

Табл. 4.1 – Опис граничних умов розрахункової моделі елементарного твел

Маркер (див. Рис 4.1)	Тип ГУ	Формалізація	Опис
ГУ#1	«Вісь»	$\frac{\partial P}{\partial r} = 0$	Застосовується для вирішення рівняння (4.16) в осесиметричній постановці.
ГУ#2	«Адіабата»	$\frac{\partial P}{\partial r} = 0$	Для (4б), для коду WIMS баклінги прийняті рівними нулю.
ГУ#3	«Вихід»	$P_{out} = p_{out}$	Параметри теплоносія на виході з каналу (4.1а)

Маркер (див. Рис 4.1)	Тип ГУ	Формалізація	Опис
ГУ#4	«Симетрія»	$\frac{\partial \Pi}{\partial r_{r+}} = - \frac{\partial \Pi}{\partial r_{r-}}$	Відносяться до коду WIMS (нескінченна решітка, радіальний баклінг 0,0)
ГУ#5	«Вхід»	$\Pi_{in} = \{G_{in}; T_{in}\}$	Параметри теплоносія на вході в канал (4.1a)
ГУ#6	«Адіабата»	$\frac{\partial \Pi}{\partial r} = 0$	Для (4b), для коду WIMS баклінги прийняті рівними нулю.

Примітки:
 Π - формальний скаляр

Для розрахунку нейтронофізичної частини задачі застосовується відомий у багатьох лабораторіях світу код для розрахунку решіток WIMS5b [22] у якому умовний твел представляє собою багат шаровий циліндр скінченної висоти в r-z геометрії із застосуванням ідентифікатору PRIZE [23,24]. Більш детальний опис представлений нижче. Лише зауважимо, що зона сповільнювача виділяється явн що є особливістю елементарних чарунок перспективних надкритичних реакторів та полягає в збільшенні середньої густини води для термалізації нейтронів [25].

4.2 Опис концепції побудови розрахункової процедури для одновимірної теплогідравліки

Перш ніж побудувати розв'язок системи (4.1a), яка описує одновимірний рух неізотермічного середовища введемо деякі припущення основною метою які є спрощення кінцевої форми запису і в першому наближенні не впливає на отримані результати:

- 1) Внутрішню енергію потоку (куТ) представимо $\rho \cdot \frac{p}{\rho}$.

- 2) Теплопроводність в аксіальному напрямку значно нижча ніж конвективна складова.
- 3) Зміна площі поперечного перерізу каналу не змінюється по координаті та в часі.
- 4) Зміна теплофізичних властивостей від температури та тиску несуттєва в межах часового кроку інтегрування.
- 5) Стисливістю середовища нехтуємо.
- 6) Приймаємо, що похідні теплофізичних властивостей по координаті рівні нулю.

Коефіцієнт гідравлічного опору (в контексті даної роботи та розрахунку) та коефіцієнт теплопровідності λ є складними функціями координати, а також середніх характеристик потоку, що додатково ускладнює постановку. Розв'язок системи (4.1a)-(4.1b) базується на спряженому гібридному підході, в якому рівняння теплопроводності (4.1b) вирішується за допомогою МСЕ, а рівняння переносу неізотермічної течії (4.1a) вирішуються за допомогою оригінальної числової процедури, основні принципи якої детально описані в [26]. Спільним для (4.1a) та (4.1b) є те, що нестационарні члени апроксимуються неявним чином у вигляді трьох точкової скінченної різниці (4.3), в якій в залежності від вагових коефіцієнтів можна отримати перший або другий порядо точності.

$$\frac{\partial P}{\partial \tau} \approx \omega_1 P + \omega_2 P_{\text{ст}} + \omega_3 P_{\text{00}} \quad (4.3)$$

Де, P – формальний скаляр (температура, аксіальна швидкість), індекс «0» та «00» відповідно значення на минулому та позаминулому часових кроках.

Як було зазначено, (4.1a) є нелінійною неоднорідною системою, в якій вільні члени в рівняннях руху та енергії є складними функціями параметрів усередненого потоку. Отримати аналітичний розв'язок якої, навіть для відносно простих ГУ на сьогоднішній день не представляється можливим.

Ефективним розв'язком в контексті елементарної теплогідравлічної ланки (труба, трійник, коліно) слід вважати таким, від якого не залежить від заданих Г

(з точки зору їх геометричної позиції). Тобто універсальність визначається тим, що в незалежності від комбінацій фізично обґрунтованих ГУ, стратегія отримання розв'язку не змінюється (в деяких випадках під «стратегією отримання розв'язку розуміється вид аналітичної залежності, яка відповідає вхідному диференційному рівнянню). Це дозволяє однозначно функціонально зв'язати стан на початку елементарної ланки (наприклад, труби) з її кінцем, що може бути представлено у вигляді матричної тотожності. Матрицю зв'язку можна інтерпретувати як перенос параметрів на початку в параметри на кінці (для потокових величин це твердження має фізичний зміст). Вище описана властивість є вкрай важливою для задач пов'язаних з різним теплогідрравлічним станом елементарного каналу з тв

Нехай величинами, які характеризують неізотермічний потік теплоносія вважатимуться масова витрата (G), температура (T), а також абсолютний статичний тиск (p). Попередньо необхідно переписати ті терми (4.3), які вміщують швидкість, яку потрібно виразити через масову витрату G , а також врахувати дискретизації похідної за часом (4.3). Зазначимо, що похідні за часом в силовому та енергетичному рівнянні розкладалися на елементарні складові (похідні відносно температури та тиску).

Згідно з [26] основні параметри потоку представляються як сума «базової» та «коригуючої» величини (4.4).

$$G = G_0 + G_k; p = p_0 + p_k \frac{T}{T_0} \quad (4.4)$$

Якщо підставити (4.4) в (4.1а) з урахуванням правил лінеаризації [26] в яких відкидаються члени вищого за перший порядок при розкладі у ряд Тейлора (з урахуванням змішаних похідних), то можна отримати в граничному випадку $G_k \rightarrow 0; p_k \rightarrow 0; T_k \rightarrow 0$ еквівалентну систему, яка в коефіцієнтній формі відносно «коригуючих» величин може бути представлена як (4.5а).

$$\begin{cases} \frac{\partial G_k}{\partial x} = 0 \\ \frac{\partial p_k}{\partial x} = B_{G_k} \cdot G_k \cdot B_k \\ \frac{\partial T_k}{\partial x} + A_k T_k = C_p p_k + C_{G_k} G_k + C_{T_k} \end{cases} \quad (4) \quad (5a)$$

Кожен із коефіцієнтів $B_{G_k}, B_k, A_k, C_p, C_{G_k}, C_{T_k}$ є складною функцією «базових» величин, а також аксіальної координати (4.5б)-(4.5д).

$$B_{G_k} = \frac{2G_6}{\rho f} \frac{\partial f}{\partial x} - \xi \frac{\pi D G_6}{4 \rho f^3} - \frac{\omega_1}{f} \quad (4.5б)$$

$$B_k = \frac{G_6^2}{\rho f^3} \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{\partial p_6}{\partial x} - \rho g f \cdot \cos(\theta) - \xi \frac{D G_6}{8 f^3} - \frac{G_6^2}{f} - \frac{G_6}{f} - \frac{\omega_1}{f} - \frac{\omega_2}{f} - \frac{\omega_3}{f} \quad (4.5в)$$

$$A_k = \frac{\rho f}{G_k} \omega_1 \quad (4.5в)$$

$$C_{T_k} = \frac{f}{G_k c_p} \omega_1 \quad (4.5г)$$

$$C_p = \frac{3G_6}{\rho f c_p} \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{1}{G_6} \frac{\partial T_6}{\partial x} - g \cdot \cos(\theta) - \xi \frac{\pi D G_6}{8 \rho f^3} - \frac{2\omega_1}{\rho f c_p} - \frac{G_6 \omega_2}{\rho f c_p} - \frac{G_6 \omega_3}{\rho f c_p} \quad (4.5г')$$

$$C_{G_k} = \frac{G_6^2}{\rho f c_p} \frac{\partial f}{\partial x} - \frac{\partial T_6}{\partial x} - \xi \frac{\pi D G_6^2}{8 \rho f^3} - \frac{a(x) D}{G_k c_p} - g G_6 \cdot \cos(\theta) \quad (4.5д)$$

$$\frac{\rho f}{G_6} (\omega_1 T_6 + \omega_2 T_0 + \omega_3 T_{00}) + \frac{f}{G_6 c_p} (\omega_1 p_6 + \omega_2 p_0 + \omega_3 p_{00}) - \frac{1}{c_p \rho} (\omega_1 G_6 + \omega_2 G_0 + \omega_3 G_{00})$$

Де враховано, що тепловий та гідравлічний периметри діаметр – еквівалентний діаметр каналу).

Якщо вважати, що розподіл «базових» величин уздовж осьової лінії відомий, то (4.5а) являється лінійною системою неоднорідних диференціальних з змінними коефіцієнтами відносно «коригуючих» величин. Отримана система рівнянь значно простіша ніж (4.1а), проте отримати аналітичний розв'язок якої для всієї ділянки й досі досить складно.

Для розуміння того, що характеризує система (4.5а), розглянемо вільні члени B_k та C , які в точності відповідають вхідним рівнянням системи (4.1а) (з

урахуванням перетворень). Фактично вільні члени (4.5а) характеризують нев'язку вхідної системи (4.1а) при поточних розподілах «базової» величини. Зважаючи на (4.4), «коригуюча» величина характеризує наскільки поточний розв'язок у вигляді «базових» величин відрізняється від точного рішення (див. Рис. 4.2). Таким чином, стає зрозумілим, що (4.4а) характеризує розподіл різниці між точним та наближеним розв'язком.

Очевидно, що наблизити «базовий» розв'язок до точного наперед задану величину відхилення (критерій конвергенції) можливо шляхом ітераційного уточнення базової величини.

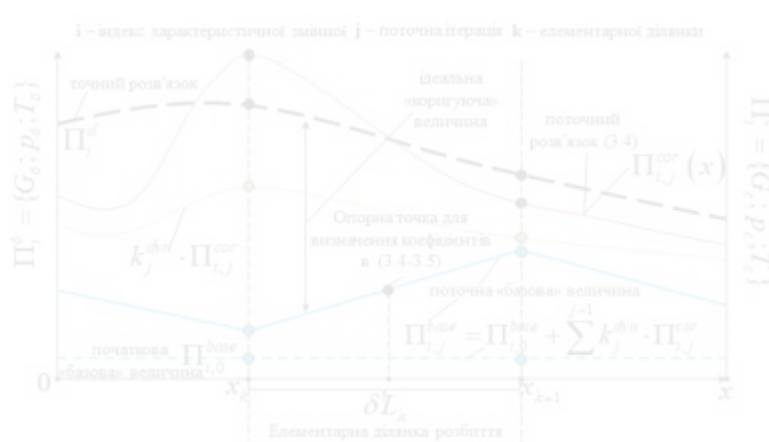


Рис. 4.2 – Принцип побудови розв'язку рівнянь одновимірної теплогідроліки

Для того, щоб уточнювати базові величини, необхідно насамперед отримати розподіл G_k, p_k, T_k , тобто якимось чином отримати розв'язок (4.5а). Для цього довжину каналу теплоносія L розіб'ємо довільним чином (загальний випадок) на елементарні ділянки довжиною δL_j . В межах кожної ділянки вважатимемо постійними коефіцієнти (4.5б)-(4.5д), які визначаються референтними значеннями базових величин та координат $\{G_0^{ref}, p_0^{ref}, T_0^{ref}, x_0^{ref}\}$, що геометрично розташовані в межах елементарної ділянки. Тоді для (4.5а)-(4.5д) системою звичайних

неоднорідних диференціальних рівнянь зі сталими коефіцієнтами, яка може досить просто бути проінтегрована. Нехай координата початку ділянки x_i , а кінця відповідно x_{i+1} , тоді послідовно інтегруючи кожне рівняння (4.5a) в межах $x_i; x_{i+1}$, з урахуванням того, що $G_{k,i}(x_i) = G_{k,i}^{in}; p_{k,i}(x_i) = p_{k,i}^{in}; T_{k,i}(x_i) = T_{k,i}^{in}$, а також $G_{k,i}(x_{i+1}) = G_{k,i}^{out}; p_{k,i}(x_{i+1}) = p_{k,i}^{out}; T_{k,i}(x_{i+1}) = T_{k,i}^{out}$ загальний розв'язок можна представити у вигляді (для $x_i; x_{i+1}$):

$$G_{k,i}(x) = G_{k,i}^{in} + \dots \quad (4.6a)$$

$$p_{k,i}(x) = p_{k,i}^{in} + \dots \quad (4.6b)$$

□

$$T_{k,i}(x) = G_{k,i}^{in} \left(\frac{B_k C_k}{A_k} [x - x_i e^{-A_k(x-x_i)}] + \frac{A_k C_k}{A_k} \frac{A_k B_k C_k}{A_k} \frac{x_i}{A_k} \frac{G_k B_k}{A_k} e^{-A_k(x-x_i)} \right) + p_{k,i}^{in} \frac{C_k}{A_k} [1 - e^{-A_k(x-x_i)}] + T_{k,i}^{in} e^{-A_k(x-x_i)} + \frac{B_k C_k}{A_k} [x - x_i e^{-A_k(x-x_i)}] + \frac{A_k C_k}{A_k} \frac{-A_k B_k C_k}{A_k} \frac{x_i}{A_k} \frac{G_k B_k}{A_k} e^{-A_k(x-x_i)}$$

□

Фактично (4.6a)-(4.6b) при x_i є матрицею зв'язку параметрів на початку та кінці елементарної ділянки розбиття, що як було зазначено важливо для різних режимів роботи каналу (різні ГУ).

Для того, щоб отримати розподіл «коригуючої» величини для всієї ділянки труби, необхідно знати три значення $G_{k,i}^{in}; p_{k,i}^{in}; T_{k,i}^{in}$ на початку або в кінці труби $G_{k,i}^{out}; p_{k,i}^{out}; T_{k,i}^{out}$, які фактично є граничними умовами. В загальному випадку комбінація ГУ може бути такою, що трійка значень розподілена по обидва боки трубопроводу (наприклад, масова витрата та тиск задані на початку трубопроводу, а температура в кінці). Для цього формується просте співвідношення, яке дозволяє отримати всі 6 значень «коригуючої» величини на границях потоку (у сенсі входу та виходу).

$$\begin{pmatrix} \tilde{A}_{11} & \tilde{A}_{12} & \tilde{A}_{13} & \tilde{B}_{11} \\ \tilde{A}_{21} & \tilde{A}_{22} & \tilde{A}_{23} & \tilde{B}_{21} \\ \tilde{A}_{31} & \tilde{A}_{32} & \tilde{A}_{33} & \tilde{B}_{31} \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \prod_{i=1}^N \begin{pmatrix} A_{11}^i & A_{12}^i & A_{13}^i & B_{11} \\ A_{21}^i & A_{22}^i & A_{23}^i & B_{21} \\ A_{31}^i & A_{32}^i & A_{33}^i & B_{31} \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (4.7a)$$

$$\begin{pmatrix} G_{\kappa j}^{out} \\ p_{\kappa j}^{out} \\ T_{\kappa j}^{out} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tilde{A}_{11} & \tilde{A}_{12} & \tilde{A}_{13} \\ \tilde{A}_{21} & \tilde{A}_{22} & \tilde{A}_{23} \\ \tilde{A}_{31} & \tilde{A}_{32} & \tilde{A}_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_{\kappa j}^{in} \\ p_{\kappa j}^{in} \\ T_{\kappa j}^{in} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} B_{11} \\ B_{21} \\ B_{31} \end{pmatrix} \quad (4.7b)$$

В (4.7a) формується матриця зв'язку початку та кінця каналу, на основі коефіцієнтів локальних матриць $[A(x_i^{ref})]$ та $[B(x_i^{ref})]$, коефіцієнти яких визначаються згідно з (3.5) при $i=1, \dots, N$. (4.7b) є системою лінійних алгебраїчних рівнянь відносно значень «коригуючих» величин на границях розрахункової ділянки (труби), три з яких відомі величини. На основі (4.7b) формується трійка чисел $G_{\kappa}^{in}, p_{\kappa}^{in}, T_{\kappa}^{in}$, яка є відправною точкою для відновлення розподілу шляхом прогонки [26,27] на основі матричного співвідношення (4.8).

$$\begin{pmatrix} G_{\kappa j}^{out} \\ p_{\kappa j}^{out} \\ T_{\kappa j}^{out} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A(x_i^{ref}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} G_{\kappa j}^{in} \\ p_{\kappa j}^{in} \\ T_{\kappa j}^{in} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} B(x_i^{ref}) \end{pmatrix} \quad (4.8)$$

Після того, як отримано розподіл p_{κ}, T_{κ} необхідно уточнити «базову» величину, що є складовою числової процедури розв'язку (4.1a), яку в загальному можна розділити на чотири складові (на поточному часовому кроці).

«Крок №1: підготовка». На даному етапі визначаються основні функціональні залежності (теплофізичні властивості, геометричні характеристики, граничні умови) від простору і часу. Дискретизується розрахункова область (трубка) і задаються початкові розподіли «базових»

величин $G_{\kappa}, p_{\kappa}, T_{\kappa}$ а також розраховуються похідні $\frac{\partial G_{\kappa}}{\partial x}, \frac{\partial p_{\kappa}}{\partial x}, \frac{\partial T_{\kappa}}{\partial x}$. Задаються

налаштування розрахункової процедури $\lambda_{up}^{sign}, \lambda_{down}^{sign} (\Delta T_i^{max} - \text{дозволена}$

максимальна амплітуда «коригуючої» величини на одній ітерації; λ_{sign}^{max}

дозволена кількість знакозбереження амплітуди «коригуючої» величини, $\lambda_{up}^{Pi^d}, \lambda_{down}^{Pi^d}$ - коефіцієнти нижньої та верхньої релаксації).

«Крок №2: формулюємо локальні матриці зв'язку». На основі розв'язку (4.6a)-(4.6b) для елементарної геометричної ділянки, обчислюються коефіцієнти локальної передавальної матриці $[A(x_i^{ref})]$, а також вільного члена у вигляді вектора $[B(x_i^{ref})]$. Формуємо матрицю зв'язку початку і кінця ділянки інтегрування (4.7a), (4.7b). Це дозволяє отримати зв'язок ГУ на початку і кінці каналу, що дає можливість формувати будь-яку комбінацію ГУ.

«Крок №3: відновлення поля «коригувальних» величин». Визначаємо значення на границі розрахункової області шляхом вирішення (4.6). Далі відновлюємо розподіл за допомогою прогону (4.8) і перевіряємо відповідність значень вектора в кінці ділянки інтегрування.

«Крок №4: динамічне уточнення «базової» величини». При уточненні наближеного рішення T_6 часто трапляється так, що «коригуюча» величина переповнює значення параметра вже дуже близького до точного рішення. Таке буває, наприклад, через те, що значення температури в кожній точці вже як завгодно мало відрізняється від «точного» рішення, а значення тиску не зійшлися. Подібна ситуація призводить до коливань збіжності розв'язку, які затухають дуже слабо, або в особливо складних задачах течії надкритичних параметрів призведе до розбалансу рішення. З метою запобігання цій ситуації на «кроці №1» задаються допустимі амплітуди «коригуючих» величин T_i^{max} . Для демпфування осциляції розв'язку вводиться керуючий параметр γ , який визначає дозволена кількість ітерацій зі збереженням знаку амплітуди «коригуючої» величини $(T_i)_{max}$, яка визначена на «кроці №3». На кожній ітерації відслідковується поточна кількість кроків збереження знаку амплітуди. У разі, якщо знак амплітуди «коригуючої» величини не змінюється більше γ кроків ітерації, то допустиме відхилення T_i^{max} множиться на верхній

релаксаційний коефіцієнт $\lambda_{down}^{\Pi_i^d}$. При цьому не допускається щоб значення величини обмеження $(\Delta\Pi_i^{\max})_{new}$ перевищило значення задане на «кроці №1». Якщо під час ітерацій знак «коригуючої» величини змінився, то множиться на, тим самим збільшуючи обмеження. Якщо під час ітерацій знак «коректує» змінився, то $\Delta\Pi_i^{\max}$ множиться на $\lambda_{down}^{\Pi_i^d} \leq 1$, тим самим збільшуючи обмеження. Таким чином на кожному кроці здійснюється перенормування розподілу кожної коригуючої величини на амплітуду, яка визначається за допомогою (4.9).

$$(\Delta\Pi_i^{\max})_j^{ef} = \begin{cases} N_{itr}^{sc} > N_{sign}^{\Delta\Pi_i^{\max}}, \forall \lambda_{up}^{\Pi_i^d} (\Delta\Pi_i^{\max})_{j-1}^{ef} < \Delta\Pi_i^{\max} \Delta\Pi_{up}^{\Pi_i^d} \left(\max_i \right)_{j-1}^{ef} \\ N_{itr}^{sc} = 1, \lambda_{down}^{\Pi_i^d} (\Delta\Pi_i^{\max})_{j-1}^{ef} \\ 1 < N_{itr}^{sc} \leq N_{sign}^{\Delta\Pi_i^{\max}} \Delta\Pi_i^{\max} \left(\max_i \right)_{j-1}^{ef} \end{cases} \quad (4.9)$$

Тоді «базова» величина T_6 на одному ітераційному кроці може бути відкоригована на величину $k_{i,real}^{dyn} \{G, P, T\}$, де k_j^{dyn} - коефіцієнт корекції визначається як:

$$k_{\Pi_i^c}^{dyn} = \max \left\{ \frac{\Pi_i^c}{(\Delta\Pi_i^{\max})_j^{ef}} \right\} \Rightarrow k_i^{dyn} = \left[\begin{matrix} 1 < k_{i,real}^{dyn} < 1, k_{i,real}^{dyn} \\ \max \left\{ k_{\Pi_i^c}^{dyn} \right\}, \left[k_{i,real}^{dyn} = 1, k_{i,real}^{dyn} \right] \end{matrix} \right] \quad (4.10)$$

Подібний підхід для обмеження рішення був використаний в роботах [28, 29]. Аналогічно може здійснюватися корекція похідних «базової» величини по координаті, яка входить в (4.6a)-(4.6b). Для цього достатньо взяти похідну на ділянці від (4.8) і скоригувати значення похідних базової величини.

Таким чином, наближений розв'язок (4.1a) для каналу можна представити у вигляді:

$$\begin{cases} G(x) \approx G_6^0 + \sum_{i=1}^N k_i^{dyn} G(x)_k^i \\ p(x) \approx p_6^0 + \sum_{i=1}^N k_i^{dyn} p(x)_k^i \\ T(x) \approx T_6^0 + \sum_{i=1}^N k_i^{dyn} T(x)_k^i \end{cases} \quad (4.11)$$

Де, N – кількість ітерацій до досягнення критерію збіжності, який в процедурі прийнятий єдиним для трьох параметрів і визначається значенням $\max\{k_{pi}^{dyn}\}$ і в контексті даної роботи приймається рівним кожному часовому кроку. Розподіл $\{G(x)_6^0, p(x)_6^0, T(x)_6^0\}$ є розв'язком, що припускається перед ітеративним наближенням.

Наближений розв'язок (4.11) можна трактувати як миттєвий, оскільки він отримується для поточного часового кроку. Розподіл $\{G(x)_6^0, p(x)_6^0, T(x)_6^0\}$ на першому часовому кроці приймається формуються на основі початкових умов для перехідної задачі. На кожному наступному часовому кроці розподіли $\{G(x,t)_6^0, p(x,t)_6^0, T(x,t)_6^0\}$ розраховуються за допомогою (4.11), тобто приймаються рівними розв'язку з минулого часового кроку. Відзначимо, що $\{G(x,t)_6^0, p(x,t)_6^0, T(x,t)_6^0\} = \{G_{las}, p_{las}, T_{las}\}$.

4.3 Побудова розв'язку для переносу теплової енергії через оболонку твел

Вихідне рівняння, яке описує перенос теплової енергії через оболонку твел (4.1б) базується на зональному принципі у припущенні, що конвективні процеси викликані гравітацією незначні, а основний механізм переносу – теплопровідність. В першому наближенні випромінення між поверхнями не враховується.

За своєю суттю (4.1б) в загальному випадку є нелінійним диференціальним рівнянням другого порядку від температури, тобто потребує лінеаризації. Для цього можна застосувати метод «базової» та «коригуючої» величин аналогічно як було описано вище, але в контексті даної роботи він є надлишковим. Зважаючи на організацію розрахунку (очевидно це ітеративний процес) раціональним з точки зору простоти реалізації та швидкості збіжності є використання методу, в яких теплофізичні властивості визначаються виходячи з температури минулого часового кроку (метод запізнюючих коефіцієнтів), або ж з минулого ітераційного кроку (метод поступового наближення). Фактично це дозволяє звести (4.1б) до диференційного рівняння зі змінними коефіцієнтами. Зазначимо, що алгоритмічна побудова обох підходів практично ідентична, тому в розрахунковій процедурі автоматично реалізований кожен з методів.

Особливістю припущення, що передача теплової енергії через газові зазори відбувається лише за рахунок теплопровідності, полягає в тому, що можна побудувати розрахункову модель використовуючи зв'язану розрахункову сітку, що суттєво прискорює розрахунки за рахунок більш швидкої компоновки матриць. Використання індивідуальних теплофізичних властивостей в кожній умовній зоні реалізується за рахунок маркерів елементів. Дискретизація кожної і умовних зон містить в собі індивідуальну кількість елементів у радіальному напрямку, які задаються у якості налаштувань. З метою відтворення нерівномірності густини теплового потоку використовуються елементи другого порядку. Дискретизація та маркування твердотільної моделі твел наведені на Рі 4.3.

Для розв'язання рівняння (4.1б) з урахуванням вище зазначених допущень та спрощень був застосований метод скінчених елементів, який був реалізований в розрахунковій процедурі. Для кожного елементу сітки розподіл температурного поля апроксимується функцією форми, яка може бути представлена у вигляді поліному (4.12)

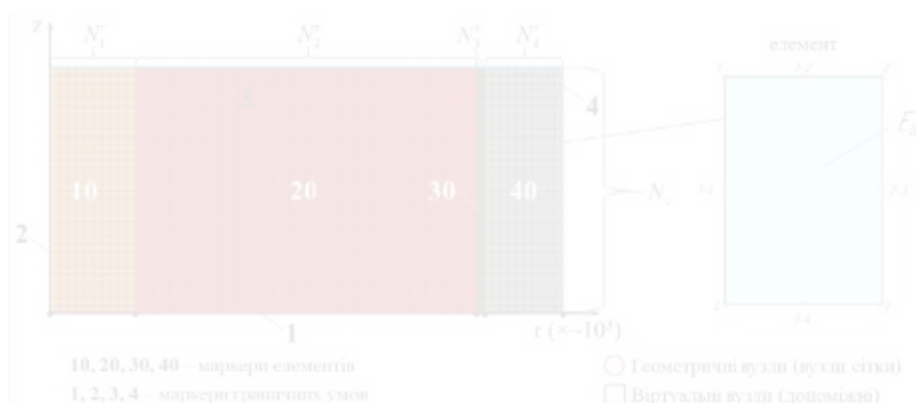


Рис. 4.3 – Дискретизация та маркування твердотельной модели твела

$$T(r, z) = \sum_{m=1}^M q_m(r, z) = \sum_{m=1}^M (a_{1m} r + a_{2m} z + a_{3m} r^2 + a_{4m} z^2 + a_{5m} r z + a_{6m}) \quad (4.12)$$

Де q_m - коэффициенты разложения функции температуры для m-ого элемента

Використовувати функцію форми вигляду (4.12) в даному випадку досить доречно, оскільки організувати відповідну інтерполяційну функцію для результатів досить просто, а також отримувати вектор теплового потоку.

Для простоти постановки відповідні граничні умови (див. Рис. 4.1) також промарковані, що дозволяє позбутися різного роду предикатів, які у випадку фільтрації вузлів чи ребр граничних елементів можуть працювати нестабільно із за округлення відповідних координат.

Джерело енерговиділення в паливному осерді (друге рівняння системи 4.1б) вважатимемо рівномірним по поперечному перерізу, яке представимо у вигляді (4.13)

$$q_v(z) = \bar{q}_v \phi(z) \quad (4.13)$$

Де $\phi(z)$ безрозмірний аксіальний профіль енерговиділення який визначається за допомогою розрахункової моделі WIMS.

4.4 Короткий опис використання WIMS для відтворення функції енерговиділення

Для визначення функції енерговиділення, як було зазначено вище побудована модель елементарного твелу в r - z геометрії з використанням ідентифікатора PRIZE, який на основі методу ймовірності перших зіткнень дозволяє отримати групові нормовані групові потоки нейтронів, а також групові константи. Розрахункова геометрія для кожної зони розбивається рівномірно в аксіальному напрямку для того, щоб задавати індивідуальні концентрації, а також температуру та густину. Зазначимо що у мануалі розрахункового коду WIMS присутній приклад, в якому задача розв'язується в r - z геометрії [23, приклад №18].

Таким чином, в аксіальному напрямку модель складається із циліндричних елементів однакової висоти. В радіальному напрямку чарунка складається із шести зон починаючи із центра: «центрального отвору», «палива», «газового зазору», «оболонки», «теплоносія» і «сповільнювача». Сповільнювач в моделі представляє собою легку воду надкритичного тиску при температурі, що дозвол сповільнювати нейтрони до теплових енергій и таким чином моделювати елементарну чарунку реактора надкритичного тиску, що працює на теплових нейтронах. Зазначимо, що використання модераторів з водою «більшої» густини дуже поширеним серед існуючих перспективних концептів саме прямоточних активних зон [28].

З метою організації спряження теплогідравлічної частини задачі з нейтронофізичною було створено спеціальний модуль який формує вхідний файл для скомпільованої версії WIMSD-5B. Фактично організація інтерфейсу базується на автоматичній pre/post процедурі. Не дивлячись на те, що такий спосіб не відповідає строгому спряженню у контексті програмної реалізації (обмін повідомленнями через реєстри оперативної пам'яті) він застосовується багатьма сучасними програмними комплексами, наприклад таким як ANSYS (в структурі

проектів видно, що обмін відбувається шляхом використання полів змінних між модулями різної фізики, які записані у файли даних).

Розподіл температури та густини елементів моделі задається за допомогою процедури формування вхідного файлу розрахунку WIMSD-5B, вхідними даними для якої є дві матриці розмірності $N_{IMS} \times N_{IMS}$, де N_{IMS} – кількість елементів в аксіальному напрямку. Кожен стовпчик матриці відповідає зоні моделі в радіальному напрямку починаючи із центра коаксіальної системи циліндрів. Нумерація строк матриці ставиться у відповідність номера елементу в аксіальному напрямку починаючи із входу теплоносія. Відповідні поля температури та густини для кожної зони отримуються шляхом вирішення теплогідролічної частини задачі, яка описана в п.4.2 та 4.3. Зауважимо, що всі теплогідролічні та нейтронно-фізичні величини вважаються осередненими по об'єму елементу з аксіальною координатою в центрі елементарного розбиття відповідного циліндру.

Аксіальний безрозмірний профіль енерговиділення не є величиною, що безпосередньо розраховується за допомогою розрахункового коду WIMSD-5B (принаймні в даній версії). Проте цей профіль можна отримати за допомогою непрямих обчислень, використовуючи величини представлені в результаті розрахунку.

Вважаючи, що все тепловиділення зосереджене в зоні палива у результаті процесу ділення та використовуючи такі зональні величини як інтегральний потік нейтронів, переріз ділення та енергію ділення. Величину відносного енерговиділення одного елементу зони «палива» пронормованого на одну реакцію поглинання по всій чарунці можна знайти за наступною формулою:

$$q_k = \sum_{g=1}^n \sum_{k'} \sigma_{k'}^{(g)} \cdot E_{k'} \cdot \Phi_{WIMSD}^{(g)} V_k^{(g)} \quad (4.14)$$

Де k – індекс аксіального елементу зони палива; $V_k^{(g)}$ – макропереріз ділення в g -тій енергетичній групі нейтронів; $\Phi_{WIMSD}^{(g)}$ – інтегральна густина

потіку нейтронів нормована на одну реакцію поглинання по всій чарунці; середня по елементу енергія поділу ядра палива.

Енергію поділу ядра для одного аксіального елемента зони палива вважаємо однаковою, так як ізотопний склад із висотою не змінюється, що є допустимим припущенням в контексті даної роботи, хоча розроблений модуль дозволяє задавати індивідуальний матеріальний склад.

Аксіальний профіль, який отриманий непрямыми обчисленнями за допомогою формули (4.14) являє собою безрозмірну функцію, тому його необхідно перенормувати на одиниці енерговиділення.

Нормуючий множник на основі профіля отриманого у WIMS можна знайти за наступною залежністю:

$$A = \frac{L}{\sum_{k=1}^N q_{WIMS}^k \cdot \Delta L_k} \quad (4.15)$$

Де L – довжина/висота каналу; ΔL_k – довжина одного елементарного циліндричного кільця (циліндру) в аксіальному напрямку. Таким чином, функцію аксіального профілю на основі результатів WIMS можна представити як:

$$\phi(z) = A \cdot q_{WIMS}(z) \quad (4.16)$$

Де $q_{WIMS}(z)$ - лінійна інтерполяційна функція на основі дискретних значень q_{WIMS}^k , яка визначається в (4.14).

Оскільки значення q_{WIMS}^k відносяться до центру елемента дискретизації моделі, то в інтерполяційній функції контролюються значення на умовних торцях розрахункової моделі шляхом лінійної екстраполяції.

Значення середнього об'ємного енерговиділення може бути як вхідним параметром так і функціональною залежністю від одного з геометричних чи фізичних параметрів розрахункової моделі. Наприклад для заданої потужності твел може відбуватися пошук оптимального значення радіусу сповільнювача при

фіксованих параметрах теплоносія на вході таким чином щоб ефективний коефіцієнт розмноження був строго рівним одиниці.

4.5 Основні замикаючі співвідношення та концепція спряження

В розрахункову мультифізичну модель входять емпіричні залежності для коефіцієнту опору тертя та коефіцієнта тепловіддачі, теплофізичні властивості теплоносія та елементів моделі твел. Також до необхідних параметр слід віднести опорний тиск, температуру та масову витрату, а також опціональн середнє значення енерговиділення в паливному осерді. Також необхідно задати геометричні характеристики розрахункової моделі у вигляді висоти та набору радіусів, які характеризують зони, а також параметри їх дискретизації для TMM, MCE та WIMS.

Теплофізичні властивості для води розраховувалися на основі стандарту IAPWS IF97 із застосуванням динамічної бібліотеки (.dll) відомого пакету WaterSteamPro v6.5.

Специфічна поведінка теплофізичних властивостей води при НКП при переході через точку псевдофазового переходу наведена на Рис. 4.4.

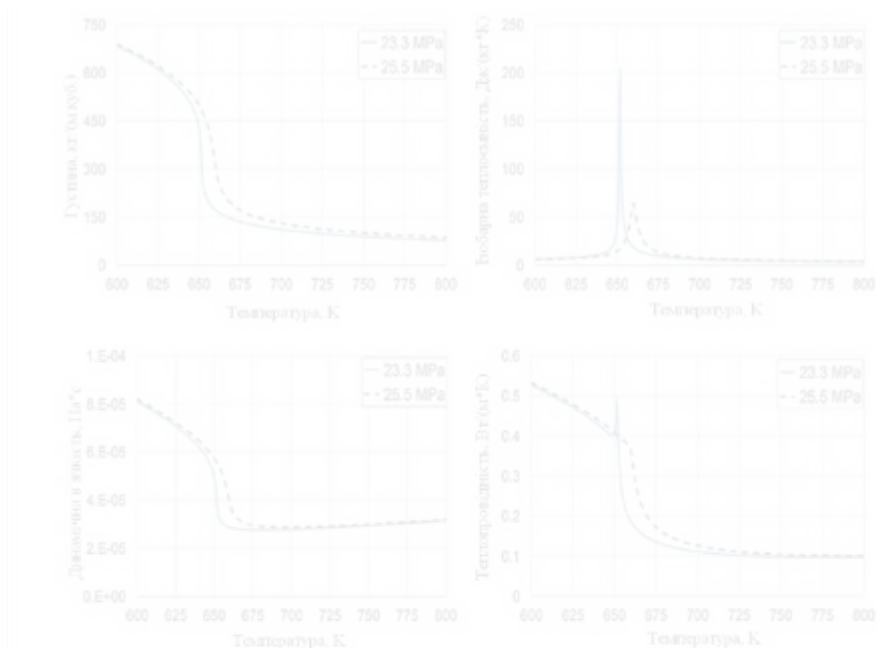


Рис 4.4 – Характерна поведінка теплофізичних властивостей води при НКП в залежності від температури та тиску

На Рис. 4.5 наведена залежність теплофізичних властивостей матеріалів відповідних областей зональної моделі твел (див. Рис. 4.1).

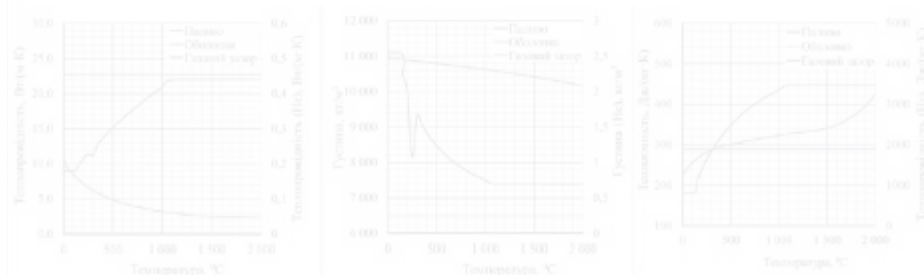


Рис 4.5 – Залежність теплофізичних властивостей твердотільної моделі твел

Коефіцієнт гідравлічного опору розраховувався за залежністю (4.17), яка узагальнює експериментальні дані для неізотермічного потоку з НКП [29].

$$\xi_{fr} = \left(1.82 \cdot \log_{10} \left[\frac{\text{Re}_f}{8} \right] \right)^{-2} \left(\frac{\mu_w}{\mu_f} \right)^{0.15} \left(\frac{\rho_w}{\rho_f} \right)^{0.1} \quad (4.17)$$

Коефіцієнти тепловіддачі розраховуються використовуючи кореляції Chen&Fang ($HTC_{C\&F}$), яка є результатом регресійного аналізу [30] і при апіорній оцінці є одним із найкращих узагальнень для НКП. Також застосовується кореляція Разумовського В.Г. (HTC_R) [31], яка базується на теоретично обґрунтованій формі типу Гелінські-Прандтля.

$$HTC_{C\&F} = \frac{\lambda_f}{d} \cdot 0.46 \text{Re}_f^{0.16} \left(\frac{\text{Pr}_w}{\text{Pr}_f} \right)^{0.1} \left(\frac{v_w}{v_f} \right)^{-0.55} \left[\frac{-h_w}{T_w - T_f} \frac{h_f}{T_w - T_f} \right]^{0.88} \left[\frac{\beta \phi q}{\rho_w \phi} \right]^{0.81} \quad (4.18a)$$

$$HTC_R = \frac{\lambda_f}{d} \cdot \frac{0.81 \cdot \left(\frac{\xi_{fr}}{8} \right) \text{Re}_f \text{Pr}_f}{1.07 + 12.7 \cdot \frac{\xi_{fr}}{8} \left(\text{Pr}_f^{2/3} - 1 \right)} \left[\frac{h_w - h_f}{(T_w - T_f) \cdot c_{pf}} \right]^{0.63} \quad (4.18b)$$

Кореляція (4.18a) має характерність в околі точки псевдофазового переходу, що у випадку конвергентного рішення дуже схоже на аксіальний профіль при погіршеному теплообміні, хоча це може і не відповідати реальним експериментальним даним. Використання такої залежності для наперед обраних режимних параметрів потоку і буде імітувати «погіршення теплообміну». Здебільшого при цих же режимних параметрах кореляція (4.18b) «краще» прогнозує температуру стінки, яка за профілем притаманна нормальному теплообміну. Здатність відтворювати експериментальні дані для труб при неявному використанні вище зазначених кореляцій продемонстрована на Рис. 4.1 (розрахунок за допомогою ТММ представлено в [26]). Видно, що кореляція (4.18a) має ускладнену конвергентність, а також досить великий масив точок має значну вищу температуру ніж в результатах реальних досліджень.

Варто зазначити, що підхід, який описаний в п. 4.1 є спрощеною постановкою ТММ, яка спеціально адаптувалася для задач одновимірної

теплогидравлики з НКП [26] і володіє підвищеною стабільністю при застосуванні неявних кореляцій.

Сама розрахункова процедура побудована таким чином, щоб була можливість без принципових видозмін вносити додаткову фізику (наприклад, адаптацію розрахункової області за параметром чи за безпосередньою зміною форми розрахункової геометрії у випадку оцінки температурних чи радіаційних навантажень) в тіло ітеративних процедур.

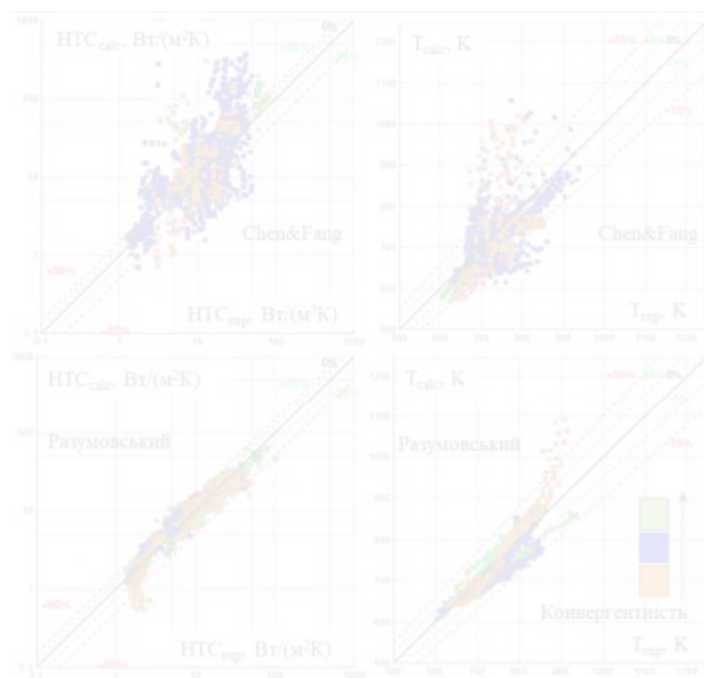


Рис 4.6 – Відтворення обраними кореляціями експериментальних даних для труби при НКТ

Умовно розрахункову процедуру можна поділити на такі етапи:

- 1) Блок основних налаштувань, де задаються геометричні характеристики, параметри дискретизації, а також межі, в яких визначатимуться теплофізичні властивості теплоносія. В цьому ж блоці задаються

параметри конвергенції, а також ініціалізуються допоміжні функції в тому числі граничні умови.

- 2) Блок констант, який дозволяє керувати вибором кореляцій, а також деякими термами в управляючих рівняннях теплогідравліки.
- 3) Завантаження основних бібліотек, до яких в конкретному випадку відносяться: генератор теплофізичних властивостей, бібліотека з реалізованою моделлю MCE твел з генератором сітки, бібліотека кореляцій для КГО та КТВ, а також бібліотека pre/post коду WIMS, в якій реалізовані відповідні функції управління та розрахунку.
- 4) Блок ініціалізації, в якому формуються додаткові функції для бібліотеки ТММ, будується розрахункова область (сітки) та формуються масиви початкових параметрів для нульового часового кроку (в тому числі розраховуються похідні теплогідравлічних параметрів для ТММ).
- 5) Ітераційний блок, в якому відбувається поетапний запуск відповідних солверів:
 - 5.1) Задаємо значення «базових» величин та їх похідних по координаті на основі значень на поточному часовому кроці. Аналогічно визначаємо опорні температури для розрахунку теплофізичних властивостей зональної моделі твел. Розраховується значення теплового потоку для теплоносія за залежністю (4.2). Визначаються коефіцієнти релаксації та знаковміни, які входять в залежність (4.9)-(4.10). Задаються значення поточних критерії збіжності які приймаються рівними десятикратними ніж потрібні. Даний пункт повторюється на кожному кроці зовнішнього циклу, який відповідає за часові кроки.
 - 5.2) Запуск циклу ітерацій по простору. Формуються інтерполяційні функції для спряження ТММ та MCE (див. залежність 4.2 для твердого тіла). Генерація локальних матриць для ТММ, а також матриці зв'язку ГУ початку та кінця каналу, використовуючи залежності (4.7а) та (4.7б). Розв'язок відповідного СЛАР та визначення трійки «коригуючих» величин на початку каналу.

5.3) Збірка матриць на основі коефіцієнтної форми зонального рівняння теплопровідності зі змінними теплофізичними властивостями як функції координат. Доповнення та модифікація елементів матриці «жорсткості» та вільного члену відповідними значеннями ГУ. Розв'язок СЛАР рівняння зональної теплопровідності, та формування інтерполяційної функції проміжного температурного поля (4.12).

5.4) Уточнення інтерфейсного теплового потоку для теплоносія. Відновлення розподілу «коригуючих» величин за допомогою матричного перемноження (4.8). Визначення динамічного коефіцієнту (4.10) та уточнення «базових» величин та їх похідних.

5.5) Формуємо матрицю вхідних параметрів для моделі WIMS для температури та густини. Визначення додаткових опорних параметрів для карти «ANNULUS» та «POWER». Генерація вхідного файлу розрахункової моделі для коду WIMS, розрахунок у фоновому режимі.

5.6) Визначаємо значення ефективного коефіцієнту розмноження, та формуємо розподіл енерговиділення використовуючи залежності (4.14) – (4.16).

5.7) Виконуємо додаткову умову, наприклад пов'язану з визначенням такої потужності за якої ефективний коефіцієнт розмноження прямуватиме до одиниці (реалізація на основі PID регулятора).

5.8) Розрахунок критеріїв збіжності для кожної частини солверів.

Якщо критерії збіжності виконані, то повертаємося до пункту 5 попередньо запам'ятавши результати на поточному часовому кроці. Також за необхідності змінюється вагові коефіцієнти, які входять в апроксимацію скінченням різницями похідної по часу (4.3). Якщо критерії збіжності невиконані, то повертаємося до кроку 5.1.

Розрахункова процедура має практично лінійний код, який підлягає досить легкій паралелізації не тільки на етапі розрахунку матриць (СЛАР розраховуються паралельними алгоритмами), але й на рівні безпосередньо

кожного з індивідуальних солверів. Така задача може бути актуальною при масштабуванні підходу наприклад в субканальному наближенні.

4.6 Аналіз впливу погіршеного теплообміну на розмножуючі властивості твел з НКТ

Метою даного аналізу є встановлення впливу погіршеного теплообміну на енерговиділення в елементарній теплогидравлічній системі твел зі збереженням критичності системи.

Як було зазначено вище, модель має шість зон кожна з яких відтворена в кодї WIMS (центральный отвір, паливне осердя, газовий зазор, оболонка твел, теплоносій та сповільнювач), 2D постановка. Чотири зони, які є структурними елементами твел відтворенні за допомогою MCE (2D). Дві інші зони, які фактично відносяться до теплоносія відтворенні за допомогою TMM (1D) Геометрія розрахункової моделі обрана близької до ВВЕР-1200, оскільки саме цей концепт є найбільш придатним для подальшого створення прямогочного «ВВЕР-СКД».

Висота розрахункової моделі прийнята рівною 4000 мм (вертикальна орієнтація висхідний потік), а вектор радіусів, які визначають геометричні розміри зон розрахункової моделі: {0,0; 0,75; 3,785; 3,86; 4,55; 4,65; 6,75} мм. Зауважимо, що зона теплоносія, яка обмежена радіусами 4,65 та 6,75 мм приблизно відповідає площі живого перерізу еквівалентної труби діаметром 10 мм. Приймаємо, що модератор (зона додаткової термалізації нейтронів в потоці більш високої густини) відсутня, що в загальному випадку не відповідає існуючим концептам на теплових нейтронах.

Дискретизація розрахункової моделі задається у вигляді вектору для радіального напрямку для кожної зони індивідуально для кожного солверу. Для твердотільної моделі твел (MCE) вектор радіального розбиття прийнятий рівним {10;20;10;10}, а кількість елементів в аксіальному напрямку – 100. Для коду WIMS – {3;10;3;5;12;12} та 10 в аксіальному напрямку відповідно (застосовуючи карту PRIZE). Для методу TMM – 40 вузлових значень в аксіальному напрямку.

Обмін відповідними полями відбувається за допомогою ермітової лінійної інтерполяції, що дозволяє організувати обмін без «спотворення» даних за рахунок поліномів високого порядку (важлива особливість у випадку наявності екстремумів в аксіальному напрямку).

Прийняті режимні параметри теплоносія наступні: опорний тиск – 24 МПа, температура на вході 372 °C, а масова швидкість – 1500 кг/м²·с. Такі режимні параметри відповідають відомому експерименту, який був проведений під керівництвом П.Л. Кіріллової і вважається класичним для тестування відповідних кодів. Середнє значення густини теплового потоку складає 884 кВт/м², що в абсолютному значенні потужності тестової секції ~111 кВт. Інтегральна теплова потужність у випадку, що розглядається є цільовим параметром, який необхідно отримати в залежності від відтворення аксіального профілю таким чином, щоб система залишалася критичною.

Основні налаштування конвергенції прийняті наступними. Допустиме відхилення (фактично максимальне із відносних «коригуючих» величин) для ТММ не більше 0.1%, нижні та верхні релаксаційні коефіцієнти λ (4.9) прийняті рівними 0,9 та 1,1 відповідно, допустиме знакозбереження профілю «коригуючих» величин прийнято рівним 4 ітераціям для кожної із теплогідравлічних змінних. Допустиме відхилення температури для МСЕ – 0,1%. Точність визначення критичності – 0.1%. Максимально допустима кількість ітерацій на один часовий крок – 75. Обмежуючі величини приросту на одну ітерацію прийняті рівними (ТММ): 10⁵ Па для поля тиску, 10К для температури та 3000К для проміжного розв'язку МСЕ.

Зауважимо, що метою даного розрахунку є «індикація» впливу профілю температури на теплову потужність і оскільки в роботі не розглядається застосування монотонної моделі погіршеного теплообміну, то і виконувати аналіз «модельного» перехідного процесу немає необхідності. Фактично розглядається стаціонарний стан критичної системи для наперед обраної кореляції (4.18а) чи (4.18б). Для цього розрахунковий часовий крок прийнятий рівним 10⁵ з першим

порядок апроксимації похідних за часом, тобто коефіцієнти апроксимації (4.3) прийняті рівними 10^{-5} ; 0; 10^{-5} ; відповідно.

Для однозначності збагачення за ураном-235 прийнято рівним 3.5%. Данна величина обрана фактично навмання з метою демонстрації роботи в такій області де перехід через точку псевдофазової температури знаходиться приблизно посередні розрахункової області. У випадку відсутності регулювання (в контекст даного аналізу) збагачення є показником максимальної потужності, яка може встановитися в елементарній системі.

Крайові ефекти в спряженій розрахунковій моделі в першому наближенні не враховуються.

На Рис. 4.7 наведені результати температурного поля (з масштабуванням осі радіусу) в залежності від використаної кореляції (4.18а) чи (4.18б). На Рис. 4.8 наведений аксіальний розподіл характеристик потоку надкритичного теплоносія та енерговиділення.

За результатами даних індикативних розрахунків можна зробити важливий висновок відносно теплообміну при НКТ в умовах ядерного обігріву. Режими, які в яких відбувається суттєва зміна температурного профілю однозначно призводить до зміни теплового потоку, тобто реалізуються зворотні зв'язки. В самому факті впливу температури на тепловий потік за рахунок реакції ділення немає нічого нового, проте в області псевдофазового переходу, де зміна температури в аксіальному напрямку є фактично функцією течії та теплового потоку. Зважаючи на те, що сам по собі погіршений теплообмін, а точніше критерії за якими можна визначити межу режимних параметрів, отримані для постійної густини теплового потоку (фактично потужності). При постійному тепловому потоці в експериментах з електричним обігрівом такі режими є стабілізованими.



Рис 4.7 – Розподіл температурного поля для різних кореляцій, які імітують погіршений та нормальний теплообмін при НКТ

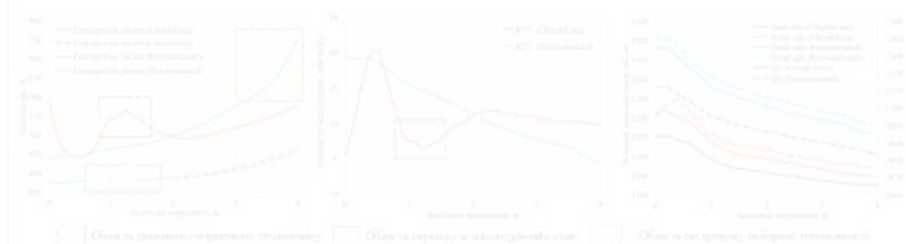


Рис 4.8 – Аксиальний розподіл основних характеристик для різних кореляцій, які імітують погіршений та нормальний теплообмін при НКТ

В той самий час, зважаючи на отримані результати стверджувати, що реалізація стабілізованого погіршеного теплообміну в реальних умовах перспективних активних зон не є вже такою однозначною. Дане питання обов'язково повинно розглядатися у спряженій постановці, оскільки можна припустити, що оптимальні параметри з нейтронофізичної точки зору (наприклад максимальне збагачення для організації зони з оптимальними циклами та кращі використанням палива) будуть абсолютно не придатними з точки зору

теплогидравлической стабильности системы. Очевидно, что это приведет к поиску компромиссов как с точки зрения геометрической компоновки (модераторы, ориентация в пространстве, способ регулирования) так и с точки зрения энергонапряженности, а также и размеров АКЗ, что является сложной задачей использования унифицированных или хорошо изученных элементов существующих реакторных установок.

Также стоит отметить, что полученные результаты являются весьма показательными с точки зрения применения современных обобщенных экспериментальных данных в виде корреляций. Особенность в том, что применение их в том случае, когда функция энергоделения зависит от самого профиля (фактически от корреляции) вносит дополнительную неопределенность в анализ, что требует более аккуратных подходов, которые можно рассмотреть в магистерской диссертации.

Совпадения

Источники из Библиотеки

1

1 Маг Дис Романов для антиплагиату исправленный вариант ID файла: 5522422 Учебное заведение: Nation... 0.13%