

І. В. Казачков, О. В. Коновал

Ніжинський державний університет імені Миколи Гоголя

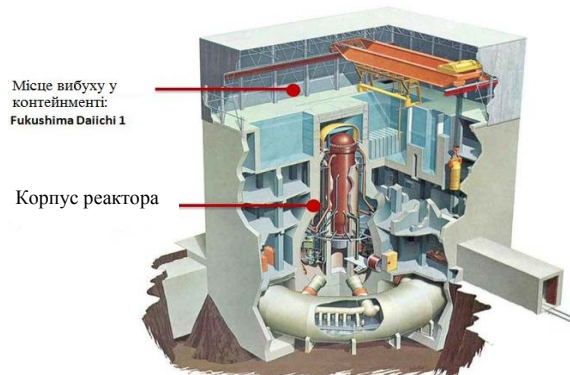
МОДЕЛЮВАННЯ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ СТРУМЕНІВ РОЗПЛАВУ КОРІУМУ В БАСЕЙНІ ОХОЛОДЖУВАЧА, ЩО ВИНИКАЄ ПРИ РОЗРОБЦІ ПАСИВНИХ СИСТЕМ ЗАХИСТУ ВІД ТЯЖКИХ АВАРІЙ. РОЗРОБЛЕНА НЕЛІНІЙНУ МАТЕМАТИЧНУ МОДЕЛЬ СТРУМЕНЯ В ПІДРЕАКТОРНОМУ БАСЕЙНІ ОДНІЄЇ З ПЕРСПЕКТИВНИХ ПАСИВНИХ СИСТЕМ ЗАХИСТУ ТА НАДАНО РЕЗУЛЬТАТИ ЇЇ АНАЛІЗУ Й ДОСЛІДЖЕННЯ. ПРОВЕДЕНИЙ АНАЛІЗ ТА РЕЗУЛЬТАТИ ЧИСЕЛЬНОГО МОДЕЛЮВАННЯ ДАЛИ ЗМОГУ ВСТАНОВИТИ ЦІКАВІ ЗАКОНОМІРНОСТІ СИСТЕМИ, ЩО МОЖУТЬ БУТИ КОРИСНИМИ ЯК НАУКОВЦЯМ, ТАК І ІНЖЕНЕРАМ-КОНСТРУКТОРАМ ПАСИВНИХ СИСТЕМ ЗАХИСТУ ВІД ТЯЖКИХ АВАРІЙ. ЗОКРЕМА, ПОКАЗАНО МОЖЛИВІСТЬ НЕЛІНІЙНОГО РЕЖИМУ, СХОЖОГО НА БІФУРКАЦІЙНИЙ, ПРИ ЯКОМУ СТРУМІНЬ НА ДЕЯКІЙ ГЛИБИНІ БАСЕЙНУ РІЗКО РОЗШИРЮЄТЬСЯ, УНАСЛІДОК ЧОГО ШВИДКО ЗУПИНЯЄТЬСЯ ТА РОЗПАДАЄТЬСЯ НА КРАПЛІ В БАСЕЙНІ ОХОЛОДЖУВАЧА.

Ключові слова: тяжка аварія, струмінь, коріум, басейн, математична модель, нелінійність.

Вступ до проблеми та актуальність теми дослідження

Один із перспективних напрямків розвитку сучасних АЕС – створення пасивних систем безпеки, що працюють без використання активних елементів (насоси, електрично керовані клапани, тощо). Так, у розробленій Санкт-Петербурзьким атоменергопроектом (СПБАЕП) реакторній установці третього покоління ВВЕР-640 використання пасивних систем безпеки є концептуальною особливістю проекту.

Фізико-хімічні взаємодії матеріалів активної зони й корпусу реактора при його розігріванні та плавленні приводять до утворення складної багатоконпонентної системи (розплаву активної зони, або коріуму). Вона включає оксидну частину ($UO_2-Zr(O)-ZrO_2$) і металеву частину (розплав сталі та цирконію). Різноманітні евтектичні взаємодії ускладнюють визначення залежних від температури фізичних властивостей такої системи. Крім того, її опис повинен включати гідродинамічний і теплофізичний розрахунки, щоб визначити можливе перемішування або розшарування компонентів розплаву, їхню хімічну взаємодію і теплообмін. Завдання забезпечення цілісності захисної оболонки включає як аналіз пожежо- та вибухобезпеки, так і аналіз міцності при підвищенні тиску всередині контейнента. Для тяжких аварій потрібно виконувати аналіз з урахуванням значної кількості водню. Так, на АЕС Фукусіма при цілісності бар'єрів безпеки, таких як паливо, паливна оболонка, корпус реактора, вибух водню стався у системі охолодження турбогенератора, визвавши порушення в останньому бар'єрі безпеки (вторинній гермооболонці), як показано на рис. 1.



Конструкція реактора з киплячою водою

Рис. 1. Схема аварійної ситуації на АЕС Фукусіма у 2011 р.

У подальшому на Фукусімі відбулося плавлення палива. Відповідно до звіту МАГАТЕ було пошкоджено до 70 % палива.

Існуючі контейнери АЕС з реакторами типу ВВЕР-1000 не розраховані на локалізацію тяжкої аварії. Підвищення тиску всередині захисної оболонки може відбутися в результаті виходу маси та енергії з першого контуру при розриві трубопроводів і проплавленні корпусу реактора, а також із пристроєм локалізації розплаву (ПЛР) у момент потрапляння до нього розплаву активної зони. Аварія, пов'язана з плавленням активної зони реактора, може призвести до руйнування корпусу реактора й до випадання в його шахту близько 200 т розплаву. Локалізувати його й виключити утворення вибухонебезпечного водню можна за допомогою системи з підреакторним басейном охолоджувача або пастки розплаву, розміщеної на дні шахти реактора. Пастка обмуровується вогнеупором на основі діоксиду цирконію і має шар жертвового матеріалу. Можна

її розмістити в існуючих АЕС. Якщо тяжка аварія пов'язана з паровим вибухом у реакторі, то ослабити дію ударної хвилі та осколків можна за допомогою демпфера на внутрішній поверхні захисної залізобетонної оболонки, який виконується з шамотного шару з поглинаючою здатністю енергії 1 Мдж/м^3 .

На початкових етапах розвитку атомної енергетики пропонувалося на дні шахти реактора розташовувати басейн, заповнений водою, для охолодження коріуму на випадок проплавлення ним корпусу реактора. Такий варіант пропонувався в Швеції для реакторів із киплячим теплоносієм [1 - 8]. Але існує сумнів щодо того, чи не може падіння коріуму у воду викликати паровий вибух, при якому параметри ударної хвилі перевищать запас міцності контейнента [9 - 16]. На користь цього типу пасивних систем захисту свідчать результати дослідження руйнування корпусу реактора: коли відбувається розрив корпусу, то струмінь розплаву кризь тонкий отвір витікає в басейн, інтенсивно подрібнюючись та охолоджуючись. Більш того, внутрішнє розігрівання коріуму, що знаходиться у водяному басейні, не веде до зростання температури в центрі розплаву до критичної величини, тому що дрібні частинки коріуму й надалі надійно охолоджуються водою в басейні [4 - 8, 14 - 17].

На деяких енергоблоках (наприклад, у Швеції, Болгарії, Китаї тощо) уже існують так звані шахти локалізації розплаву з басейнами аварійного відведення теплоти з різними цікавими конструкціями, що розглядались у роботах [1 - 8, 18 - 23] та ін.

Розглянуті найбільш вірогідні сценарії розповсюдження розплаву коріуму під час тяжкої аварії в корпусі реактора та у контейменті показали, що всі вони, незважаючи на порівняну простоту конструкції та надійні принципи пасивного функціонування для захисту від тяжкої аварії, мають невизначеність сценаріїв протікання тяжких аварій і, як наслідок, невизначеність теплогідрравлічних процесів, пов'язану з досить широким діапазоном зміни фізичних властивостей коріуму, що неможливо передбачити. Зважаючи на це, для успішного функціонування систем пасивного захисту необхідно якомога ширше дослідити в них теплогідрравлічні процеси з урахуванням найбільшої можливої кількості різних параметрів та факторів. Тому в даній роботі розглянуто математичну модель взаємодії розплаву з охолоджувачем, що дає змогу виявити та дослідити нові явища, корисні для подальшого розвитку систем пасивного захисту АЕС від тяжких аварій.

Фізико-математична модель розповсюдження струменя розплаву в басейні з водою

Незважаючи на велику кількість робіт стосовно струменевих течій, починаючи з класиків – Релея, Савара, Плато, Вебера та ін., а також численні роботи минулого століття (у тому числі – по керованому розпаду струменів та плівок [24, 25]), особливості струменів розплаву коріуму в басейні з водою недостатньо досліджені. Це пов'язано з тим, що такі струмені багато в чому відрізняються від раніше вивчених: в них значний вплив гравітаційних сил, інтенсивна дія пари на високотемпературні струмені (перепад температур струменів та охолоджувача дві-три тисячі градусів, можливі парові вибухи), значна залежність фізичних властивостей від температури, що різко змінюється, тощо. До того ж ці струмені мають джерело постійного генерування теплоти внаслідок радіоактивного розпаду палива.

При охолодженні струменя утворюються тверді частинки, тому теплогідрравлічні процеси протікають у багатокомпонентних та багатозначних середовищах із декількома різними фазовими перетвореннями (випаровування води, застигання та повторне топлення коріуму в деяких локально високотемпературних місцях об'єму). Ці струмені мають постійно змінні умови та фізичні властивості, оскільки після розриву корпусу реактора високотемпературний хімічно агресивний розплав коріуму, що виходить з нього, збільшує розміри утвореного отвору. При цьому різко змінюється температурний режим у результаті інтенсивних процесів тепло- та масообміну між струменем та водою в басейні.

Навіть без урахування тепломасообмінних процесів розповсюдження та подрібнення струменів у басейні залишається складною задачею внаслідок невизначеності фізичних властивостей розплаву коріуму та необхідності врахування впливу різноманітних факторів, наприклад: занесення повітря в шар змішення при вході струменя до басейну, втрата частини енергії струменя при його зіткненні з вільною поверхнею нерухомого басейна (сингулярність математичної моделі на границі контакту струменя з поверхнею басейну), нестійкість вільних поверхонь струменя та його розпад на краплі, подальша поведінка крапель тощо. Характерна відмінність таких струменевих течій від більшості досліджених випадків полягає також у тому, що вони розповсюджуються, в основному, під дією чотирьох сил: архімедових, гідродинамічних (сил тиску води та протидії тертя), сил дії пари, що утворюється та виходить із басейну назустріч струменям розплаву, а також інерційних. А від інтенсивного

випаровування води під дією високотемпературного струменя він входить до басейну переважно в паровому «мішку».

У результаті важкий струмінь розплаву коріуму проникає до басейну як паровий струмінь, що на лінії насичення має густину, меншу за густину води, а після швидкого розширення – значну меншу, і тому має значний вплив архімедової сили, що діє вгору, проти руху струменя. Але ця дія архімедових сил не прикладена безпосередньо до струменя розплаву, вона прикладена до парового струменя, всередині якого знаходиться струмінь коріуму. Важкий струмінь коріуму отримує, таким чином, опосередкований вплив архімедових сил, що передаються йому через зустрічний потік пари.

Також важливо врахувати різницю між тонкими струменями розплаву при початковій фазі витікання коріуму із зруйнованого реактора та товстими струменями в кінцевій стадії, коли розрив корпусу реактора збільшується в розмірах (розмивається розплавом, що витікає). У першому випадку на тонкий струмінь вплив архімедових сил і зустрічного руху пари може призвести до згинаючих збурень осі струменя. У другому випадку цей вплив в основному зводиться до сили лобового опору та сили тертя на вільній поверхні струменя (може викликати нестійкість Кельвіна - Гельмгольца, що призводить до відриву крапель).

Математичні моделі проникнення тонких та товстих струменів розплаву до басейну з рідиною розроблялись у [4, 6, 8, 26 - 28], де були виконані також експерименти з дослідження особливостей тонких та товстих струменів. Для одновимірної моделі проникнення товстого струменя, що отримана з урахуванням нелінійних процесів та змінності маси струменя, який постійно виходить з корпусу зруйнованого реактора, рівняння руху має вигляд

$$\rho_1 \frac{d(hv_1)}{dt} = h(\rho_1 - \rho_2)g - \beta_c \rho_2 v_1^2, \quad (1)$$

де h - поточна глибина проникнення струменя до басейну, м; ρ_1, ρ_2 - густина рідини струменя та рідини охолоджуючого басейну, кг/м³; $v_1 = dh/dt$ - швидкість струменя, м/с. Для товстих струменів можна нехтувати поверхневими силами порівняно з силою опору й інерційною силою. Силу опору враховуємо в наближеній постановці як повний натиск рідини в басейні з коефіцієнтом $\beta_c = 0,5$ (максимальне значення для високошвидкісного струменя, коли весь натиск струменя йде на подолання опору басейну).

Рівняння (1) зручніше розглядати в безрозмірному вигляді, зберігаючи всі позначення:

$$h \frac{d^2 h}{dt^2} + (1 + \beta_c \rho_{2/1}) \left(\frac{dh}{dt} \right)^2 + \frac{\rho_{2/1} - 1}{Fr} h = 0, \quad (2)$$

де масштаби довжини, швидкості і часу відповідно; радіус струменя r_0 , u_0 і r_0/u_0 ; $Fr = u_0^2/(gr_0)$ - число Фруда (відношення інерційних та гравітаційних сил); g - прискорення вільного падіння.

Аналіз математичної моделі розповсюдження струменя розплаву у басейні

Рівняння (2) показує, що процес розповсюдження струменя в басейні визначається числом Фруда й відношенням густини рідин басейну і струменя. Це рівняння є точним для випадку впровадження твердого стержня (наприклад, застиглої фрагмента палива), а для моделювання струменя його необхідно застосовувати методом послідовних наближень, уточнюючи значення радіуса струменя, що змінюється, згідно з рівнянням збереження маси. Тоді в початкових даних для рівняння (2) постійно робляться коригування: розповсюдження струменя в басейні починається з нульового моменту часу, коли $h = 0$, а далі із заданою точністю з рівняння збереження маси контролюється зміна радіуса струменя (швидкість струменя падає, тому струмінь повинен розширюватися).

Якщо побудувати процес розрахунку струменя згідно з рівнянням (1) або в безрозмірному вигляді - рівняння (2), то для розрахунку впровадження струменя, починаючи з нульового моменту часу, коли $h = 0$, вибирається кінцево-різницева сітка за часом, починаючи з $t = 0$, з вибраним початковим кроком. У наступний момент часу згідно з вибраною кінцево-різницевою сіткою контролюється швидкість за допомогою рівняння збереження маси так, що розраховане для цього моменту часу значення по рівнянню (1) або (2), а також відповідне значення швидкості струменя v підставляється в рівняння збереження маси $\rho_1 v \pi r_0^2 = \rho_1 v_1 \pi r_1^2$ й обчислюється значення радіуса струменя, що відповідає цьому значенню швидкості, де v , r_0 і v_1 , r_1 - відповідно швидкість і радіус струменя в нульовий момент часу й у перший момент часу згідно з вибраною кінцево-різницевою сіткою. У такому ітераційному процесі можна використовувати рівняння (2), коригуючи на кожному кроці за часом початкові дані, і знайдені значення глибини проникнення струменя додавати по інтервалах з урахуванням того, що безрозмірні значення на кожному кроці віднесені до поточного значення радіу-

са струменя (тобто на першому кроці до r_0 , на другому – r_1 і т.д.). Рівняння (2) використовується окремо на кожному кроці за часом для обчислення значення глибини h , на яку струмінь увійшов до басейну за поточний крок, аналогічно – для обчислення швидкості.

На наступному кроці за початкові дані обирають отримані на попередньому кроці значення швидкості. Остаточні всі відрізки проникнення струменя підсумовуються по кроках. Якщо використовується безрозмірне рівняння (2), то підсумкове значення h одержується з урахуванням того, що безрозмірні значення h в рівнянні (2) на кожному кроці за часом віднесені до поточного значення радіуса струменя, яке обчислюється з рівняння збереження маси на кожному кроці по набутих значеннях швидкості струменя. Якщо моделювати проникнення струменя до басейну без коригування радіуса, що змінюється, то набудемо завищених значень глибини проникнення. Ці значення також корисні для оцінки системи пасивного захисту від тяжких аварій, оскільки вони дають необхідні розміри басейну із запасом (завищені).

Розрахунок параметрів розповсюдження струменя розплаву в басейні

Для рівняння (1) необхідно поставити початкові умови

$$t = 0, \quad h = 0, \quad dh/dt = u_0, \quad (3)$$

після чого отримується задача Коші (1), (3) щодо проникнення струменя до басейну. Тут u_0 - початкова швидкість струменя (на підході до поверхні басейну, перед входом до басейну). Початкова умова (3) є наближеною, оскільки при торканні струменем поверхні басейну ($h = 0$) відбувається удар струменя об поверхню басейну, що може значно понизити цю швидкість. Унаслідок цієї особливості виникає сингулярність задачі Коші, оскільки в нульовий момент часу стикаються струмінь і поверхня басейну, що мають, відповідно, швидкості u_0 і 0 (рідина в басейні знаходиться у стані спокою). Рідина в басейні в результаті контакту із струменем стрибком міняє нульову швидкість в області контакту до кінцевої величини. Для усунення сингулярності задачі Коші можна початкові умови (3) замінити на такі:

$$t = 0, \quad h = h_0, \quad dh/dt = u_p, \quad (4)$$

де h_0 і u_p - початкова глибина й швидкість впровадження струменя в басейн після першого контакту струменя з басейном (після удару струменя об поверхню басейну). Ці величини одержують з аналізу процесу удару струменя об поверхню

басейну. У першому наближенні їх можна взяти з робіт по проникненню високошвидкісних струменів [29 - 31]:

$$u_p = \frac{\lambda}{1 + \lambda} u_0, \quad (5)$$

де $\lambda = \sqrt{\rho_{1/2}}$, $\rho_{1/2} = \rho_1 / \rho_2$. Відстань, на якій струмінь втрачає задану частину швидкості, може бути розрахована за формулою

$$v_1 = u_p (h_0 / h)^{3/2}. \quad (6)$$

Значення h_0 і u_p визначаються на підставі рівняння руху струменя та рівняння Бернуллі

$$\rho_1 H u_0 = \rho_1 H u_p + \rho_2 h_0 u_p,$$

$$0,5 \rho_1 u_0^2 = 0,5 \rho_1 u_p^2 + (\rho_1 - \rho_2) g h_0 / u_0^2 - 0,5 \rho_2 u_p^2, \quad (7)$$

де H - початкова довжина струменя (якщо він має обмежену довжину, тобто не є неперервним). Розв'язок рівнянь (7) можна записати в безрозмірному вигляді

$$\bar{h}_0 = \frac{h_0}{r_0} = \frac{H}{r_0 \rho_{2/1}} \left(\frac{\sqrt{1 + \rho_{2/1}}}{\sqrt{1 + 2(1 - \rho_{2/1}) \bar{h}_0 / Fr}} - 1 \right),$$

$$\bar{u}_p = \frac{u_p}{u_0} = \sqrt{\frac{1 + 2\bar{h}_0(1 - \rho_{2/1}) / Fr}{1 + \rho_{2/1}}}, \quad (8)$$

який добре корелюється з вищенаведеним виразом (5) для високошвидкісних струменів. Звідси для моделювання проникнення струменів до басейну розв'язується нелінійне диференціальне рівняння другого порядку з початковими умовами (4), враховуючи отримані вирази параметрів початкового моменту входу струменя до басейну (8). А для розрахунку реальної зміни радіуса струменя можна цю задачу розглядати на кожному з послідовних малих інтервалів часу, на яких зроблене припущення про незмінність радіуса струменя є справедливим. Кожне наступне наближення будується з урахуванням даних, отриманих на попередньому інтервалі часу.

Залишаючи поза розглядом явища всмоктування повітря до басейну та втрати імпульсу струменя при ударі об поверхню басейну, зосередимось на основних закономірностях проникнення струменя розплаву до басейну. Проведемо моделювання цього процесу по викладеній вище нелінійній моделі, базуючись на результатах відомих експериментальних досліджень і даних обчислювальних експериментів. Нелінійна мо-

дель (2), (4), (8) дає змогу отримати аналітичне рішення, що важливо для аналізу розповсюдження струменя в басейні охолоджувача. Для таких рівнянь другого порядку успішно застосовуються одночасні перетворення залежної і незалежної змінних. Для рівняння (2) таке перетворення за методикою [32] знайдено у вигляді [6]

$$h = \left(\frac{2A+1}{2} \right)^{\frac{2}{2A+1}} X^{\frac{2}{2A+1}},$$

$$dt = \left(\frac{1}{2A+1} \right)^{\frac{1}{2A+1}} X^{\frac{1}{2A+1}} d\tau. \quad (9)$$

Звідси рішення задачі Коші (2), (4) можна представити в явному вигляді

$$h = \left(\frac{3 + \rho_{2/1}}{2} \right)^{\frac{2}{3+\rho_{2/1}}(1-chk\tau)} h_0^{chk\tau} e^{\frac{2}{\alpha} shk\tau}, \quad (10)$$

де

$$\alpha = \frac{\sqrt{1-\rho_{2/1}}}{u_p} \sqrt{\frac{h_0}{Fr}} \left(\frac{2}{3+\rho_{2/1}} \right)^{\frac{\rho_{2/1}+1}{2(3+\rho_{2/1})}} (3+\rho_{2/1})^{\frac{1}{3+\rho_{2/1}}+1}.$$

Звідси випливає для $\rho_{2/1} < 1$ і $\rho_{2/1} > 1$:

$$\frac{dh}{dt} = \left(\frac{3 + \rho_{2/1}}{2} \right)^{\frac{2}{3+\rho_{2/1}}-1} (3 + \rho_{2/1})^{\frac{1}{3+\rho_{2/1}}} k (c_1 e^{k\tau} - c_2 e^{-k\tau}) e^{\frac{c_1 e^{k\tau} + c_2 e^{-k\tau}}{3+\rho_{2/1}}}, \quad (11)$$

$$\frac{dh}{dt} = \left(\frac{3 + \rho_{2/1}}{2} \right)^{\frac{2}{3+\rho_{2/1}}-1} (3 + \rho_{2/1})^{\frac{1}{3+\rho_{2/1}}} k (c_2' \cos k\tau - c_1' \sin k\tau) e^{\frac{c_1' \cos k\tau + c_2' \sin k\tau}{3+\rho_{2/1}}}. \quad (12)$$

На основі отриманого аналітичного розв'язку (10) - (12) можна провести аналіз особливостей проникнення струменя розплаву до басейну охолоджувача. Так, глибина проникнення визначається умовою $dh/dt = 0$. Звідси для $\rho_{2/1} < 1$ та $\rho_{2/1} > 1$ відповідно

$$h_* = \left(\frac{3 + \rho_{2/1}}{2} \right)^{\frac{2}{3+\rho_{2/1}}} e^{\frac{4}{3+\rho_{2/1}} \sqrt{c_1 c_2}},$$

$$h_* = \left(\frac{3 + \rho_{2/1}}{2} \right)^{\frac{2}{3+\rho_{2/1}}} e^{\frac{2c_1 + (c_2')^2 / c_1'}{3+\rho_{2/1}}}. \quad (13)$$

З отриманих виразів (13), враховуючи початкові параметри струменя, що задаються формулами (5), (6), (8), можна визначити параметри струменя в явному вигляді

$$h \approx \left(\frac{3}{2} \right)^{\frac{2}{3}} \left[\left(\frac{2}{3} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{\rho_{2/1}}{2} Fr \right]^{chk\tau} e^{\frac{1}{\sqrt{\rho_{2/1}}} shk\tau}, \quad (14)$$

$$\frac{dh}{dt} \approx \frac{2h}{\sqrt{\rho_{2/1}} Fr} \left(\frac{t}{\rho_{2/1} Fr} + 1 \right)^{-1} \left\{ \ln \left[\left(\frac{2}{3} \right)^{\frac{2}{3}} \frac{\rho_{2/1}}{2} Fr \right] shk\tau + \frac{chk\tau}{\sqrt{\rho_{2/1}}} \right\}. \quad (15)$$

Для $t \gg \rho_{2/1} Fr$ з формул (14), (15) одержується проста умова зростання швидкості при

$a_1 = dh/dt > 0$). Оскільки $chk\tau \approx shk\tau \approx 0,5e^{k\tau}$, то умова $a_1 < 0$ призводить до

$$\ln^2 \beta + \left(1 + 1,5 / \sqrt{\rho_{2/1}} \right) \ln \beta + 1 / \sqrt{\rho_{2/1}} \left(1 + 0,5 / \sqrt{\rho_{2/1}} \right) < 0, \quad (16)$$

де $\beta = (2/3)^{2/3} 0,5\rho_{2/1} Fr$. Розв'язок отриманої нерівності (16) має вигляд

$$-1 - 0,5 / \sqrt{\rho_{2/1}} < \ln \beta < -1 / \sqrt{\rho_{2/1}} \Rightarrow$$

$$2(3/2)^{2/3} / \rho_{2/1} e^{-1/\sqrt{\rho_{2/1}}} < Fr < 2(3/2)^{2/3} / \rho_{2/1} e^{-1-1/\sqrt{\rho_{2/1}}}. \quad (17)$$

Для $\rho_{2/1} = 0,1$ з нерівностей (17) приблизно виходить: $Fr \in (1,07; 1,95)$. У загальному випадку умову спадання швидкості струменя можна отримати з рівнянь (14), (15)

$$A^2(\tau) - \left(2 - 1 / \sqrt{\rho_{2/1}} \right) e^{k\tau} A(\tau) - 4 \left(1 / \sqrt{\rho_{2/1}} - \ln \beta \right) e^{k\tau} < 0 \quad (18)$$

$$A(\tau) = \left(\ln \beta + 1 / \sqrt{\rho_{2/1}} \right) e^{2k\tau} + \left(2 - 1 / \sqrt{\rho_{2/1}} \right) e^{k\tau} + 1 / \sqrt{\rho_{2/1}} - \ln \beta. \quad (19)$$

Розв'язання квадратичної нерівності (18) відносно функції $A(\tau)$ дає

$$A_1(\tau) < A(\tau) < A_2(\tau), \quad (20)$$

де межами інтервалу будуть

$$A_{1,2} = \left(1 - 0,5 / \sqrt{\rho_{2/1}}\right) e^{k\tau} \mp \sqrt{\left(1 - 0,5 / \sqrt{\rho_{2/1}}\right)^2 + 4\left(1 / \sqrt{\rho_{2/1}} - \ln \beta\right)} e^{k\tau}. \quad \text{Вимагаючи } A_{1,2}(\tau) \text{ бути дійсними, можна отримати, враховуючи формули (20) і (16), вираз}$$

$$Fr \leq 2(3/2)^{2/3} e^{0,25(1+3/\sqrt{\rho_{2/1}}+0,25/\rho_{2/1})} / \rho_{2/1}. \quad (21)$$

Наприклад, для $\rho_{2/1} = 0,1$ з умови (21) виходить $Fr \leq 785$. А з формули (20) можна отримати такі умови:

$$\begin{aligned} (\ln \beta + 1 / \sqrt{\rho_{2/1}}) e^{2k\tau} + (\gamma_1 + \gamma_2) e^{k\tau} + 1 / \sqrt{\rho_{2/1}} - \ln \beta &\geq 0, \\ (\ln \beta + 1 / \sqrt{\rho_{2/1}}) e^{2k\tau} + (\gamma_1 - \gamma_2) e^{k\tau} + 1 / \sqrt{\rho_{2/1}} - \ln \beta &\leq 0, \end{aligned} \quad (22)$$

де $\gamma_1 = 1 - 0,5 / \sqrt{\rho_{2/1}}$,

$\gamma_2 = \sqrt{\left(1 - 0,5 / \sqrt{\rho_{2/1}}\right)^2 + 4\left(1 / \sqrt{\rho_{2/1}} - \ln \beta\right)}$. Обидві умови (22) повинні виконуватися одночасно. Перша умова у випадку $\ln \beta + 1 / \sqrt{\rho_{2/1}} > 0$, що відповідає лівій частині першої нерівності (22), дає два розв'язки:

$$e^{k\tau} \leq B_1, \quad e^{k\tau} \geq B_2,$$

$$B_{1,2} = \frac{-(\gamma_1 + \gamma_2) \mp \sqrt{(\gamma_1 + \gamma_2)^2 + 4(\ln^2 \beta - \rho_{1/2})}}{2(\ln \beta + \sqrt{\rho_{1/2}})}. \quad (23)$$

Оскільки у формулах (23) $B_1 < 0$, то тільки другий розв'язок буде дійсним. Аналогічно друга нерівність (22) має такий розв'язок:

$$D_1 \leq e^{k\tau} \leq D_2,$$

$$D_{1,2} = \frac{(\gamma_2 - \gamma_1) \mp \sqrt{(\gamma_2 - \gamma_1)^2 + 4(\ln^2 \beta - \rho_{1/2})}}{2(\ln \beta + \sqrt{\rho_{1/2}})}. \quad (24)$$

Коли $|\ln \beta| > \sqrt{\rho_{1/2}}$, то величини $B_{1,2}$ і $D_{1,2}$ дійсні. І це достатня, але не необхідна умова, справедлива як при малих, так і при великих значеннях числа Фруда

$$Fr > 2(3/2)^{2/3} e^{1/\sqrt{\rho_{2/1}}} / \rho_{2/1}$$

або

$$Fr < 2(3/2)^{2/3} e^{-1/\sqrt{\rho_{2/1}}} / \rho_{2/1}. \quad (25)$$

При $\rho_{2/1} \ll 1$ виходить $\gamma_1 < 0$, тому $(\gamma_1 + \gamma_2)^2 < (\gamma_2 - \gamma_1)^2$. Якщо D_2 дійсне, то B_2 завжди дійсне. Простіша умова, ніж (25), розглядається, коли D_2 дійсне: $(\gamma_1 + \gamma_2)^2 + 4(\ln^2 \beta - \rho_{1/2}) \geq 0$. Тоді

$$2(\ln^2 \beta - \ln \beta + 0,5\sqrt{\rho_{1/2}} - 0,875\rho_{1/2} + 0,5) \geq$$

$$\geq (0,5\sqrt{\rho_{1/2}} - 1) \sqrt{\left(1 - 0,5\sqrt{\rho_{1/2}}\right)^2 + 4\left(\sqrt{\rho_{1/2}} - \ln \beta\right)},$$

де при $\rho_{1/2} \geq 4$ права частина додатна. Ліва додатна при $\ln^2 \beta - \ln \beta + 0,5\sqrt{\rho_{1/2}} - 0,875\rho_{1/2} + 0,5 \geq 0$, звідки $\ln \beta < (\ln \beta)_1$ або $\ln \beta > (\ln \beta)_2$, $(\ln \beta)_{1,2} = 0,5 \mp \sqrt{0,875\rho_{1/2} - 0,5\sqrt{\rho_{1/2}} - 0,25}$, дійсне при $\rho_{1/2} \geq 4$. Зважаючи на попередню умову $\ln \beta > -\sqrt{\rho_{1/2}}$, можна отримати

$$\ln \beta < 0,5 - \sqrt{0,875\rho_{1/2} - 0,5\sqrt{\rho_{1/2}} - 0,25} \quad \text{або}$$

$$\ln \beta > 0,5 + \sqrt{0,875\rho_{1/2} - 0,5\sqrt{\rho_{1/2}} - 0,25},$$

звідки випливає

$$(7/36)^2 \approx 0,04 \leq \rho_{2/1} \leq 0,25,$$

$$Fr < 2\rho_{1/2} (1,5)^{2/3} e^{0,5 - \sqrt{0,875\rho_{1/2} - 0,5\sqrt{\rho_{1/2}} - 0,25}},$$

$$Fr > 2\rho_{1/2} (1,5)^{2/3} e^{0,5 + \sqrt{0,875\rho_{1/2} - 0,5\sqrt{\rho_{1/2}} - 0,25}}.$$

Різка зміна радіуса струменя та особливості його розповсюдження у басейні

Щоб оцінити особливості розширення струменя, запишемо рівняння збереження маси струменя й перший інтеграл рівнянь руху у формі рівняння Бернуллі

$$S_1 [(\rho_1 - \rho_2)hg + 0,5\rho_1 v_1^2] = 0,5\rho_1 u_0^2 S_0,$$

$$\rho_1 v_1 S_1 = \rho_1 u_0 S_0, \quad (26)$$

де S - площа поперечного перерізу струменя, m^2 . Індeksi 0 і 1 належать до початкового та поточного станів струменя відповідно. У безрозмірному вигляді, зберігаючи ті ж позначення,

$$S_1 [2h(1 - \rho_{2/1}) / Fr + v_1^2] = 1, \quad S_1 v_1 = 1. \quad (27)$$

Система рівнянь (27) має такий розв'язок:

$$S_1 = \frac{Fr}{4h(1-\rho_{2/1})} \left[1 \pm \sqrt{1 - 8h(1-\rho_{2/1})/Fr} \right],$$

$$v_1 = 1/S_1. \quad (28)$$

Цікава особливість розв'язку (28) полягає в тому, що радіус струменя до точки $h = \frac{Fr}{8(1-\rho_{2/1})}$ може

приймати два абсолютно різних значення. А після цієї особливої точки розв'язку не існує (у дійсних числах), тому струмінь може перемикатися різко, стрибком між цими двома можливими режимами. Умова перемикання з цього розв'язку незрозуміла й для цього потрібні окремі дослідження, але це явище, з досвіду теорії стійкості, схоже на біфуркацію розв'язку, яка має бути досліджена окремо методами теорії стійкості.

Означену особливу точку $h = \frac{Fr}{8(1-\rho_{2/1})}$ можна

вважати максимальною глибиною проникнення струменя. Після неї струменя не існує, він розпадається на краплі.

Струмінь починає входити до басейну при $S_1 = 1$. Аналізуючи рівняння (28), можна помітити, що при малих глибинах проникнення струменя, при $8h(1-\rho_{2/1}) \ll Fr$, виходить: $S_1 \approx 1$ або

$$S_1 \approx \frac{Fr}{2h(1-\rho_{2/1})} \gg 1. \text{ І немає причин для раптової}$$

зміни радіуса струменя від початкового значення поперечного перерізу, $S_1 \approx 1$, до інших великих поперечних перерізів, оскільки імпульс струменя спрямований в основному вздовж його осі. Але далі, із втратою струменем його швидкості та внаслідок нестійкості вільних поверхонь, струмінь може змінювати свій радіус. Підставляючи $S_1 = 2$ в останній вираз (28), маємо $v_1 = 0,5$. Струмінь іде від рівня початкового проникнення (визначається особливостями удару об поверхню басейну в початковий момент часу) $h = h_0$ до

$$h_1 = \frac{1}{8Ri} \quad (Ri = (1-\rho_{2/1})/Fr - \text{число Річардсона}) \text{ і}$$

в цей час його радіус росте від 1 до $r_1 = \sqrt{2}$, коли швидкість струменя стає $v_1 = 0,5$, наприклад при відношенні густини 0,1 загальна глибина проникнення струменя в цей момент часу становитиме $h_0 + h_1 \approx 5,5 + 13,9 \approx 19,4$.

З формули (28) для перерізу струменя при $h = h_0$ $S_1 = 0,5\rho_{1/2}(1 \pm \sqrt{1 - 4\rho_{2/1}})$, звідки для відношення густини 0,1 випливає $S_1 \approx 1,15$, $r_1 \approx 1,07$,

$v_1 \approx 0,87$ або $S_1 \approx 8,87$, $r_1 \approx 2,98$, $v_1 \approx 0,11$, отже перший набір параметрів близький до зроблених припущень, тоді як другий набір - можливе рішення, яке може реалізуватися як різка зміна параметрів у точці «біфуркації» $h = h_1$ унаслідок втрати стійкості стану струменя, який, як показує вираз (28), не існує далі точки «біфуркації».

Особливість нелінійного розв'язку розповсюдження струменя є такою. Спочатку струмінь проникає до басейну на глибину h_0 , що визначається початковою довжиною струменя, числом Фруда й відношенням густини рідин струменя та басейну. У разі неперервного струменя, що витікає зі зруйнованого корпусу реактора, початкова глибина проникнення струменя до басейну визначається числом Фруда й відношенням густини рідин. Потім струмінь іде з поступовим розширенням з втратою швидкості до h_1 . Після цієї точки (біфуркації?) струмінь стрибком розширюється і йде далі, зберігаючи приблизно постійний радіус. Це чітко підтверджується даними експериментальних досліджень струменів [8] (автори не визначили це як біфуркацію), наведеними на рис. 2.

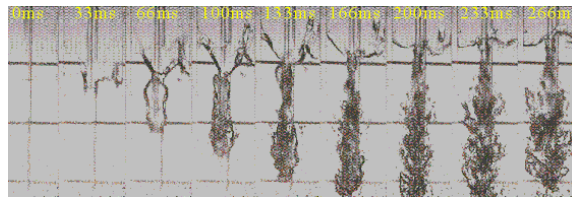


Рис. 2 Експериментальна картина проникнення струменя до басейну.

Вплив різкої зміни радіуса струменя на особливості його проникнення до басейну

Із представленого витікає, що врахування вищерозглянутої особливості нелінійної поведінки струменя значно покращує збіг теоретичних та експериментальних даних. Це доводить також рис. 3, де наведено порівняння глибини проникнення струменя з урахуванням точки раптової зміни радіуса струменя і без урахування. Різка зміна радіуса струменя в зазначеній особливій точці призводить до різкого зменшення глибини проникнення струменя – чим вища швидкість, тим більша різниця цих двох випадків.

У проведеному розрахунку глибини проникнення струменя до басейну густина розплаву в 10 разів перевищує густину рідини в басейні (близько до випадку з проникненням коріуму в підреакторний басейн, але випаровування охолоджувача може суттєво змінити картину). Розглянуто струмінь товщиною 20 см (за оцінками експертів, найбільший можливий діаметр струменя

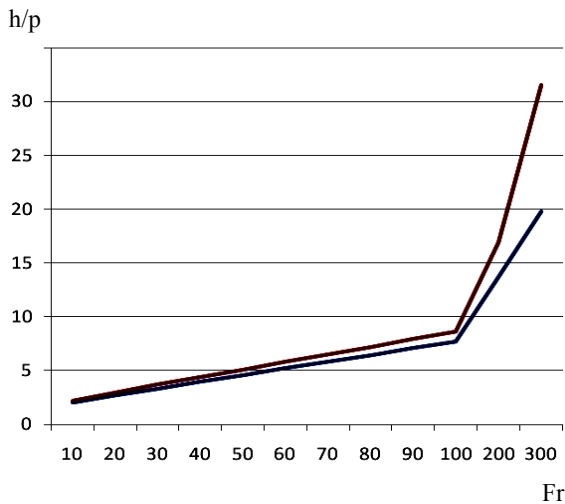


Рис. 3. Вплив різкої зміни радіуса на глибину проникнення струменя до басейну

при тяжкій аварії на АЕС). Числа Фруда варіювались спочатку з кроком 10, а потім з кроком 100. На рис. 3 чітко видно, що вказаний ефект підсилюється з ростом числа Фруда.

Виявлені особливості підтверджуються даними експериментальних досліджень, представленими на рис. 4, де наведено порівняння експериментальних даних [33, 34] з аналітичним рішенням, представленим як крива 1 для $\rho_{2/1} = 9,4$ і крива 2 для $\rho_{2/1} = 1,9$ відповідно, та аналогічно криві 4 ($\rho_{2/1} = 9,4$) і 3 ($\rho_{2/1} = 1,9$), одержані з урахуванням означеної нелінійної поведінки струменя. Безрозмірна глибина проникнення струменя (віднесена до радіуса струменя) виражена як функція числа Річардсона Ri : $h = C / Ri^b$, де C, b - константи. Кореляція найчастіше використовується у формі $h = C / \sqrt{Ri}$, де $C = 4$ відповідає найкращому збігу з результатами Тернера [33].

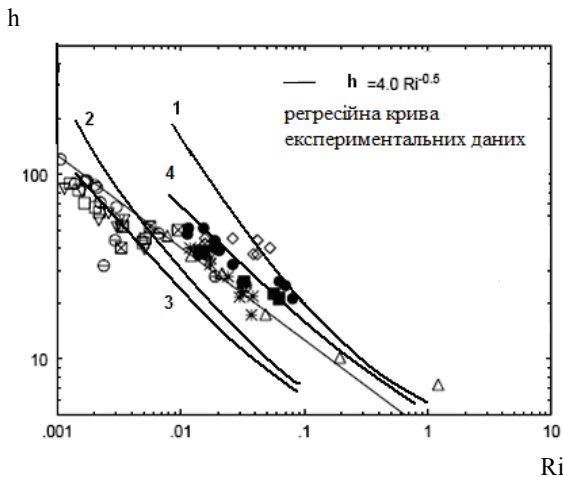


Рис. 4. Залежність глибини проникнення струменя h від числа Річардсона: аналітичні розв'язки (1, 2) та (3, 4) і експериментальні дані [33, 34].

Аналітичний розв'язок 1 найкраще збігається з даними [33] і двома групами даних [34] для діапазону чисел Річардсона $Ri \approx 0,03 - 1,0$. Для $Ri < 0,03$ аналітичне рішення відходить далеко від експериментальних даних. Розв'язок 2 добре збігається з експериментальними даними як [33], так і [34] тільки у вузькому діапазоні чисел Річардсона приблизно $Ri \approx 0,004$. Для малих Ri це розв'язок перевищує експериментальні результати: чим менше значення Ri , тим вище відхилення від експериментальних даних. У діапазоні $Ri = 0,004 - 0,01$ аналітичне рішення відрізняється від експериментальних даних [33, 34], у середньому менше 30% (тільки поряд з $Ri = 0,01$ відхилення до 70%). При цьому максимальні похибки вимірювань у деяких точках перевищують 100%.

Після охолодження подрібненого струменя в басейні утворюється пориста маса коріуму, яку надалі потрібно постійно підтримувати в контрольованому тепловому стані. Так, на рис. 5 показано пористий матеріал моделюючого розплаву, який І. В. Казачков отримав в експериментах із моделювання тяжких аварій у Королівському технологічному інституті (Стокгольм).



Рис. 5. Пористий матеріал $\text{CaO} + \text{WO}_3$, отриманий при охолодженні водою.

Висновки

Розглянуті математичні моделі можуть використовуватись для розрахунку параметрів систем пасивного захисту від тяжких аварій на АЕС. Особливості проникнення струменів до басейну мають також важливе теоретичне значення, оскільки поширення високотемпературних струменів у басейні охолоджувача є порівняно новою й маловивченою темою в сучасній теплогідрравлічній теорії енергетичних технологій та пристроїв. У реальних практичних ситуаціях при проникненні струменів однієї рідини до басейну з іншою рідиною необхідно враховувати, окрім випаровування рідини від високотемпературного струменя, також ряд інших чинників, що значно ускладнюють процес. З наведених даних видно, що відповідність розрахункових та експериментальних даних хороша.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Sehgal B.R. et al.* Experiments and analyses of melt jet impingement during severe accidents // Proc. NUTHOS-5. - Beijing, China, 1997.
2. *Sehgal B.R., Nourgaliev R.R., Dinh T.N., Karbojian A.K.* Integral experiments on in-vessel coolability and vessel creep: results and analysis of the FOREVER-C1 test // Proc. of the Workshop on "Severe Accident Research in Japan, SARJ98". - Japan, 1998.
3. *Sehgal B.R., Nourgaliev R.R., Dinh T.N.* Characterization of heat transfer processes in a melt pool convection and vessel-creep experiment // NURETH-9. - San Francisco, 1999.
4. *Haraldsson H.O., Kazachkov I.V., Dinh T.N., Sehgal B.R.* Analysis of thin jet breakup length in immiscible fluids // Abstracts of the 3-rd Int. Conf. on Advances in Fluid Mechanics (24 - 26 May, 2000). - Montreal, Canada, 2000.
5. *Казачков І.В.* Современное состояние и некоторые проблемы моделирования тяжелых аварий на зарубежных АЭС // Ядерная и радиационная безопасность. - 2003. - № 1. - С. 25 - 34.
6. *Казачков І.В., Могоддам Али Хасан.* Моделирование теплогидравлических процессов при тяжелых авариях на АЭС. - К.: НТУУ «КПІ», 2008. - 172 с.
7. *Могоддам Али Хасан, Казачков І.В.* Удержание кориума в контейнменте в тяжелых авариях на АЭС // Энергетика: економіка, технології, екологія. - 2007. - № 2. - С. 13 - 21.
8. *Park H.S., Kazachkov I.V., Sehgal B.R. et al.* Analysis of Plunging Jet Penetration into Liquid Pool in Isothermal Conditions // ICMF 2001: Fourth Int. Conf. on Multiphase Flow (May 27 - June 1, 2001). - New Orleans, Louisiana, U.S.A. - P. 65 - 69.
9. *Pilch M.M. et al.* The probability of containment failure by direct containment heating in Zion // NUREG. CR-6075, Sand93-1535. - 1993.
10. *Takumi K. et al.* Results of recent NUPEC hydrogen related tests // Water Reactor Safety Information Meeting. - Washington D.C., 1993.
11. *Dorofeev S. et al.* Flame acceleration limits for nuclear safety applications // CSARP Meeting. - New Mexico, 1999.
12. *Berthoud G., Brayer C.* First vapor explosion calculations performed with the MC3D code // Proc. CSNI specialists Meeting on FCIs. - Tokai, Japan, 1997.
13. *Theofanous T.G., Yuen W.W., Freeman K., Chen X., 1996a.* Propagation of steam explosions: ESPROSE.m verification studies, DOE/ID-10503.
14. *Sehgal B.R. et al.* Core Melt Pressure Vessel Interactions During a Light Water Reactor Severe Accident (MVI Project) // Proc. of FISA-99 Meeting of EU Research on Severe Accidents. - 1999.
15. *Sehgal B.R., Bui V.A., Dinh T.N., Nourgaliev R.R.* Heat transfer processes in reactor vessel lower plenum during late phase of in-vessel core melt progression // J. Advances in Nuclear Science and Technology. - 1998. - Vol. 26.
16. *Asmolov V.V.* Latest findings of RASPLAV Project // Proc. OECD/CSNI workshop on in-vessel core debris retention and coolability. - 1998.
17. *Huhtiniemi I., Magallon D.* Insight into steam explosions with corium melts in KROTOS // Proc. NURETH-9. - 1999.
18. *Kazachkov I.V., Konovalikhin M.J., Sehgal B.R.* Coolability of melt pools and debris beds with bottom injection // 2nd Japanese-European Two-Phase Flow Group Meeting. - Tsukuba, Japan, 2000. - P. 90 - 96.
19. *Konovalikhin M.J., Kazachkov I.V., Sehgal B.R.* A model of the steam flow through the volumetrically heated saturated particle bed // ICMF 2001: Fourth Int. Conf. on Multiphase Flow (May 27 - June 1, 2001). - New Orleans, Louisiana, U.S.A. - P. 37 - 43.
20. *Kazachkov I.V., Konovalikhin M.J.* A Model of a Steam Flow through the Volumetrically Heated Particle Bed // Int. J. of Thermal Sciences. - 2002. - Vol. 41. - P. 1077 - 1087.
21. *Alsmeyer H., Farmer M., Ferderer F. et al.* // The COMET-Concept for Cooling of Ex-Vessel Corium Melts. CD-ROM: Proc. of ICONE-6. - San Diego, California, 1998. - P. 437 - 445.
22. *Калванд Али, І.В. Казачков.* Особенности процессов плавления-затвердевания при погружении блоков в расплав высокотемпературного кориума // Ядерна фізика та енергетика. - 2009. - Т. 10, № 2. - С. 178 - 184.
23. *Takada Shoji.* Research and development on passive cooling system // Nuclear Engineering and Design. - 2004. - Vol. 233. - P. 185 - 195.
24. *Gorislavets Yu.M., Kazachkov I.V., Kolesnichenko A.F. et al.* Controlled decomposition of a liquid metal jets and films in technological and power devices // Liquid metal MHD flows. - Holland: Kluwer Acad. Publ., 1989. - P. 293 - 298.
25. *Колесниченко А.Ф., Казачков І.В., Водянюк В.О., Лысак Н.В.* Капиллярные МГД-течения со свободными границами. - К.: Наук. думка, 1988. - 176 с.
26. *Могоддам Вахид Хасани, Казачков І.В.* О моделировании изгибных возмущении струй расплава в подреакторном бассейне с водой при тяжелой аварии на АЭС // Ядерна фізика та енергетика. - 2009. - № 3. - С. 293 - 298.
27. *Могоддам Вахид Хасани, Казачков І.В.* Моделирование струй расплава в испаряющемся охладителе // Энергетика: економіка, технології, екологія. - 2010. - № 1. - С. 86 - 95.
28. *Могоддам Вахид Хасани, Казачков І.В.* Моделирование проникания струй кориума в подреакторный бассейн с испаряющимся охладителем // Ядерна фізика та енергетика. - 2010. - Т. 11, № 2. - С. 151 - 158.
29. *Лаврентьев М.А., Шабат Б.В.* Проблемы гидродинамики и их математические модели. - М.: Наука, 1973.
30. *Eichelberger R.J.* Experimental test of the theory of penetration by metallic jets // J. Appl. Physics. - 1956. - Vol. 27. - P. 1.

31. Кинеловский С.А., Маевский К.К. Проникание кумулятивных струй в твердую преграду // Журнал прикладной механики и технической физики. - 1989. - С. 2.
32. Sachdev P.L. Non-linear ordinary differential equations and their applications. - N.Y. - Basel - Hong Kong - Marcel: Dekker Inc., 1991. - 578 p.
33. Turner J.S. // J. Fluid Mech. - 1966. - Vol. 26. - P. 779 - 792.
34. Dahlsveen J., Kristoffersen R., Saetran L. Jet mixing of cryogen and water // 2nd Int. Symp. "Turbulence and Shear Flow Phenomena" (June 27 - 29, 2001). - Stockholm, Sweden: Kungliga Tekniska Högskolan (KTH), 2001. - Vol. 2. - P. 329 - 334.

И. В. Казачков, А. В. Коновал

**МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СТРУЙ РАСПЛАВА КОРІУМА
В БАСЕЙНЕ АВАРИЙНОГО ОТВОДА ТЕПЛОТЫ ВО ВРЕМЯ ТЯЖЕЛЫХ АВАРИЙ НА АЭС**

Рассматривается важная для безопасности АЭС проблема моделирования распространения струй расплава коріума в бассейне охладителя, которая возникает при разработке пассивных систем защиты от тяжелых аварий. Представлена разработанная нелинейная математическая модель струи в подреакторном бассейне одной из перспективных пассивных систем защиты и приведены результаты ее анализа и исследования. Проведенный анализ и результаты численного моделирования с использованием модели позволили установить интересные закономерности системы, могущие быть полезными как научным работникам, так и инженерам-конструкторам пассивных систем защиты от тяжелых аварий.

Ключевые слова: тяжелая авария, струя, коріум, бассейн, математическая модель, нелинейность.

I. V. Kazachkov, O. V. Konoval

**MODELING OF SPREADING OF THE MELTED CORIUM JET INSIDE THE POOL
OF EMERGENCY HEAT REMOVAL DURING SEVERE ACCIDENTS AT NPP**

Important nuclear power safety problem in touch with modeling of melted corium jet spreading inside the coolant pool is considered in the paper. It appears by development of the passive protection systems against severe accidents. The non-linear mathematical developed model is presented for the jet under reactor vessel pool for one of the perspective passive protection systems and the results of its analysis and studies are given. The performed analysis and the results of the numerical simulation done on the base of the model have allowed establishing the interesting behaviors of the system, which may be useful for the scientists, as well as the engineers-constructors of the passive protection systems against severe accidents.

Keywords: severe accident, jet, corium, pool, mathematical model, non-linearity.

Надійшла до редакції 13.04.2011.