



УДК 664-97/-98:519.87

Соколов С.А., канд. техн. наук,
Селезнєва Ю.А., канд. техн. наук

Донецький національний університет економіки і торгівлі імені Михайла Туган-Барановського, м. Донецьк, Україна,
e-mail: sokoloff1906@mail.ru

МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ТЕМПЕРАТУРНОЇ ГЕТЕРОГЕННОСТІ У КАМЕРАХ ВИСОКОГО ТИСКУ

Sokolov S.A., Cand. Sc. (Tehn.),
Selezn`ova Yu.A., Cand. Sc. (Tehn.),

Donetsk National University of Economics and Trade named after Mykhailo Tugan-Baranovsky, Donetsk, Ukraine, e-mail: sokoloff1906@mail.ru

MATHEMATICAL MODELING TEMPERATURE HETEROGENEITY IN THE HIGH-PRESSURE CHAMBER

Мета. Мета статті описати неоднорідне температурне поле, що виникає в камері високого тиску (система поршень-циліндр) під час обробки харчових продуктів. Заповнена камера високого тиску являє собою систему, що складається з продукту, пакувального матеріалу, проміжної рідини і сталеві стінки камери. Ці матеріали мають різні теплофізичні властивості. Внаслідок цього, незважаючи на однорідні початкові параметри розподілу температур, під час підвищення тиску в камері утворюється неоднорідне температурне поле. Наявність неоднорідності може негативно відбитися на якості оброблюваного продукту.

Методика. Виникаюча теплова неоднорідність вимагає просторово-часового опису термогідродинамічних процесів методом специфікації полів, тобто залежно від координат простору і часу.

Результати. Запропоновані математичні моделі дозволяють досліджувати процес обробки високим тиском з урахуванням не тільки значень тиску, температури і часу обробки, але й індукованого високим тиском підвищення температури оброблюваного продукту.

Наукова новизна. Отримані результати говорять про те, що примусова конвекція під час набору тиску, а також природна конвекція і в'язкісні ефекти можуть значно впливати на хід процесу обробки високим тиском.

Практична значущість. Отримані моделі відкривають перспективи інтенсифікації процесу обробки тиском за рахунок додаткових фізичних факторів, які здатні викликати примусову і природну конвекцію.

Ключові слова: високий тиск, камера високого тиску, теплова неоднорідність, рівняння балансу.

Постановка проблеми. У випадку обробки харчових продуктів високим тиском (ВТ) наявність гетерогенних теплових зон у камері, і як наслідок у продукті, може негативно позначитися на його якості й терміні придатності. Наявність теплової неоднорідності у продукті й подальша в результаті цього неоднорідність процесу роблять необхідним прогнозування теплової неоднорідності, у тому числі й для вживання заходів протидії. Як інструмент для цього ми використали математичне моделювання як альтернативу реальному досвіду, отримати який за сучасного стану дослідної та вимірювальної бази поки ще дуже складно.

Аналіз останніх досліджень і публікацій. Більшість існуючих на даний момент відомостей про моделювання й числову імітацію термогідродинамічних процесів не враховують неоднорідності розподілу температур у результаті процесу впливу ВТ. Індуковані створенням тиску поля бігу й температур значно впливають на розподіл тем-



ператури на початку часу витримки. В експериментах з рідинами низької в'язкості автори [1; 2] вперше показують за допомогою методів для дослідження полів імпульсу і енергії, а також фазових переходів під час впливу високого тиску, існування полів швидкостей, а також неоднорідних температурних полів під час впливу високого тиску до 700 МПа. Дослідники [3] підтверджують їхні результати шляхом цифрових імітацій. Завдяки новому знанню про існування термогідродинамічної неоднорідності, протягом останніх років появилось багато публікацій, які спираються на просторово-часове моделювання. Вплив конвекції на температурні поля і однорідність реакції інактивації (*Bacillus subtilis* альфа-амілаза) у камерах інжекторної системи досліджені в роботі [4], в якій автори користуються двомірними чисельними імітаціями камер різних об'ємів ($0,8 \cdot 10^{-6} \text{ м}^3$; $0,8 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$; $6,3 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$), вміст яких складається з продуктів різної в'язкості (вода і харчова олія). Шляхом порівняння часових шкал реакцій інактивації з урахуванням тривалості гідродинамічних і теплових вирівнювань автори заявляють про неоднорідність залишкової ферментативної активності від 7 до 90% в наповненій водою камері об'ємом $0,8 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$ через 300 с. Автори [4] експериментальним шляхом показують неоднорідність розподілу температури і її вплив на інактивацію ферменту *Bacillus subtilis* альфа-амілаза, а також ферменту ліпоксигенази із соєвих бобів. У роботах [5; 6] за допомогою численних імітацій досліджено можливість протидії виникаючій гетерогенності.

Нашими експериментальними дослідженнями за допомогою локальних датчиків також встановлено, що в циліндричній камері ВТ, а відповідно, й у продукті виникають нестабільні температурні зони [7]. Ми вважаємо, що опис неоднорідності процесу обробки ВТ можна отримати за допомогою тривимірного цифрового моделювання. Тому для реалізації прогнозування температурних полів і полів бігу під час використання тривимірного цифрового моделювання скористуємось описом термогідродинаміки процесу обробки ВТ.

У рамках нашої роботи ми розглядали тільки систему «поршень-циліндр», у якій поршень виконує роботу зі зміни об'єму стосовно внутрішнього опору стисненого рідкого або в'язкопластичного продукту. Обробка тиском складається із трьох фаз: фази підвищення тиску, фази витримки тиску й фази скидання тиску. Камера ВТ в нашому випадку являє собою закриту (система «поршень-циліндр») систему, що перебуває у стані спокою.

Для термодинамічного опису зміни стану нагнітання й скидання тиску в розрахунок ми приймали два енергетично граничних випадки: ізотермічну зміну стану й реверсивну адіабатичну зміну стану. Обидві ці зміни стану являють собою ідеалізовані випадки. Але, на наш погляд, вони можуть надати цікаві відомості для оцінки максимальних температур, що досягаються під час процесу, а також для теоретичних досліджень.

Максимально очікувану спровоковану тиском зміну температури під час нагнітання й скидання тиску, що відбувається внаслідок реверсивної адіабатичної зміни стану, ми виразили як:

$$dh^* = dq^* + v^* dp^*. \quad (1)$$

Відповідно до основного закону термодинаміки для закритої системи у стані рівноваги $ds^* = \frac{dq^*}{T^*}$, для недисипативної системи ds^* дорівнює диференціальній зміні питомої ентальпії h^* (питома ентропія s^* , температура T^* , питома теплоємність q^* , тиск p^* , питомий об'єм v^*)



$$dh^* = T^* ds^* + v^* dp^* \quad (2)$$

Ми вважали, що робоче середовище являє собою чисте, хімічно інертне середовище, тому параметр стану ми виразили двома незалежними параметрами, температурою T^* і тиском p^* . У результаті ми отримали повний диференціал питомої ентальпії, представлений як:

$$dh^* = \left(\frac{\partial h^*}{\partial T^*} \right)_{p^*} dT^* + \left(\frac{\partial h^*}{\partial p^*} \right)_{T^*} dp^* \quad (3)$$

і повний диференціал питомої ентропії як:

$$ds^* = \left(\frac{\partial s^*}{\partial T^*} \right)_{p^*} dT^* + \left(\frac{\partial s^*}{\partial p^*} \right)_{T^*} dp^* . \quad (4)$$

Для ізоентропійної зміни стану потрібно, щоб $ds = 0$.

Підставивши рівняння (2) в (3) і після цього підставивши ds^* і порівнявши з рівнянням (4), ми одержали співвідношення, відомі як співвідношення Максвелла:

$$\left(\frac{\partial s^*}{\partial T^*} \right)_{p^*} = \frac{1}{T^*} \left(\frac{\partial h^*}{\partial T^*} \right)_{p^*} \quad (5)$$

і

$$\left(\frac{\partial s^*}{\partial p^*} \right)_{T^*} = \frac{1}{T^*} \left[\left(\frac{\partial h^*}{\partial p^*} \right)_{T^*} - v^* \right] . \quad (6)$$

Після чого прирівнявши похідні:

$$\left[\frac{\partial}{\partial p^*} \left(\frac{\partial s^*}{\partial T^*} \right)_{p^*} \right]_{T^*} = \left[\frac{\partial}{\partial T^*} \left(\frac{\partial s^*}{\partial p^*} \right)_{T^*} \right]_{p^*} ,$$

ми одержали відношення

$$\left(\frac{\partial h^*}{\partial p^*} \right)_{T^*} = v^* - T^* \left(\frac{\partial v^*}{\partial T^*} \right)_{p^*} \quad (7)$$

і після підстановки переписали рівняння (6) у вигляді

$$\left(\frac{\partial s^*}{\partial p^*} \right)_{T^*} = - \left(\frac{\partial v^*}{\partial T^*} \right)_{p^*} . \quad (8)$$

Рівняння (4) після визначення визначальних похідних одержали у вигляді



$$ds^* = \frac{1}{T^*} \left(\frac{\partial h^*}{\partial T^*} \right)_{p^*} dT^* - \left(\frac{\partial v^*}{\partial T^*} \right)_{p^*} dp^*. \quad (9)$$

І взявши до уваги ізобарну теплоємність

$$c_p^* := \left(\frac{\partial h^*}{\partial T^*} \right)_{p^*}$$

та ізобарний термічний коефіцієнт розширення

$$\beta^* := \frac{1}{v^*} \left(\frac{\partial v^*}{\partial T^*} \right)_{p^*} = - \frac{1}{\rho^*} \left(\frac{\partial \rho^*}{\partial T^*} \right)_{p^*}$$

одержали:

$$ds^* = \frac{c_p^*}{T^*} dT^* - v^* \beta^* dp^*. \quad (10)$$

За умови, що $ds^* = 0$ слідує, що $v^* = \frac{1}{\rho^*}$ (де ρ^* – щільність)

$$\left(\frac{\partial T^*}{\partial p^*} \right)_{s^*} = \frac{\beta^* T^*}{\rho^* c_p^*}. \quad (11)$$

Так як властивості c_p , ρ і β залежать від тиску й температури, потрібне точне обчислення максимальної зміни температури відповідно до рівняння (11). Залежність від тиску й температури властивостей: щільності – ρ^* , ізобаричної теплоємності – c_p^* , динамічної в'язкості – η^* і теплопровідності – λ^* для рідких продуктів ми прийняли як у води [8], вищезгадані параметри якої схожі для ізобаричних і адіабатичних змін стану. Також розходження ледь помітні для різних стартових температур. Проте значення в'язкості має більші розходження між ізотермічною й адіабатичною зміною стану на підставі перепадів температур. У той час, коли за ізотермічного підвищення тиску значення зростають приблизно в 1,4-1,5 разу, то за адіабатичного підвищення тиску вони залишаються майже незмінними. Це можна пояснити істотною залежністю в'язкості води від температури.

Після підстановки рівняння (7) у рівняння (3) ми одержали:

$$dh^* = \left(\frac{\partial h^*}{\partial T^*} \right)_{p^*} dT^* + \left[v^* - T^* \left(\frac{\partial v^*}{\partial T^*} \right)_{p^*} \right] dp^*. \quad (12)$$

Після чого, підставивши ізобарну теплоємність та ізобарний термічний коефіцієнт розширення, одержали:

$$dh^* = c_p^* dT^* + v^* [1 - T^* \beta^*] dp^*. \quad (13)$$



Отримане відношення нами використовувалось для визначення ізобарної теплоємності залежно від тиску для продукту, що піддається впливу.

Шляхом перестановки рівняння (13) й інтегрування ми одержали таке рівняння:

$$c_p^*(p^*, T^*) = c_p^*(p_0^*, T^*) + \frac{\partial}{\partial T^*} \int_{p_0^*}^{p^*} \left[\frac{1}{\rho^*(\tilde{p}^*, T_0^*)} + \frac{T_0^*}{\rho^*(\tilde{p}^*, T_0^*)^2} \left(\frac{\partial \rho^*(\tilde{p}^*, T_0^*)}{\partial T^*} \right) \right] d\tilde{p}^*, \quad (14)$$

яке за відомих значень c_p за тиску навколишнього середовища й температури T^* , а також за даними залежності щільності від тиску й температури уможливорює обчислення c_p залежно від тиску за температури T . Описане вище виникнення термогідродинамічної неоднорідності під час обробки ВТ ми визначали за допомогою теорії поля. Ця теорія розглядає передачу імпульсу, енергії й маси, як функцію просторових координат і часу. Неоднорідність викликає залежні від часу перехідні процеси, які можуть дуже відрізнятися своїми часовими шкалами [9]. Із цього виходить, що справжній стан обробленого продукту залежить від усієї «історії впливу» і таким чином від передачі імпульсу, енергії й маси. Актуалізація цього може мати вирішальне значення, тому що «історія обробки» визначає, наприклад, досягнутий ступінь стерильності оброблюваного продукту, його необхідну якість і дає можливість визначити енергетичні показники процесу.

Існують різні математичні методи моделювання та імітації, зокрема, алгоритми класифікації, експертні системи, а також когнітивні й стохастичні процеси. Моделювання ефектів ВТ у межах якоїсь континуум-моделі можна виконати за допомогою найчастіше використовуваних рівнянь балансу термогідродинаміки. Для цього насамперед ми зробили представлення розмірних термогідродинамічних рівнянь у незалежній від системи координат формі у вигляді символів. Для цього ми сформулювали такі рівняння стосовно наших задач:

рівняння збереження маси:

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial t^*} + \nabla^* \cdot (\rho^* \vec{U}^*) = 0, \quad (15)$$

імпульсу:

$$\frac{D\vec{U}^*}{Dt^*} = \frac{\partial \vec{U}^*}{\partial t^*} + (\vec{U}^* \cdot \nabla^*) \vec{U}^* = -\frac{1}{\rho^*} \nabla^* p^* - \frac{1}{\rho^*} \nabla^* \cdot \vec{\tau}^* + \frac{1}{\rho^*} \vec{F}_g^* \quad (16)$$

й енергії (для температури T)

$$\frac{DT^*}{Dt^*} = \frac{\beta^* T^*}{c_p^* \rho^*} \frac{Dp^*}{Dt^*} - \frac{1}{c_p^* \rho^*} \nabla^* \cdot \vec{q}_A^* + \frac{1}{c_p^* \rho^*} \Phi^* + \frac{1}{c_p^* \rho^*} \dot{q}_V^*. \quad (17)$$

У рівняннях моделей (15) і (16) є величини t^* , \vec{F}_g^* і Φ^* для в'язкого тензора напруг, залежні від об'єму гравітаційна сила й функція дисипації на основі тертя. Літерні позначення \vec{q}_A^* й \dot{q}_V^* у формулі (17) означають залежний від площі вектор щільності теплового потоку й залежний від об'єму тепловий потік. Для опису просторово-часових



характеристик під час впливу ВТ ми взяли до уваги залежність величин балансу від часу t^* і просторових координат, причому набла-оператор ∇^* (оператор Гамільтона) відображає просторову похідну. Ця похідна $\frac{D}{Dt^*}$ в рівняннях (16) і (17) виражає просторово-часову зміну швидкості U^* , температури T^* і тиску p^* .

У тензорному вигляді ми подали рівняння як:

$$\frac{\partial \rho^*}{\partial t^*} + \frac{\partial(\rho^* u_i^*)}{\partial x_i^*} = 0 \quad (18)$$

рівняння збереження імпульсу:

$$\rho^* \left[\frac{\partial u_j^*}{\partial t^*} + u_i^* \frac{\partial u_j^*}{\partial x_i^*} \right] = - \frac{\partial p^*}{\partial x_j^*} - \frac{\partial \tau_{ij}^*}{\partial x_i^*} + \rho^* g_j^* \quad (19)$$

і рівняння збереження енергії:

$$\rho^* \left[\frac{\partial h_t^*}{\partial t^*} + u_j^* \frac{\partial h_t^*}{\partial x_j^*} \right] = \frac{\partial \rho^*}{\partial t^*} - \tau_{ij}^* \frac{\partial u_j^*}{\partial x_i^*} - u_j^* \frac{\partial \tau_{ij}^*}{\partial x_i^*} - \frac{\partial (\dot{q}_i^*)_A}{\partial x_i^*} + \dot{q}_V^*, \quad (20)$$

де: $h_t^* = h^* + \frac{1}{2}(u_k u_k) + G^*$ – повна ентальпія; h^* – ентальпія; $\frac{1}{2}(u_k u_k)$ – питома кінетична енергія; G^* – питома потенційна енергія $\left(-\frac{\partial G^*}{\partial x_j^*} = g_j^*, \frac{\partial G^*}{\partial t^*} = 0 \right)$. Індeksi i, j

і k приймають значення 1, 2 або 3. Величина t^* позначає час, u_i^* і u_j^* – вектор швидкості, x_i^* і x_j^* – декартові координати, τ_{ij}^* – молекулярний перенос імпульсу, g_j^* – вектор гравітації, $(\dot{q}_i^*)_A$ – залежний від площі тепловий потік, і \dot{q}_V^* – залежний від об'єму тепловий потік.

Тут треба обмовитись, що дані рівняння діють для чистих, хімічно й електромагнітно інертних рідких робочих середовищ.

Для ньютонівської рідини й рідини Фур'є ми, застосувавши гіпотезу Стокса, одержали:

$$\tau_{ij}^* = -\eta^* \left[\frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*} + \frac{\partial u_j^*}{\partial x_i^*} \right] + \frac{2}{3} \delta_{ij} \eta^* \frac{\partial u_k^*}{\partial x_k^*} \quad (21)$$

і

$$(\dot{q}_i^*)_A = -\lambda^* \frac{\partial T^*}{\partial x_i^*}. \quad (22)$$

Ми зробили припущення, що у КВТ не існують ендотермічні або екзотермічні хімічні реакції, які залежать від об'єму початкових членів, тому ми ними зневажили, і отримали таке:

$$\dot{q}_V^* = 0. \quad (23)$$

Також ми не враховували механізми переносу другого порядку, такі як ефект Дюфура та ефект Соре. Представлені вище в розмірному вигляді основні рівняння термодинаміки є справжніми для різних систем створення тиску й основних фаз процесу.

Для проведення аналізу аналогій та досліджень впливу безрозмірних груп, замість безлічі окремих параметрів обґрунтуємо безрозмірність рівнянь (15-17), що дозволить скоротити не тільки кількість впливаючих величин, але й шляхом аналізу аналогій різних процесів знайти закономірність для необхідного масштабування.

Розрахункова схема камери високого тиску, працюючої за принципом «поршень-циліндр», показана на рисунку 1.

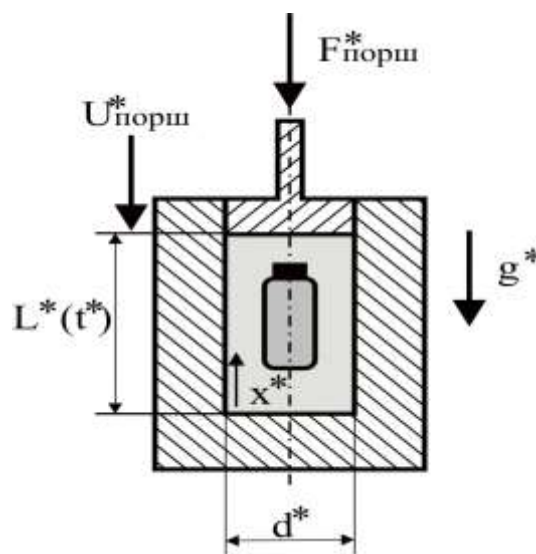


Рисунок 1 – Розрахункова схема камери високого тиску за системою «поршень-циліндр»

Сила $F_{порш}^*$ здійснює рух поршня в протилежному напрямку до позитивної аксіальної координати x^* зі швидкістю $u_{порш}^* = u_0^*$. На початку створення тиску (час $t^* = 0$ с) відстань між поршнем і кришкою камери високого тиску становить $L^*(t^*) = L_0^*$. Під час нагнітання тиску $L^*(t^*)$ згодом зменшується. Аналіз аналогій, що призводить до безрозмірного способу запису рівнянь (15-17), вимагає визначення характеристичних параметрів відношення. У цьому зв'язку L_0^* і відповідно u_0^* являє собою відповідні шкали довжин і швидкості. Без втрати тотожності ми припустили, що діаметр d^* камери високого тиску приблизно дорівнює L_0^* , $d^* \approx L_0^*$.

Тому маємо єдину характеристичну величину часу процесу $\tau_3^* = L_0^*/u_0^*$ для фази нагнітання й скидання тиску, в якому рух середовища відбувається переважно на основі примусової конвекції. На протизагу цьому у фазі витримки тиску домінують апвелінг-феномен і природна конвекція як це показано у [6] в чисельному відображенні. Для природної конвекції не можна вказувати апріорі характеристичну швидкість. Замість цього в літературі часто вказується вихідна швидкість, $u_{вих}^* = \sqrt{g^* \beta_0^* \Delta T^* L_0^*}$ [9], що впливає з балансу рушійних сил і сил, які перешкоджають вільно конвекуючому полю течії.



У цьому визначенні розмірні параметри β_0^* й ΔT^* позначають ізобаричний тепловий коефіцієнт розширення й характеристичну різницю температур, яка приводить у дію природну конвекцію. Знання шкал довжин і часу (або як альтернатива шкали швидкостей) є достатнім для визначення аналогії кінематики фази стиснення. Аналогія динаміки вимагає введення такої шкали, що характеризує вплив сил на рухоме середовище під час нагнітання тиску. Зазначена на розрахунковій схемі (рисунок 1) зовнішня сила стискання F^* може представляти цю величину, однак вона невідома априорі. Із цієї причини ми вважали за доцільне вводити щільність на початку стискання ρ^* як додаткову характеристичну величину. Вона являє міру саме для масової сили, що здійснює стиснення. Це призводить до одержання щільності за рахунок її власного значення за p_0^* і T_0^* . Послідовно відбувається позбавлення розмірності інших визначальних параметрів, які трапляються в моделюванні рівнянь балансу (15-17). Це стосується теплопровідності λ^* , теплоємності c_p^* , ізобаричного теплового коефіцієнта розширення β^* , температуропровідності $\alpha^* = \frac{\lambda^*}{\rho^* c_p^*}$ й динамічної в'язкості η^* (а також кінематичної в'язкості $\nu^* = \frac{\eta^*}{\rho^*}$).

Нормування температури спирається на T_0^* як наступну характеристичну величину температурного поля. Відповідно до закону пропорційності Ньютона в'язкість залежить винятково від тиску p^* і температури T^* , але не від поля швидкостей \vec{U}^* . Тиск у рівнянні імпульсу (5.28) можна масштабувати з кінетичним тиском $\rho_0^* u_0^{*2}$.

Рівняння енергії (17) масштабує тиск, навпаки, з повним тиском $p_0^* + \rho_0^* \frac{u_0^{*2}}{2} \approx \rho_0^* c_{p0}^* T_0^*$.

За допомогою такого відношення виразимо рівняння збереження маси в безрозмірній формі:

$$\underbrace{\frac{\partial \rho}{\partial t}}_a + \underbrace{\nabla \cdot (\rho \vec{U})}_b = 0, \quad (24)$$

де члени однакового порядку, описують при цьому:

- a) локальну тимчасову зміну маси елемента об'єму;
- b) конвективний перенос маси через межі елемента об'єму.

Використавши наведені характеристичні величини, ми одержали рівняння імпульсів у безрозмірній формі:

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \nabla) \vec{U} \right] = -\nabla p - \frac{\eta_0^*}{\rho_0^* L_0^* u_0^*} \nabla \cdot \tau + \frac{L_0^* u_0^*}{u_0^{*2}} \vec{F}_g. \quad (25)$$

Залежно від фази процесу можна використати різні характеристичні вихідні величини.

Таким чином, для примусової конвекції одержали різні безрозмірні коефіцієнти.

$$\underbrace{\rho \frac{\partial \vec{U}}{\partial t}}_a + \underbrace{\rho (\vec{U} \cdot \nabla) \vec{U}}_b = -\underbrace{\nabla p}_c - \underbrace{\frac{1}{\text{Re}_0} \nabla \cdot \tau}_d + \underbrace{\frac{1}{\text{Fr}_0} \vec{F}_g}_e \quad (26)$$



природна конвекція (із числом Грасгофа) $Gr_0 = \frac{g_0^* \beta_0^* \Delta T^* L_0^{*3}}{\nu_0^{*2}}$

$$\underbrace{\rho \frac{\partial \vec{U}}{\partial t}}_a) + \underbrace{\rho (\vec{U} \cdot \nabla) \vec{U}}_b) = - \underbrace{\nabla p}_c) - \underbrace{\frac{1}{Re_0} \nabla \cdot \tau}_d) + \underbrace{\frac{Re_0^2}{Fr_0 Gr_0} \vec{F}_g}_e). \quad (27)$$

В останньому випадку безрозмірний множник члена можна виразити також за допомогою критерія Галілея $Ga_0 = \frac{g_0^* L_0^{*3}}{\nu_0^{*2}} = \frac{Re_0^2}{Fr_0}$ та критерія Архімеда $Ar_0 = \frac{Gr_0}{Re_0^2}$.

Виразивши, одержали

$$\frac{Re_0^2}{Fr_0 Gr_0} = \frac{Ga_0}{Gr_0} \div \vartheta \frac{1}{Fr_0 Ar_0}$$

Члени рівняння імпульсу (27) вказують (на одиницю об'єму):

- a) локальну тимчасову зміну імпульсу в елементі об'єму;
- b) конвекційний перенос імпульсу через межі елемента об'єму;
- c) силу тиску;
- d) силу на основі обумовленого молекулою переносу імпульсу;
- e) масову силу, обумовлену гравітацією.

У нашій роботі ми виходимо з гіпотези, що біохімічні реакції, які протікають під час процесу обробки тиском, насамперед являє собою інактивацію мікроорганізмів або ферментів.

Як і раніше ми вважаємо, що в досліджуваному об'ємі немає ніяких ендотермічних або екзотермічних реакцій.

Із цієї причини в рівнянні енергії не враховуємо залежні від об'єму початкові члени.

Після приведення до безрозмірного виду рівняння енергії набуло таку форму:

$$\rho \frac{Dh}{Dt} + \frac{u_0^{*2}}{h_0^*} \rho \frac{D\left(\frac{1}{2} u_k u_k\right)}{Dt} = \frac{p_c^*}{h_0^* \rho_0^*} \frac{\partial p}{\partial t} - \frac{\eta_0^* u_0^*}{h_0^* \rho_0^* L_0^*} \frac{\partial (u_j \tau_{ij})}{\partial x_i} - \frac{\lambda_0^* T_c^*}{L_0^* u_0^* \rho_0^* h_0^*} \frac{\partial (\dot{q}_i)_A}{\partial x_i} + \frac{L_0^* g_0^*}{h_0^*} \rho u_j g_j. \quad (28)$$

Використання для примусової й природної конвекції безрозмірних індексів призвело до рівняння:

$$\underbrace{\rho \frac{Dh}{Dt}}_a) + \underbrace{Ec_0 \rho \frac{D\left(\frac{1}{2} u_k u_k\right)}{dt}}_b) = \underbrace{\frac{\partial p}{\partial t}}_c) - \underbrace{\frac{Ec_0}{Re_0} \frac{\partial (u_j \tau_{ij})}{\partial x_i}}_d) - \underbrace{\frac{1}{Re_0 Pr_0} \frac{\partial (\dot{q}_i)_A}{\partial x_i}}_e) + \underbrace{\frac{Ec_0}{Ar_0} \rho u_j g_j}_f), \quad (29)$$

причому використовувані для утворення індексів значення характеристичних величин між обома випадками відрізняються.



Члени рівняння енергії (29) вказані (на одиницю об'єму):

- a) для тимчасової зміни ентальпії в елементі об'єму;
- b) тимчасової зміни кінетичної енергії в елементі об'єму;
- c) надходження енергії шляхом зміни тиску;
- d) обумовленого молекулою надходження кінетичної енергії;
- e) надходження енергії шляхом дифузійного переносу теплової енергії;
- f) зміни енергії елемента об'єму через зміну потенційної енергії.

Виразивши безрозмірне рівняння енергії для температури, одержали:

$$\frac{DT}{Dt} = \Pi_{T_0} \frac{\beta T}{c_p \rho} \frac{Dp}{Dt} + \frac{1}{c_p \rho} \frac{1}{Re_0 Pr_0} \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \frac{1}{c_p \rho} \frac{Ec_0}{Re_0} \Phi. \quad (30)$$

Додатково до безрозмірної множини, що визначається відношенням визначального й кінематичного параметрів, у рівняннях балансу є такі безрозмірні числа (у рівняннях (26), (27), (29) і (30)):

– критерій Рейнольдса – $Re_0 = \frac{\rho_0^* u_0^* L_0^*}{\eta_0^*}$ характеризує відношення конвекційного

до дифузійного переносу імпульсу;

– критерій Фруда – $Fr_0 = \frac{u_0^{*2}}{L_0^* g^*}$ врівноважує ефект гравітації відносно ефекту

конвекції;

– число Еккерта – $Ec_0 = \frac{u_0^{*2}}{c_{p0}^* T_x^*}$ визначає відношення впливу індукованої течією

компресії на дисипацію;

– число Прандтля – $Pr_0 = \frac{\eta_0^* c_{p0}^*}{\lambda_0^*} = \frac{v_0^*}{a_0^*}$ виражає відношення дифузії імпульсу до

дифузії енергії.

Додаткова безрозмірна група $\Pi_{T_0} = \beta_0^* T_c^*$ трапляється в рівнянні енергії й характеризує приріст до теплової енергії на підставі виконаної під час стискання роботи зі зміни об'єму.

Масштабне збільшення процесу вимагає, щоб усі безрозмірні групи рівнянь моделі (28, 29 і 30) приймали однакові значення для по-різному масштабованих геометричних розмірів камер високого тиску. Наприклад, для наших двох розглянутих камер потрібно масштабувати ідентичним видом і способом критерій Рейнольдса Re_0 і число Фруда Fr_0 .

Якщо обробка ідентичних продуктів відбувається в обох камерах (значок \wedge характеризує параметри другої камери) різного розміру, то для досягнення постійного значення Re_0 потрібно перетворення подібності:

$$Re_0 = \frac{\rho_0^* u_0^* L_0^*}{\eta_0^*} = \frac{\hat{\rho}_0^* \hat{u}_0^* \hat{L}_0^*}{\hat{\eta}_0^*} = \text{const.} \Rightarrow \hat{u}_0^* = u_0^* \frac{L_0^*}{\hat{L}_0^*}. \quad (31)$$

I, навпаки, критерій Фруда Fr_0 вимагає масштабування



$$Fr_0 = \frac{u_0^{*2}}{L_0 g^*} = \frac{\hat{u}_0^{*2}}{L_0^* g^*} = \text{const.} \Rightarrow \hat{u}_0^* = u_0^* \sqrt{\frac{L_0^*}{L_0}}. \quad (32)$$

Отже, масштабування не можна виконати точно, досягається тільки асимптотична подібність за $Re_0 \rightarrow 0$ і $Fr_0 \rightarrow 0$. Із цього виходить, що де-факто не можна переносити результати математичного моделювання, на основі якогось експериментального перетворення, на камери з іншою геометрією. Це тим більше справедливо за зміни не тільки геометрії камери високого тиску, але й оброблюваного продукту. Моделювання такої системи представляє, таким чином, єдину у своєму роді історію впливу. Це дає нам право зробити висновок, що процес обробки ВТ вимагає адаптивних стратегій, щоб досягти відповідних цілей впливу.

Збіжність рівнянь імпульсу (26) та рівняння енергії (30) будемо знаходити шляхом аналізу подібності між полем імпульсу й полем енергії, а також необхідним спрощенням моделі.

Порівняння рівнянь (26) і (30) показує, що аналогії будуть тоді, коли:

– поле течії має властивості спрямованої дії, так як у цьому випадку швидкість має єдиний незникаючий компонент. Таким чином, рівняння вектора (26) перетворюється в скалярне рівняння, що відповідає характеру енергобалансу (30);

– зникають будь-які зміни тиску в рівнянні імпульсу й енергії. Виконання цієї умови вимагає, щоб перенос імпульсу відбувався при чисто кінематичному впливі. При цьому подібність у жодному разі не може мати місце під час фаз зміни тиску, а тільки під час витримки;

– можна зневажити ефектом гравітації й дисипації, це дає можливість виключити член $\frac{1}{\rho} \frac{1}{Fr_0} \vec{F}_g$ у рівнянні імпульсу (26) і член $\frac{1}{c_p \rho} \frac{Ec_0}{Re_0} \Phi$ в енергобалансі (30);

– всі параметри речовини мають постійні значення й $Pr_0 = 1$.

Ці вимоги показують, що додаткові спрощення моделі можна допустити в окремих випадках, які не мають релевантності для обробки продуктів ВТ у практичних умовах.

Перенос хімічних субстанцій має велике значення під час обробки високим тиском. У цілому безрозмірне рівняння балансу

$$\underbrace{\frac{\partial \Theta}{\partial t}}_A + \underbrace{\nabla \cdot (\Theta \vec{U})}_B = \underbrace{\frac{1}{Re_0 Sc_0} \nabla \cdot (D_\Theta \nabla \Theta)}_C + \underbrace{D_{a0} Q_\Theta}_D \quad (33)$$

описує конвекційний і дифузійний перенос хімічних субстанцій. При цьому скалярна величина Θ являє собою безрозмірну концентрацію субстанції, Sc_0 критерій Шмідта, D_Θ безрозмірний коефіцієнт дифузії, Da_0 критерій Дамкьолера й Q_Θ початковий член.

Члени рівняння переносу показують:

a) локальну тимчасову зміну кількості речовин в елементі об'єму;

b) конвекційний перенос речовини через межі об'єму елемента;

c) дифузійний перенос речовини через межі об'єму елемента;

d) початковий член і, відповідно, член стоку концентрації речовини.

Аналогічно пошуку збіжності рішень рівнянь імпульсу й енергії (26) та (30) вчинимо відносно моделі переносу (33) для Θ . Відповідно до представленого вище мірку-



вання, порівнявши рівняння (26) і (33), одержали, що збіжність рішень можлива тільки, якщо:

- поле течії має властивості спрямованої дії;
- у рівнянні імпульсу (26) зміни тиску обертаються до нуля;
- зневажити ефектом гравітації та початковим членом;
- параметри речовини мають постійне значення ($Sc_0 = 1$)

Тим не менше, подібність між полями температури T і Θ досяжна за зневажання дисипацією щонайменше, до певного розміру, так як обидві величини представляють скаляри. Тому можна легко перетворити ліві сторони рівнянь (30) і (33), а також члени дифузії правих сторін. Початковий член $D_{a0}Q_{\Theta}$ рівняння переносу для Θ (33) формально відповідає члену $\prod_{T_0} \frac{\beta T}{c_p \rho} \frac{Dp}{Dt}$ рівняння (30), що описує перетворення створеної тиском механічної енергії в теплову енергію. У зв'язку із цим ми повинні були сформулювати додаткові вимоги до отриманого раніше рівняння переносу імпульсу й переносу скаляра Θ :

– повинні існувати ідентичні значення безрозмірних параметрів речовини, тобто $\lambda = D_{\Theta}$ й $c_p \rho R p_0 = Sc_0$;

– клітинні або молекулярні реакції, виражені через $D_{a0}Q_{\Theta}$, повинні проходити пропорційно для індукованих тиском змін температури $\prod_{T_0} \frac{\beta T}{c_p \rho} \frac{Dp}{Dt}$. Розв'язання

представлених диференціальних рівнянь має враховувати, що теплофізичні властивості обробленого продукту залежать від тиску й температури, як це може бути показано для води. IAPWS – Міжнародна асоціація з властивостей води й водяної пари [8] дає рівняння для розрахунку в'язкості залежно від тиску й температури та визначення теплопровідності залежно від тиску.

Зона застосування цих рівнянь від 273К до 423К і до 500 МПа. Для багатоконпонентних же продуктів відсутні точні дані й відповідні моделі, які відображають теплофізичні властивості, тому залишається залежність вирішення цих рівнянь від наявності експериментальних даних або окремо за компонентами продуктів, або за продуктом в цілому.

У рівняннях балансу, застосовуваних у розрахунковій теплогідродинаміці, ми виділимо дві категорії, якими можна описати теплові ефекти у процесі обробки ВТ:

– перша категорія описує чисто дифузійні термічні переноси в оброблюваному продукті. Це може відбуватися на базі термодинаміки нестационарних систем, які перебувають у стані спокою та враховують розподіл температури замість сталих однорідних температурних полів у камері високого тиску й разом з тим в оброблюваному продукті. Цей метод дає можливість одержати реалістичні моделі процесу обробки ВТ. Використання цього методу дозволяє одержати єдине рівняння моделі для температурного поля (рівняння Фур'є), для якого без особливих труднощів можна знайти чисельне або навіть аналітичне рішення для простих геометричних характеристик;

– друга категорія додатково враховує конвекційні ефекти, які супроводжують обробку ВТ, особливо рідких продуктів. За таких обставин існує взаємодія між переносом маси, імпульсу й енергії, через що під час моделювання навіть для чистої, однофазної біоречовини (або робочих середовищ передачі тиску у випадку непрямого впливу) отримується система нелінійних диференціальних рівнянь у частинних похідних (24, 25 і 30). Імітація вимагає для рішення повних основних рівнянь теплогідродинаміки (24, 25 і 30) високопродуктивну обчислювальну техніку.

– друга категорія додатково враховує конвекційні ефекти, які супроводжують обробку ВТ, особливо рідких продуктів. За таких обставин існує взаємодія між переносом маси, імпульсу й енергії, через що під час моделювання навіть для чистої, однофазної біоречовини (або робочих середовищ передачі тиску у випадку непрямого впливу) отримується система нелінійних диференціальних рівнянь у частинних похідних (24, 25 і 30). Імітація вимагає для рішення повних основних рівнянь теплогідродинаміки (24, 25 і 30) високопродуктивну обчислювальну техніку.

– друга категорія додатково враховує конвекційні ефекти, які супроводжують обробку ВТ, особливо рідких продуктів. За таких обставин існує взаємодія між переносом маси, імпульсу й енергії, через що під час моделювання навіть для чистої, однофазної біоречовини (або робочих середовищ передачі тиску у випадку непрямого впливу) отримується система нелінійних диференціальних рівнянь у частинних похідних (24, 25 і 30). Імітація вимагає для рішення повних основних рівнянь теплогідродинаміки (24, 25 і 30) високопродуктивну обчислювальну техніку.



Рівняння Фур'є виражає змінну, ізотропну дифузію теплоти на основі наявних перепадів температур. Під час впливу високого тиску простежуються індуковані тиском зміни стану та їхніх початкових і граничних умов.

Рівняння Фур'є являє собою доповнення залежності (11). У безрозмірному отримаємо рівняння,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \Pi_{T_0} \frac{\beta T}{c_p \rho} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\lambda}{c_p \rho} \frac{1}{\text{Re}_0 \text{Pr}_0} \nabla^2 T, \quad (34)$$

яке ми спростили далі за рахунок того, що за нормування часу за допомогою внутрішньої теплової часової шкали замість, $\tau_e^* = \frac{L_0^{*2}}{a_0^*}$, використали характеристичну

тривалість процесу $\tau_c^* = \frac{L_0^*}{a_0^*}$.

Після спрощення отримали:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \Pi_{T_0} \frac{\beta T}{c_p \rho} \frac{\partial p}{\partial t} + a \nabla^2 T. \quad (35)$$

Рівняння моделі (34) виводиться безпосередньо з рівняння енергії (30). Для продуктів з великою щільністю це вимагає урахування незначних ефектів дисипації й конвективного прискорення. Так як залежність від тиску параметрів матеріалу, λ , ρ , c_p і a для твердих тіл можна розглядати як незначну, вони прирівнюються до одиниці. З огляду на це в рівнянні моделі (35) ми провели спрощення й одержали наступне рівняння в безрозмірній формі:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \Pi_{T_0} T \frac{\partial p}{\partial t} + a \nabla^2 T. \quad (36)$$

Рівняння балансу, які ґрунтуються на дифузійному переносі теплової енергії, вступають у дію також під час описі термічних властивостей рідких продуктів.

Незважаючи на те, що в камері ВТ завжди домінує конвекція, рівняння (35) можна використати як досить задовільну модель реального процесу, але застосувати її можна тільки після повторного огляду розмірів різних членів основних рівнянь теплогідродинаміки (24, 25 і 30).

Члени рівняння складаються з безрозмірних індексів, параметрів поля та їхніх похідних. На підставі приведення у безрозмірний вигляд величини поля їхні похідні можуть мати значення, прирівняне до одиниці. Відносні параметри оброблюваного продукту показують незначні відхилення від одиниці тільки у випадках, за яких є незначна залежність від тиску й температури. Для рідких продуктів це стосується щільності, теплопровідності, температуропровідності й коефіцієнта теплового розширення. На противагу цьому в'язкість різних продуктів під тиском зростає експоненціально, як, наприклад, у масла й жиру [10].

Тому особливої уваги вимагає оцінка відносних значень окремих членів основних рівнянь теплогідродинаміки (24, 25 і 30), які містять в'язкість. Тим не менше, безрозмірні індекси дуже впливають на величину деяких членів цих рівнянь.



Величина членів рівнянь перебуває в безпосередньому зв'язку з виникаючими ефектами під час обробки високим тиском. Так, для типових експериментальних значень води, перетворення механічної енергії в теплову має зневажно малі значення, що виражається в енергетичному рівнянні (30) як $\frac{Ec_0}{Re_0} \approx 10^{-13}$ [6].

На противагу цьому значення $\frac{1}{Re_0 Pr_0} \approx 10^{-3}$ підтверджує, що теплопровідність не відіграє домінуючої ролі, проте, у порівнянні з конвекційним переносом енергії в лівій частині рівняння (30) величиною одиниці не можна зневажати. Величина безрозмірного індексу $\Pi_{T_0} \approx 10^{-2}$ рівняння енергії (30) підтверджує, що індуковану тиском зміну температури необхідно брати до уваги – крім академічних випадків, як, наприклад, за ізотермічних умов.

Аналіз опису переносу імпульсу рівнянням моделі (25) дозволив нам зробити важливий на наш погляд висновок, що примусова конвекція під час фази нагнітання тиску ($Re \approx 10^2$), а також природна конвекція (зворотна величина числу Фруда $\frac{1}{Fr_0} \approx 10^3$) і в'язкісні ефекти (зворотна величина числа Рейнольдса $\frac{1}{Re_0} \approx 10^{-2}$) можуть здійснювати значний вплив на процес обробки. Тим самим підтверджується перспективність у застосуванні додаткових чинників, які можуть викликати примусову конвекцію (вібрація, ультразвук та тощо.), та природну конвекцію – зміною температури процесу обробки ВТ за рахунок створення адиабатичних або ізотермічних умов набору тиску. Рівняння балансу маси (24) і збереження імпульсу (25) залишаються, таким чином, незмінними, тому що всі члени мають істотний вплив.

Проте рівняння енергії (30) ми приведемо у відповідність за допомогою рівняння моделі:

$$\frac{DT}{Dt} = \Pi_{T_0} \frac{\beta T}{c_p \rho} \frac{Dp}{Dt} + \frac{1}{c_p \rho} \frac{1}{Re_0 Pr_0} \nabla \cdot (\lambda \nabla T). \quad (37)$$

У зв'язку з масштабуванням і аналогіями ми врахували початкові й граничні умови, такі як:

- температура оброблюваного продукту, наявність упаковки, матеріал стінки камери й наявність робочого середовища;
- розподіл популяції мікроорганізмів і активність ферментів;
- геометричні параметри й параметри речовини.

Тут треба додати, що тепловий перенос через сталеву стінку камери високого тиску теж істотно впливає на перенос імпульсу й енергії в КВТ, тому потребує подальшого ретельного вивчення, тому що це дає можливість регулювання температури під час впливу високого тиску за рахунок урахування всіх процесів переносу теплоти у всій системі ВТ (зразок, робоче середовище для передачі тиску, сталева камера, термостатування тощо). Хоча цей математичний вираз є перспективним з точки зору регулювання процесу, він включає тільки розрахунок температурних коливань під час нагнітання й скидання тиску за допомогою рівняння (11), але не включає вплив початкових і граничних умов на розподіл імпульсу й енергії в окремих компонентах системи високого тиску. А вони мають істотний вплив на локальні переноси імпульсу, енергії й речовини і, таким чином, на «історію впливу» на продукт. Ґрунтуючись на вищесказаному, ми вважаємо, що ведення історії впливу відкриває можливість цілеспрямованим способом



регулювати вплив ВТ відносно неминучих коливань властивостей матеріалу в біологічних системах. Для цього необхідно розробляти адаптивну стратегію ведення процесу обробки, в ідеалі – для кожного продукту або хоча б для певної групи продуктів стосовно поставленої мети обробки ВТ.

Це вимагає великої математичної трудомісткості під час розв'язання основних рівнянь теплогідродинаміки (24, 25 і 16) з урахуванням початкових і граничних умов. Крім того, потрібне відповідне моделювання властивостей матеріалу. Тим не менше, навіть для чистих, однофазних речовин, для яких справедливі рівняння моделі (10, 11 і 16), існують тільки деякі експериментальні дані, які описують швидкості й температури, а також фізичні властивості продукту й, насамперед, їхню залежність від тиску й температури.

Останнім часом є відповідні успіхи в адаптації прямих методів вимірювання в умовах високого тиску. Це стосується, наприклад, диференціальної скануючої калориметрії, перехідного методу нитки розжарення і віскозиметрії високого тиску для вимірювання теплофізичних даних. Розроблена нами камера високого тиску [7] так само дозволяє робити виміри температури оброблюваного продукту в трьох точках *in-situ*.

Список літератури / References:

1. Pehl M. First visualization of temperature fields in liquids at high pressure using thermochromic liquidcrystals / M. Pehl, F. Werner, A. Delgado // *Experiments in Fluids*. – 2000. – Vol. 29, № 3. – P. 302-304.
Pehl, M., Werner, F. and Delgado, A. (2000), *First visualization of temperature fields in liquids at high pressure using thermochromic liquidcrystals*, *Experiments in Fluids*, Vol. 29, no. 3, pp. 302-304.
2. Experimental investigation on thermofluidodynamical processes in pressurized substances / M. Pehl [etc.] // *High pressure bioscience and biotechnology*. – Kyoto, Japan: Nov, 2000: [proc. conf]. – Kyoto, 2002. – P. 429-436.
Pehl, M. (2002), *Experimental investigation on thermofluidodynamical processes in pressurized*, [*High pressure bioscience and biotechnology*], Kyoto, Japan, Nov, pp. 429-436.
3. Hartmann C. Numerical simulation of convective and diffusive transport effects on a high-pressure-induced inactivation process / C. Hartmann, A. Delgado // *Biotechnology and Bioengineering*. – 2002. – Vol. 79, № 1. – P. 94-104.
Hartmann, C. and Delgado, A. (2002), *Numerical simulation of convective and diffusive transport effects on a high-pressure-induced inactivation process*, *Biotechnology and Bioengineering*, Vol. 79, no. 1, pp. 94-104.
4. Denys S.A modeling approach for evaluating process uniformity during batch high hydrostatic pressure processing: combination of a numerical heat transfer model and enzyme inactivation kinetics / S. Denys, A.M. Van Loey, M.E. Hendrickx // *Innovative Food Science and Emerging Technologies*. – 2000. – Vol. 1, № 1. – P. 5-19.
Denys, S.A., Loey, A.M. and Van Hendrickx, M.E., (2000) *Modeling approach for evaluating process uniformity during batch high hydrostatic pressure processing: combination of a numerical heat transfer model and enzyme inactivation kinetics*, *Innovative Food Science and Emerging Technologies*, Vol. 1, no. 1, pp. 5-19.
5. Kowalczyk W. Dimensional analysis of thermo-fluid-dynamics of high hydrostatic pressure processes with phase transition / W. Kowalczyk, A. Delgado // *Intern. J. of Heat and Mass Transfer*, 2007. – Vol. 50, № 4. – P. 3007-3018.
Kowalczyk, W. and Delgado, A., (2007) *Dimensional analysis of thermo-fluid-dynamics of high hydrostatic pressure processes with phase transition*, *Intern. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 50, no. 4, pp. 3007-3018.



6. Rauh C. Analysis of inhomogeneous thermofluid-dynamical processes in short time high pressure treatment of liquid foods / C. Rauh, A. Baars, A. Delgado // Proceedings of the 4th International Conference on High Pressure Bioscience and Biotechnology, Tsukuba, Japan. – [S. l], 2006. – P. 186-191.
Rauh, C., Baars, A. and Delgado, A., (2006) *Analysis of inhomogeneous thermofluid-dynamical processes in short time high pressure treatment of liquid foods*, Proceedings of the 4th International Conference on High Pressure Bioscience and Biotechnology, Tsukuba, Japan, pp. 186-191.
7. Автоматизована установка високого тиску для комплексного дослідження біологічних матеріалів / В.О. Сукманов [та ін.] // Зб. наук. пр. Донец. фіз.-техн. ін-ту ім. А.А. Галкіна. – Донецьк, 2007. – С. 78-91.
Sukmanov, V.O., Bukin, H.V., Shevchenko, H.H., Kasiyanov, O.I., Sokolov, S.A., Dekan, O.O., Sabirov, O.V. and Golovinov, V.P., (2007) “The automated setting of high pressure for complex research of biological materials”, Zb. nauk. pr. Donets. fiz.-tekhn. in-tu, Donetsk, Ukraine, pp. 78-91.
8. Release on the IAPWS Formulation 2008 for the Viscosity of Ordinary Water Substance, Sept. 2008 [Electronic resource] // IAPWS Releases, Supplementary Releases, Guidelines, and Advisory Notes / The Intern. Assoc. for the Properties of Water and Steam. – 2011. – S. 1. – Available at: <<http://www.iapws.org/relguide/visc.pdf>>.
Release on the IAPWS Formulation 2008 for the Viscosity of Ordinary Water Substance, IAPWS Releases, Supplementary Releases, Guidelines, and Advisory Notes, The Intern., Assoc. for the Properties of Water and Steam, [Electronic resource], Available at: <http://www.iapws.org/relguide/visc.pdf>.
9. Kowalczyk W. Modelling and numerical simulation of convection driven high pressure-induced phase changes / W. Kowalczyk, C. Hartmann, A. Delgado // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. – 2004. – Vol. 47, № 5. – P.1079-1089.
Kowalczyk, W., Hartmann, C. and Delgado, A., (2004) *Modelling and numerical simulation of convection driven high pressure-induced phase changes*, Intern. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 47, no. 5, pp. 1079-1089.
10. Först P. In-situ Untersuchungen der Viskosität fluider komprimierter Lebensmittel: Dissertation / Först P. – München, 2002. – 193 Bl.
Först, P. (2002), “In-situ Untersuchungen der Viskosität fluider komprimierter Lebensmittel”, Dissertation, München, Germany, 193 Bl.

Цель. Цель статьи описать неоднородное температурное поле, возникающее в камере высокого давления (система поршень-цилиндр) при обработке пищевых продуктов. Заполненная камера высокого давления представляет собой систему, состоящую из продукта, упаковочного материала, промежуточной жидкости и стальной стенки камеры. Эти материалы обладают различными термофизическими свойствами. Вследствие этого, несмотря на однородные начальные параметры распределения температур, во время повышения давления в камере образуется неоднородное температурное поле. Наличие неоднородности может отрицательно отразиться на качестве обрабатываемого продукта.

Методика. Возникающая тепловая неоднородность требует пространственно-временного описания термогидродинамических процессов методом спецификации полей, т.е. в зависимости от координат пространства и времени.

Результаты. Предложенные математические модели позволяют исследовать процесс обработки высоким давлением с учётом не только значений давления, температуры и времени обработки, но и индуцированного высоким давлением повышения температуры обрабатываемого продукта.



Научная новизна. Полученные результаты говорят о том, что принудительная конвекция во время набора давления, а также естественная конвекция и вязкостные эффекты могут значительно влиять на ход процесса обработки высоким давлением.

Практическая значимость. Полученные модели открывают перспективы интенсификации процесса обработки давлением за счёт дополнительных физических факторов, которые способны вызвать принудительную и естественную конвекцию.

Ключевые слова: высокое давление, камера высокого давления, тепловая неоднородность, уравнения баланса.

Objective. The purpose of the article is to describe a non-uniform temperature field, resulting in a high pressure chamber (the system of piston-cylinder) during food processing. The filled chamber of high-pressure is the system that consists of product, packing material, intermediary liquid and steel wall of chamber. These materials have different thermophysical characteristics. Hereupon, without regard to the homogeneous initial parameters of distribution of temperatures, during the increase of pressure the heterogeneous temperature field appears in a chamber. The presence of heterogeneity can negatively affect the quality of the processed product.

Methods. Nascent thermal heterogeneity requires spatio-temporal description of thermophysical processes the method of specification of the fields, id est depending on the coordinates of space and time.

Results. The offered mathematical models allow to investigate the process of treatment high pressure with the account of not only values of pressure, temperature and time of treatment but also increase of temperature of the processed product induced by high pressure.

Scientific novelty. Obtained results show that force convection during the set of pressure, and also a natural convection and frictional effects can considerably influence on motion of process of treatment high pressure.

Practical value. Obtained models open the prospects of intensification of process of pressure treatment due to additional physical factors that are able to cause force and natural convection.

Key words: high pressure, chamber high-pressure, thermal heterogeneity, equalizations of balance.

Рекомендовано до публікації д-ром техн. наук, проф. Шевченком О.Ю. Дата надходження рукопису 12.06.2013 р.

... у человечества существует неистребимая жажда знания, которая собственно и отличает его от других биологических видов. И до тех пор, пока у каждого человека сохраняется возможность активно познавать, пока для подготовки к творческой работе хватает двух-четырёх десятков лет (в разных областях эти сроки различны), наука будет жить и развиваться

С.А. Соболев