

УДК 519.711.2:532.516.5

А.В. СОЛОНА

Дніпровський державний технічний університет

**ПОБУДОВА ДВОМІРНОЇ МАТЕМАТИЧНОЇ МОДЕЛІ ПРОЦЕСУ КОВШОВОГО
ВАКУУМУВАННЯ З ПРОДУВКОЮ ІНЕРТНИМ ГАЗОМ**

В статті подано математичну модель гідродинаміки газорідного середовища в металевій ванні при ковшовому вакуумуванні. Приведена візуалізація результатів, отриманих в програмі, реалізованій за наведеною математичною моделлю на мові С#. Досліджено вплив інтенсивності продувки інертним газом на ефективність видалення газових включень.

Ключові слова: ковшове вакуумування, продувка газом, газорідне середовище, гідродинаміка, математичне моделювання.

А.В. СОЛЕНАЯ

Днепропетровский государственный технический университет

**ПОСТРОЕНИЕ ДВУМЕРНОЙ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПРОЦЕССА КОВШЕВОГО
ВАКУУМИРОВАНИЯ С ПРОДУВКОЙ ИНЕРТНЫМ ГАЗОМ**

В статье представлена математическая модель гидродинамики газожидкостной среды в металлической ванне при ковшовом вакуумировании. Приведена визуализация результатов, полученных в программе, реализованной по приведенной математической модели на языке С#. Исследовано влияние интенсивности продувки инертным газом на эффективность удаления газовых включений.

Ключевые слова: ковшевое вакуумирование, продувка газом, газожидкостная среда, гидродинамика, математическое моделирование.

A.V. SOLONA

Dnipro State Technical University

**TWO-DIMENSIONAL MATHEMATICAL MODEL OF THE LADLE DEGASSING PROCESS WITH
INERT GAS BLOWING CONSTRUCTION**

The paper presents mathematical model of gas-liquid medium hydrodynamics in a metal bath during ladle degassing. The visualization of the results obtained in the program realized with the given mathematical model in the C# language is given. The influence of the gas blowing intensity on efficiency of the gas inclusions removing is studied.

Key words: ladle degassing, gas blowing, gas-liquid medium, hydrodynamics, mathematical modeling.

Постановка проблеми

Технологічні процеси вакуумування сталі вносять вагомий внесок в підвищення якості металопродукції, в зв'язку з чим вони набувають все більшого поширення. В даний час основним способом вакуумування сталі є спосіб камерного вакуумування, який володіє широкими технологічними можливостями рафінування сталі під вакуумом, має просту конструкцію і вимагає менших капітальних витрат.

Аналіз останніх досліджень і публікацій

Майже всі середовища, які використовуються при виробництві сталі і при ковшовій обробці та розливці металу є багатофазними. Загальний підхід, який пропонується до побудови математичних моделей динаміки багатофазних середовищ дозволяє створювати моделі, які можуть бути реалізовані на сучасних електронно-обчислювальних машинах. Газорідне середовище має важливу особливість — ефективну стисливість. В [5] була представлена модель нестисливого середовища на випадок несоленодальності.

Мета дослідження

Метою роботи є побудова математичної моделі процесів гідродинаміки газорідного середовища в металевій ванні при ковшовому вакуумуванні для дослідження впливу інтенсивності продувки інертним газом на ефективність видалення газових включень.

Виклад основного матеріалу

При обробці розплаву сталі вакуумом відбувається продування нейтральним газом через донні фурми (VD). Зважаючи на непрозорість, агресивність та високу температуру розплаву, багато питань щодо процесу вакуумування залишаються нез'ясованими. Зокрема, важливими є визначення раціональних режимів продувки аргонем, за яких дегазация металу буде максимально ефективною, виходячи з можливих значень від 0 до 600 л/хв. За недостатньої інтенсивності продувки не відбувається необхідне для видалення

газів та включень перемішування сталі, а при надмірній інтенсивності можливе потрапляння шлаку та газів назад в сталь, що призводить до погіршення її якості.

Необхідно узагальнити представлену в [5] модель на випадок несоленоїдальності середовища та визначити доцільність його використання у порівнянні з наближенням нестисливого середовища. Для спрощення побудови моделі розглядатимемо двовимірний випадок.

Математична модель.

Динаміка газорідного середовища у несоленоїдальному випадку описується рівнянням Нав'є-Стокса:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -(\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} + \nabla(\nu_e \nabla \cdot \vec{v}) + (1 - \alpha) \vec{g} - \vec{\nabla} p', \quad (1)$$

доповненого рівнянням, що слідує з умови нерозривності:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = \Phi(\vec{v}, \alpha), \quad (2)$$

рівнянням переносу газової фази:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = \Phi(\vec{v}, \alpha) - \vec{\nabla} \cdot (\alpha \vec{v}) \quad (3)$$

Введена для зручності функція $\Phi(\vec{v}, \alpha)$ має наступний вигляд:

$$\Phi(\vec{v}, \alpha) = \psi_\alpha - \alpha \frac{d_2(\ln \rho_2^0)}{dt} - \vec{\nabla} \cdot (\alpha \vec{w}). \quad (4)$$

Характерною особливістю руху газорідного середовища є його несоленоїдальність (ефективна стисливість), тобто відмінність дивергенції барицентричних швидкостей від нуля. Стисливість в (4) може проявлятися, по-перше, завдяки наявності об'ємного джерела газової фази ψ_α , по-друге, через стисливість газової фази (другий доданок) і, по-третє, завдяки міжфазному руху — останній доданок, в який входить швидкість руху газової фази відносно барицентричної швидкості середовища.

Припустивши, що в розглянутих умовах густина газової фази залежить лише від тиску $\rho_2^0 = \rho_2^0(p)$, отримаємо:

$$\frac{d_2(\ln \rho_2^0)}{dt} = \frac{\partial(\ln \rho_2^0)}{\partial p} \cdot \frac{d_2 p}{dt} = \xi \cdot \frac{d_2 p}{dt}. \quad (5)$$

Тоді (4) приймає вигляд:

$$\Phi(\vec{v}, \alpha) = \psi_\alpha - \alpha \frac{\rho}{\kappa \rho_{cm}} \vec{g}(\vec{v} + \vec{w}) - \vec{\nabla} \cdot (\alpha \vec{w}). \quad (6)$$

Дифузійна швидкість газової фази, яка входить в (6), має дві складові: колективну $\vec{w}^c = w^c \cdot \vec{g} / g = 0.5$ м/с (взято з експериментальних даних) та турбулентну, яка визначається за допомогою коефіцієнту турбулентної дифузії газової фази $\vec{w}^t = -(1/\alpha) \cdot D_e \vec{\nabla} \alpha$:

$$\vec{w} = \vec{w}^c + \vec{w}^t \quad (7)$$

Для вирішення системи рівнянь (1) – (3) використаємо узагальнення методу розщеплення за фізичними факторами на випадок несоленоїдального руху середовища [2]:

I етап

$$\vec{v} = \vec{v}^n + \tau \left[-(\vec{v}^n \cdot \nabla) \vec{v}^n + \vec{\nabla}(\nu_e \nabla \cdot \vec{v}^n) + (1 - \alpha^n) \vec{g} \right], \quad (8)$$

II етап

$$\Delta \tilde{p}^{n+1,k+1} = \left[\vec{\nabla} \cdot \vec{v} - \Phi(\vec{v}^{n+1,k}, \alpha^{n+1,k}) \right] / \tau, \quad (9)$$

$$\alpha^{n+1,k+1} = \alpha^n + \tau \left[\nabla \cdot (\alpha^{n+1,k} \vec{v}^{n+1,k}) + \Phi(\vec{v}^{n+1,k}, \alpha^{n+1,k}) \right], \quad (10)$$

$$\vec{v}^{n+1,k+1} = \vec{v} - \tau \vec{\nabla} \tilde{p}^{n+1,k+1}, \quad (11)$$

На першому етапі знаходимо поле проміжних швидкостей \vec{v} без врахування тиску. На другому етапі за допомогою неявної схеми методом ітерацій знаходимо поля тиску, швидкостей та концентрації газу. Рівняння другого етапу можна розв'язувати в єдиному ітераційному циклі, що дозволяє зекономити час розрахунку.

Щоб не розв'язувати кожен раз рівняння Пуассона на другому етапі, замінимо його відповідним еволюційним аналогом:

$$\tilde{p}'^{n+1,k+1} = \tilde{p}^{n+1,k} + \omega \cdot \left(\Delta \tilde{p}^{n+1,k} - \left[\vec{\nabla} \cdot \vec{v} - \Phi(\vec{v}^{n+1,k}, \alpha^{n+1,k}) \right] / \tau \right). \quad (12)$$

Задачу вирішуємо у циліндричних координатах (r, φ, z) . Зважаючи на циліндричну симетрію в циліндричних координатах і припускаємо що фурма знаходиться по центру ковша, зводимо задачу до двовірної.

Граничні умови для швидкостей. На твердій поверхні для перпендикулярних складових швидкостей обираємо умову непротікання, а для паралельних складових — умову часткового прилипання:

$$v_{\perp}|_S = 0, \quad (13)$$

$$\frac{\partial}{\partial \vec{n}} (\varphi(\chi) \cdot v)|_S = 0, \quad (14)$$

де $\varphi(\chi)$ – функція, що залежить від коефіцієнта прилипання χ , така, що при $\chi=1$ умова перетворюється на умову повного прилипання, при $\chi=0$ — в умову вільного ковзання, а при $\chi=1/2$ — в умову половинного прилипання.

На вільній поверхні для перпендикулярних складових — умова непротікання, для паралельних — умова вільного ковзання:

$$v_{\perp}|_S = 0, \quad (15)$$

$$\vec{n} \cdot \vec{\nabla} v = 0. \quad (16)$$

Граничні умови для коефіцієнту газозміщення. На твердих поверхнях приймається умова непротікання:

$$\vec{n} \cdot \vec{\nabla} \alpha|_S = 0, \quad (17)$$

на вільній поверхні — умова вільного виходу:

$$\alpha|_S = 0. \quad (18)$$

Розрахункова область має форму усіченого конусу — рис.1. Розіб'ємо розрахункову область шаховою сіткою на елементарні комірки прямими, які паралельні координатним прямим з постійними вздовж кожної із осей кроками. Для розстановки граничних умов обрамляємо область додатковим шаром заграничних комірок — для кожного виміру з'являються по 2 додаткові шари. Тоді кроки за простором вздовж кожної з осей:

$$\Delta r = \frac{R}{M-2}; \quad \Delta z = \frac{H}{N-2} \quad (19)$$

де M – кількість комірок по радіусу, N – по висоті, $R = \frac{R_{\epsilon} + R_{\eta}}{2}$.

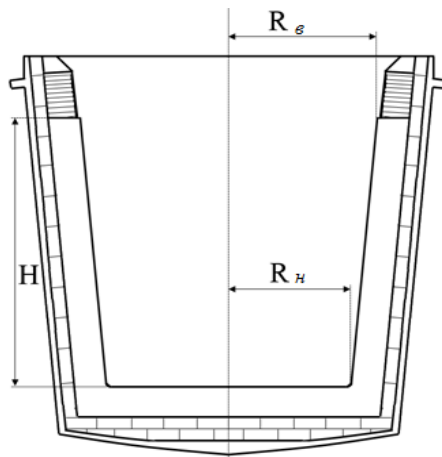


Рис. 1. Геометричні позначення

H — висота, R_{ϵ} — верхній радіус, R_{η} — нижній радіус

Для спрощення припускаємо що ківш має не конусну, а циліндричну форму і розбиваємо половину осьового перерізу ковша на комірки.

Безпосередньо до розрахункової області будуть відноситися комірки з номерами $i=2, \dots, M-1$; $j=2, \dots, N-1$.

На шаховій сітці скалярні величини (в нашому випадку: тиск, коефіцієнт газовмісту, температура) задаються у центрах комірок, векторні (швидкість, в'язкість) — на їх гранях.

Рівняння першого етапу на шаховій сітці матимуть вигляд:

$$u_{i,j}^n = u_{i,j} + \Delta t * \left(\frac{1}{2} \frac{(i-2) * u_{i-1,j}^2 - i * u_{i+1,j}^2}{(i-1)\Delta r} - \frac{1}{4} \frac{(u_{i,j} + u_{i,j+1}) * (v_{i+1,j-1} + v_{i,j})}{\Delta z} + \left(\frac{\Delta z}{Re} + \Delta r * (b * |u_{i,j}| + a * |v_{i+1,j} + v_{i+1,j-1} - v_{i,j} - v_{i,j-1}|) \right) * \frac{(i-0.5) * (u_{i,j} + u_{i+1,j})}{(i-1)\Delta r^2} + \left(\frac{\Delta z}{Re} + \Delta z * \left(\frac{b * |v_{i+1,j} + v_{i,j}|}{2} + \frac{a * (|u_{i,j+1} + u_{i-1,j+1} - u_{i,j} - u_{i-1,j}| + |u_{i+1,j+1} + u_{i,j+1} - u_{i+1,j} - u_{i,j}|)}{2} \right) \right) * \frac{(u_{i,j+1} - u_{i,j})}{\Delta z^2} - \left(\frac{\Delta z}{Re} + \Delta z * \left(\frac{b * |v_{i,j-1} + v_{i+1,j-1}|}{2} + \frac{a * (|u_{i,j} + u_{i-1,j} - u_{i,j-1} - u_{i-1,j-1}| + |u_{i+1,j+1} + u_{i,j} - u_{i+1,j-1} - u_{i,j-1}|)}{2} \right) \right) * \frac{(u_{i,j} - u_{i,j-1})}{\Delta z^2} \right) \quad (20)$$

$$v_{i,j}^n = v_{i,j} + \Delta t * \left(\frac{1}{2} \frac{v_{i,j-1}^2 - v_{i,j+1}^2}{\Delta z} - \frac{(i-1)}{4} \frac{(u_{i,j} + u_{i,j+1}) * (v_{i+1,j-1} + v_{i,j})}{(i-1.5)\Delta r} + \left(\frac{\Delta z}{Re} + \Delta z * (b * |v_{i,j}| + a * |u_{i,j+1} + u_{i-1,j+1} - u_{i,j} - u_{i-1,j}|) \right) * \frac{v_{i,j+1} - 2v_{i,j} + v_{i,j-1}}{\Delta z^2} + \frac{1}{(i-1.5)\Delta r^2} * \left(\frac{\Delta z}{Re} + \Delta r * \left(\frac{b * |u_{i,j+1} + u_{i,j}|}{2} + \frac{a * (|v_{i+1,j} + v_{i+1,j-1} - v_{i,j} - v_{i,j-1}| + |v_{i+1,j-1} + v_{i+1,j} - v_{i,j+1} - v_{i,j}|)}{2} \right) \right) * (i-1) * (v_{i+1,j} - v_{i,j}) - \left(\frac{\Delta z}{Re} + \Delta r * \left(\frac{b * |u_{i-1,j} + u_{i-1,j+1}|}{2} + \frac{a * (|v_{i,j} + v_{i,j-1} - v_{i-1,j} - v_{i-1,j-1}| + |v_{i,j+1} + v_{i,j} - v_{i-1,j+1} - v_{i-1,j}|)}{2} \right) \right) * (i-2) * (v_{i,j} - v_{i,j-1}) + f \right) \quad (21)$$

Підйомна сила f для випадку продувки інертним газом матиме вигляд:

$$f = \rho g \cdot \frac{\alpha_{i,j} + \alpha_{i,j+1}}{2} \quad (22)$$

Рівняння другого етапу в свою чергу можна записати наступним чином:

$$D_{i,j} = \frac{(i-1) * u_{i,j}^n - (i-2) * u_{i-1,j}^n}{(i-1.5)\Delta r} + \frac{v_{i,j}^n - v_{i,j-1}^n}{\Delta z} \quad (23)$$

$$p_{i,j} = p_{i,j} + w * \left(\frac{((i-1) * (p_{i+1,j} - p_{i,j}) - (i-2) * (p_{i,j} - p_{i-1,j}))}{(i-1.5)\Delta r^2} + \frac{(p_{i,j-1} - 2 * p_{i,j} + p_{i,j-1})}{\Delta z^2} - \frac{D_{i,j}}{\Delta t} \right) \quad (24)$$

Обчислювальні експерименти

Розрахунки проводитимемо для ковша ємністю 60 т з наступними параметрами: висота металу в заповненому ковші 2,21 м; середній радіус металевої ванни 1,1 м, початкова температура 1600 °С, атмосферний тиск у камері 100 Па. Дослідимо процес ковшового вакуумування з продувкою аргоном, використовуючи різні витрати газу. Будемо вимагати фізичної адекватності процесу.

На рис. 2-4 показані розподіли концентрацій аргону через 2,5 та 10 хв після початку продувки для витрат а) 60 л/хв, б) 120 л/хв, в) 480 л/хв.

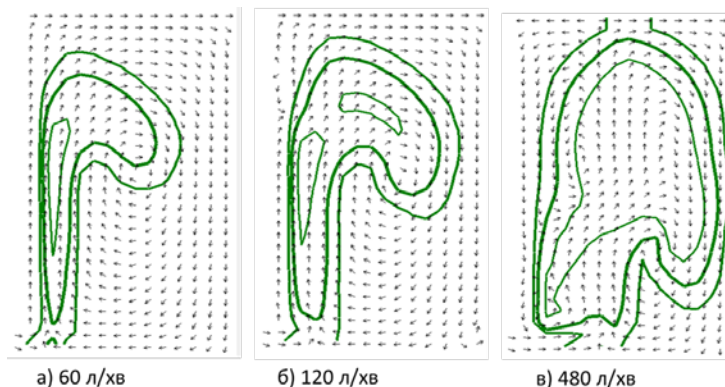


Рис. 2. Розподіл концентрацій інертного газу при різних його витратах через 2 хв після початку продувки

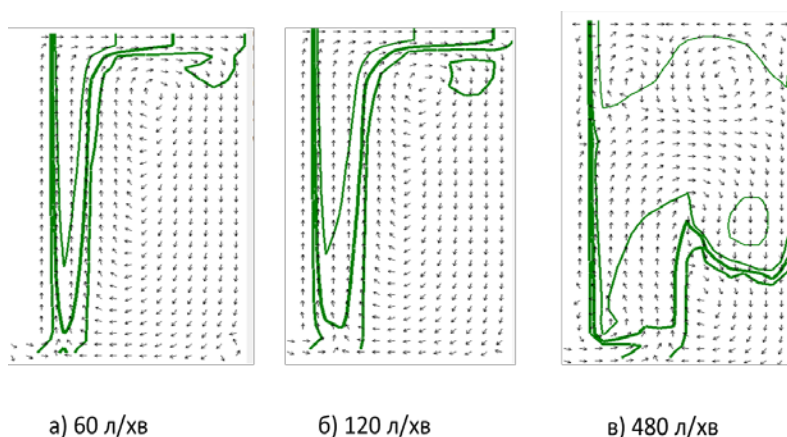


Рис. 3. Розподіл концентрацій інертного газу при різних його витратах через 5 хв після початку продувки

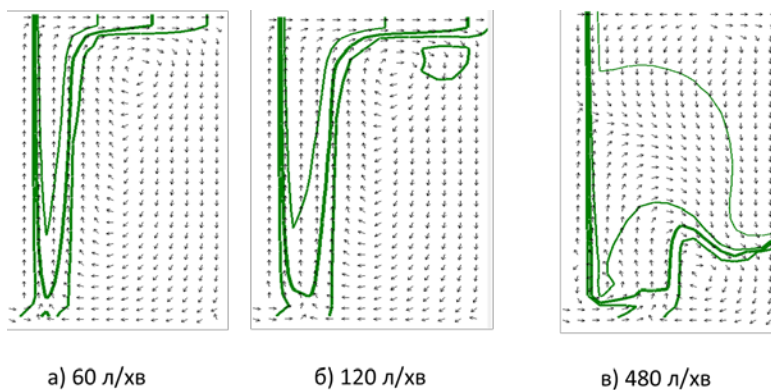


Рис. 4. Розподіл концентрацій інертного газу при різних його витратах через 10 хв після початку продувки.

Висновки

Як видно, при великій інтенсивності продувки інертний газ залишається у значній концентрації в середині розплаву, адже створювані доволі сильні потоки не дозволяють бульбашкам газу вільно покидати розплав. Аргон заноситься вглиб розплаву, що зменшує дегазаційний ефект вакуумування (варіант в)).

Зниження тиску в системі суттєво впливає на розвиток процесів, що протікають з утворенням газової фази, зокрема процесу окислення вуглецю. Окислення вуглецю в вакуумі відбувається в результаті його взаємодії з розчинним в сталі киснем. Рівноважна концентрація кисню визначається перебігом реакції окислення вуглецю, рівновага якої залежить від тиску. Вже при тиску 10 кПа і вмісті вуглецю, наприклад, 0,5% рівноважна концентрація кисню знижується до дуже низьких значень - 0,0005%.

Продувка нейтральним газом підвищує розкислювальну здатність вуглецю в вакуумі, полегшуючи умови виділення вуглецю введенням в метал готових газових бульбашок. Згідно з експериментальними даними продування металу аргонем дозволяє помітно знизити тиск, при якому спостерігається його вплив на ступінь розкислення, тобто збільшити розкислювальну здатність вуглецю.

Список використаної літератури

1. Кудрин В.А. Теория и технология производства стали. –М.: Мир. 2003г.
2. Недопекин Ф.В. Процессы переноса импульса, энергии и массы в сплошных средах. – Донецк: ДонГУ, 2013, – 422 с.
3. Никитенко Н.И. Теория тепломасопереноса. – К.: Наук. думка, 1983. – 352 с.
4. Огурцов А.П., Самохвалов С.С. Математичне моделювання теплофізичних процесів у багатофазних середовищах. – К.: Наук. думка, 2001. – 409 с.
5. Самохвалов С.С. Теплофізичні процеси в багатофазних середовищах: Теоретичні основи комп'ютерного моделювання. – Дніпродзержинськ: ДДТУ, 1994, – 172 с.
6. Сорокин Н.А., Богушевский Ю.В. Математическая модель волнообразования в сталеплавильной ванне. Сталь, 1995, № 2. 150с.