

- газо-магнієва суспензія при режимах руху, що розглядаються, достатньо сильно турбулізована, окремі частинки магнію досить дрібні і рухаються в ній нестійко, що дозволяє застосувати колективний підхід до описання їх динаміки [4];

- при вході в об'єм фурми газо-магнієвої струмінні однорідні по швидкості й густині дисперсної фази (магнію);

- вздовж стінок фурми газо-магнієва суспензія ковзає вільно;

- в об'ємі фурми порошинки магнію можуть плавитися, а затим і випаровуватися;

- міжфазна взаємодія враховується завданням дифузійних швидкостей дисперсних фаз (твердої фази порошинок, а також результатів його плавлення та випаровування), колективні складові яких є малими;

- при розгляді динаміки газо-магнієвого середовища знехтувано факторами ефективною стисливості середовища і рух його вважається соленоїдальним;

Крім зроблених припущень вважатимемо динаміку твердої дисперсної фази (порошинок магнію) та рідкої дисперсної фази (результатів його плавлення) в порожнині фурми однаковими, що дозволяє об'єднати їх в єдину фазу з об'ємною густиною  $\beta$ . Об'ємну густину випарованого магнію позначатимемо як  $\eta$ . Теплофізичні ефекти взаємного перетворення фаз  $\beta$  і  $\eta$  між собою ефективно враховуються теплом фазового перетворення  $\beta \rightarrow \eta$ .

Отже, маємо багатофазне середовище на основі газу, тому скористаємось підходом до його опису, який ґрунтується на ідеї взаємодіючих і взаємопроникаючих континуумів [5] і стосовно до комп'ютерної реалізації був розроблений в [6]. Враховуючи, згідно зробленим припущенням, невеликі величини об'ємних густин дисперсних фаз, рівняння руху середовища в цілому запишемо в наближенні Буссінеска:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \vec{v} = -\nabla \tilde{p} + \nu_e \Delta \vec{v} - (y_b \beta + y_h \eta) \vec{g}, \quad (1)$$

де  $\vec{v}$  - баріцентрична швидкість середовища,  $\tilde{p}$  - тиск, нормований на середню густину середовища,  $y_{b,h} = (1 - \rho_{b,h}^0 / \rho_g^0)$ ,  $\rho_b^0$ ,  $\rho_h^0$ ,  $\rho_g^0$  - істинні густини фаз  $\beta$ ,  $\eta$  та несучої газової відповідно,  $\vec{g}$  - прискорення вільного падіння та  $\nu_e$  - ефективна кінематична в'язкість середовища, що враховує турбулентну складову. Соленоїдальність руху середовища, яка припускається дає рівняння:

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0. \quad (2)$$

Рівняння масопереносу дисперсних фаз, згідно зробленим припущенням, набувають вигляду:

$$\frac{\partial \beta}{\partial t} + \vec{v} \cdot (\beta \nabla) = \vec{v} \cdot (D_b \nabla \beta - \beta \vec{w}_b) - \dot{O}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \vec{v} \cdot (\eta \nabla) = \vec{v} \cdot (D_h \nabla \eta - \eta \vec{w}_h) + x \dot{O}, \quad (4)$$

де індекси  $b$  та  $h$  відносяться до фаз  $\beta$  та  $\eta$  відповідно, а також  $D_{b,h}$  - ефективні коефіцієнти дифузії відпо-

відної фази, що враховують і турбулентну складову,  $\vec{w}_{b,h}$  - колективні складові дифузійних швидкостей,  $\Phi$  - об'ємний стік фази  $\beta$ , котрий має місце внаслідок випаровування магнію і  $x = \rho_b^0 / \rho_h^0$ .

Відзначимо, що для дисперсних фаз замість об'ємних густин  $\beta$  та  $\eta$  можна використовувати відносні масові густини  $\beta'$  та  $\eta'$ , які зв'язані з об'ємними густинами співвідношеннями  $\beta' = x_b \beta$ ,  $\eta' = x_b \eta$ , де

$x_{b,h} = \rho_{b,h}^0 / \rho_g^0$ , що інколи більш зручно, особливо в металургії. Рівняння масопереносу для них можна отримати з рівнянь (3) та (4) заміною  $\beta \rightarrow \beta'$ ,  $\dot{O} \rightarrow \dot{O}' = x_b \dot{O}$ ,  $\eta \rightarrow \eta'$ ,  $x \dot{O} \rightarrow \dot{O}'$ . Одержані таким чином рівняння не включатимуть більше істинних густин домішкових фаз  $\rho_b^0$  та  $\rho_h^0$ , які, особливо у випадку газової фази (якою є фаза  $\eta$ ), частково розчиненої у несучій фазі, не мають фізичного смислу, в той час як відносні масові густини  $\beta'$  та  $\eta'$  мають прозорий фізичний смисл. Проте в нашій моделі використовується еквівалентна система рівнянь масопереносу (3), (4) завдяки більшій зручності при чисельному розв'язуванні з використанням комп'ютера.

Теплова сторона процесу, який розглядається, описується рівнянням:

$$\tilde{N}_r \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \cdot (T \nabla) \right) = \vec{v} \cdot (\tilde{\lambda}_e \nabla T) + L_e \dot{O}, \quad (5)$$

в якому  $\tilde{N}_r$  і  $T$  - теплоємність і усереднена по фазам температура середовища,  $\tilde{\lambda}_e$  - ефективний коефіцієнт теплопровідності середовища, що включає турбулентну складову і  $L_e$  - ефективна питома теплота фазового перетворення, що враховує крім теплоти плавлення твердої дисперсної фази магнію також і тепловий ефект від його випаровування.

У формули (3) – (5) входить об'ємний стік  $\Phi$  фази  $\beta$ , що визначає кінетику фазового перетворення випаровування магнію. Для його конкретизації застосуємо методику, запропоновану в [7] і припустимо, що дисперсні частинки ще не випарованого магнію мають сферичну форму і випаровуються при температурі  $T_f$ . Тоді кінематика фазового перетворення визначається співвідношенням

$$\frac{dR}{dt} = -K \Delta_f T, \quad (6)$$

де  $\Delta_f T = T - T_f$ , причому кінетичний коефіцієнт  $K$  виражається через теплофізичні характеристики частинки магнію: істинну густину  $\rho_b^0$  і питому теплоту фазового перетворення  $L$ , а також коефіцієнт тепловіддачі  $a_T$  від частинки до розплаву формулою:

$$K = a_T / (L \rho_b^0). \quad (7)$$

Якщо врахувати співвідношення

$$a_T = \text{Nu} \lambda_e / 2R, \quad (8)$$

отримуємо

$$K = \text{Nu} \lambda_e / (2RL\rho_b^0) . \quad (9)$$

Критерій Нусельта Nu, що входить в ці формули, можна оцінити за співвідношеннями, наведеними в роботі [8]. Тепер легко визначити зміну об'ємної частки фази  $\beta$ , пов'язану зі зміною (6) радіусів частинок, що її утворюють:

$$\frac{d\beta}{dt} = -\dot{O} = -K'\beta^{1/3} \Delta_f T , \quad (10)$$

де

$$K' = \sqrt[3]{3(4\pi N)^2} \frac{\text{Nu} \lambda_e}{2L\rho_b^0} \quad (11)$$

та  $N$  – кількість частинок твердої фази в одиничному об'ємі.

Крайові умови для швидкостей, об'ємних густин дисперсних фаз та температури обумовлені сформульованими вище припущеннями.

Для розв'язання рівнянь (1) – (5) нами була використана триетапна схема розщеплення за фізичними факторами [9]:

Етап I

$$\tilde{\mathbf{v}} = \mathbf{v}^n + \tau [ -(\tilde{\mathbf{v}}^n \cdot \tilde{\nabla}) \tilde{\mathbf{v}}^n + \nu_e \Delta \tilde{\mathbf{v}}^n - (y_b \beta^n + y_h \eta^n) \tilde{\mathbf{g}} ] \quad (12)$$

$$\tilde{\beta} = \beta^n + \tau [ -\tilde{\nabla} \cdot (\beta^n \tilde{\mathbf{v}}^n) + \tilde{\nabla} \cdot (D_b \tilde{\nabla} \beta^n - \beta^n \tilde{\mathbf{w}}_b) ] , \quad (13)$$

$$\tilde{\eta} = \eta^n + \tau [ -\tilde{\nabla} \cdot (\eta^n \tilde{\mathbf{v}}^n) + \tilde{\nabla} \cdot (D_h \tilde{\nabla} \eta^n - \eta^n \tilde{\mathbf{w}}_h) ] , \quad (14)$$

$$\tilde{T} = T^n + \tau [ -\tilde{\nabla} \cdot (T^n \tilde{\mathbf{v}}^n) + \tilde{\nabla} \cdot (\tilde{\lambda}_e \tilde{\nabla} T^n) / \tilde{N}_r ] \quad (15)$$

Етап II

$$\Delta \tilde{p}^{n+1} = \tilde{\nabla} \cdot \tilde{\mathbf{v}} / \tau , \quad (16)$$

Етап III

$$\tilde{\mathbf{v}}^{n+1} = \tilde{\mathbf{v}} - \tau \tilde{\nabla} \tilde{p}^{n+1} , \quad (17)$$

$$\beta^{n+1} = \tilde{\beta} - \tau \dot{O}^n . \quad (18)$$

$$\eta^{n+1} = \tilde{\eta} + \tau x \dot{O}^n . \quad (19)$$

$$T^{n+1} = \tilde{T} + \tau L_e \dot{O}^n \quad (20)$$

В наведених формулах  $\tau$  - крок за часом,  $n$  - номер часового шару, а змінні з тильдою - проміжні.

На першому етапі (12) – (15) враховуються лише переносні процеси, та сили Архімеда для швидкості. Другий етап присвячено визначенню поля тиску з умови соленоїдальності поля швидкості на  $n+1$ -му часовому шарі. Для цього розв'язується рівняння Пуассона (16) за неявною схемою методом часткового перетворення Фур'є [10]. На третьому етапі (17) – (20), перш за все, за допомогою знайденого на попередньому етапі поля тиску підправляється поле швидкостей середовища (17), а затим, з використанням об'ємного стоку фази  $\beta$ , пов'язаного з випаровуванням магнію, і об'ємні

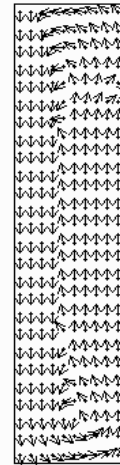
газовміщення фаз  $\beta$  і  $\eta$  (18) - (19), а також температурне поле (20).

Значимо, що наведена схема має перший порядок точності по  $\tau$ . Різницева апроксимація рівнянь (13) – (20) по просторовим змінним виконувалася на шаховій сітці з другим порядком точності по кроку сітки.

Турбулентність враховувалася згідно з трипараметричною алгебраїчною моделлю шляхом введення апроксимаційних доданків за методикою, викладеною в [9].

Геометричні розміри розрахункової області наведено на *рис. 1*. Розрахунки проводилися для випадку інтенсивності подачі аргону через фурму 0,013 м<sup>3</sup>/хв (що відповідає вхідній швидкості газового струменя 4,3 м/с) з інтенсивністю подачі магнію 7,9 г/хв. Фракційний склад магнію змінювався під час чисельного дослідження.

Через значну швидкість потоків в обмеженому об'ємі досить швидко, приблизно за 2 с, встановлювався стаціонарний режим процесів. Розрахункову гідродинамічну картину стаціонарного режиму подано на *рис. 2*. З неї видно, що потужний газовий струмінь, проникаючи до нижньої частини порожнини фурми, утворює там вихор, що в поданому розрізі обертається проти годинникової стрілки. Цей вихор об'єднується з розтягнутим по висоті загальним вихором, що утворюється центральним струменем та висхідними потоками і тягнеться аж до отворів сопел. В зоні сопел гідродинамічна картина визначається газо-магнієвими потоками, що виходять з сопел в об'єм ковша.



*Рис. 2.* Поле швидкостей середовища. Стрілки показують напрямки руху.

На наступному *рис. 3* подано результати розрахунків поля об'ємної концентрації магнію, котрий не встиг випаруватися (фази  $\beta$ ), виконані для різного фракційного складу магнію, який подається. Ці поля визначаються гідродинамічною картиною в об'ємі фурми та інтенсивністю випаровування магнієвої фази, яка зростає зі зменшенням розмірів частинок магнію.

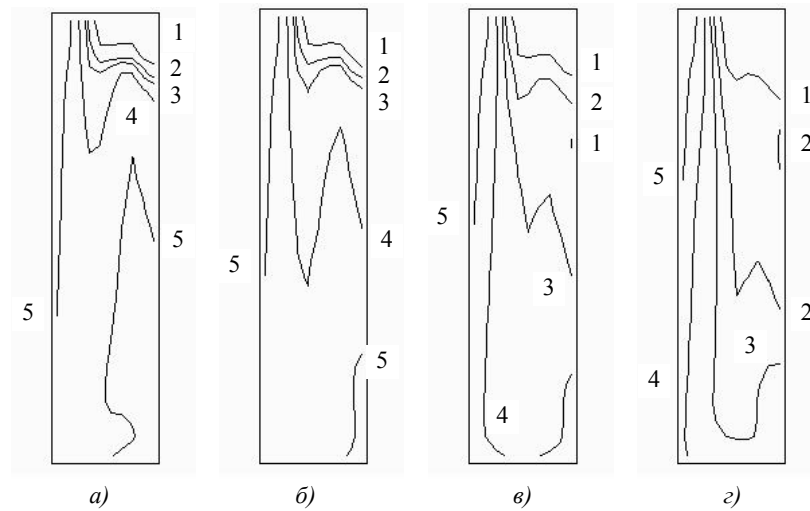


Рис. 3. Поле концентрацій не випарованого магнію для фракцій: а) 2, б) 1, в) 0.4 та г) 0.2 мм. Лінії об'ємної зо концентрації відповідають значенням 1 – 0.001, 2 – 0.005, 3 – 0.01, 4 – 0.02 та 5 – 0.03 %.

Цими факторами визначається і частка магнію  $\beta_o$ , котрий потрапляє в ківш в не випарованому стані (рис. 4). Частка випарованого магнію, що потрапляє в ківш, очевидно, доповнює  $\beta_o$  до одиниці.

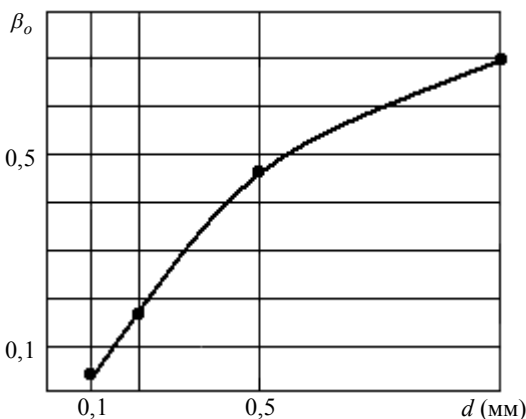


Рис. 4. Залежність частки  $\beta_o$  виходу не випарованого магнію від фракційного складу  $d$

Розрахунки показали, що через значну інтенсивність і турбулізацію газових потоків поле випарованого магнію, а також поле температур в об'ємі фурми досить однорідні і тому динамічний розрахунок їх надалі можна не проводити.

Відзначимо, що наведені чисельні результати залежать від багатьох факторів, які визначають кінетику фазових перетворень магнію в динамічних умовах і достеменно не відомі. Тому подані результати носять лише якісний характер і вимагають подальших чисельних прив'язок до експериментальних даних, які з'являться.

**Висновки**

1. Розроблено математичну модель гідродинамічних та тепломасопереносних процесів у фурмі зі стінкою з теплопередаючого матеріалу під час введення

магнію в ківш з урахуванням його плавлення та випаровування, яка якісно адекватно описує процеси, що відбуваються.

2. Виконано чисельні дослідження якісної картини гідродинамічних процесів в порожнині фурми-випарника, масопереносу різних фаз магнію (твердої, рідкої та газової), а також частки не випарованого магнію, що потрапляє в ківш.

3. За наявності додаткових експериментальних даних з кінетики фазових перетворень магнію в динамічних умовах, що розглядаються, розроблена модель здатна кількісно адекватно описувати дані процеси і використовуватись для вивчення ефективних режимів введення магнію в ківш.

**ЛІТЕРАТУРА**

1. Гидродинамические особенности продувки чугуна диспергированным магнием с помощью различных конструкций погружных фурм / Е.Н. Сигарев, А.Г. Чернятевич, К.И. Чубин, Д.Г. Носов // Теория и практика металлургии. – 2001. – 1 – С. 11–14.
2. Исследование гидродинамики процесса обработки чугуна парообразным магнием / Е.Н. Сигарев, А.Г. Чернятевич, А.С. Вергун, К.И. Чубин // Известия высших учебных заведений. Черная металлургия. – 2004. – № 3 – С. 14–17
3. Хуснутдинов Г.Д. Новый технологический процесс обработки чугуна магнием // Металл и литье Украины. – 1995. – № 11–12. – С. 32–36.
4. Самохвалов С.Е. Теплофізичні процеси в багатофазних середовищах: теоретичні основи комп'ютерного моделювання. – Київ: Інститут системних досліджень МО України, 1994. – 174 с.
5. Нигмагулин Р.И. Основы механики гетерогенных сред. – М.: Наука, 1978. – 336 с.
6. Огурцов А.П., Самохвалов С.Е. Математичне моделювання теплофізичних процесів у багатофазних середовищах. - К.: Наукова думка, 2001. – 412 с.
7. Самохвалов С.Е. Вдосконалення режимів ковшової обробки та розливання сталі на основі математично-

- го моделювання теплофізичних процесів у багатофазних середовищах. Дис. на пошук вченого ст. д-ра техн. наук. – Дніпродзержинськ, 1995. – 449 с.
8. Коротич В.И. Основы теории и технологии подготовки сырья к доменной плавке. – М.: Металлургия, 1978. – 208 с.
  9. Огурцов А.П., Самохвалов С.Е., Надрыгаило Т.Ж. Методы расщепления в задачах гидродинамики и теплопереноса. – Днепропетровск: Системные технологии, 2003. – 260 с.
  10. Поттер Д. Вычислительные методы в физике. – М.: Мир, 1975. – 392 с.

пост. 27.12.05

## Исследование процесса усвоения алюминосодержащих слитков в сталеразливочном ковше на основе математической модели

Ю.А. БОЛОТОВА

Днепродзержинский государственный технический университет

В работе обобщена методика расчета задачи усвоения алюминосодержащих цилиндрических слитков жидкой сталью на основе математической модели, которая комплексно учитывает взаимовлияющие процессы перемещения слитка в расплаве и его одновременного расплавления в период наполнения ковша, а также дальнейшего усреднения расплавленной добавки в объеме ковша. Исследовано влияние химического состава, геометрических размеров, интенсивности движения жидкого металла и его температуры на кинетику расплавления алюминосодержащих слитков, определены соответствующие продолжительности усреднения добавок в ковше.

У роботі узагальнено методику розрахунку задачі засвоєння алюмомістких циліндричних зливків рідкою сталлю на основі математичної моделі, що комплексно враховує взаємодіючі процеси переміщення зливку в розплаві і його одночасному розплавленні в період наповнення ковша, а також подальшого усереднення розплавленої добавки в об'ємі ковша. Досліджено вплив хімічного складу, геометричних розмірів, інтенсивності руху рідкого металу і його температури на кінетику розплавлення алюмомістких зливків, визначено відповідні тривалості усереднення добавок в ковші.

In work the technique of account of a task of mastering AL-containing of cylindrical ingots by liquid steel is generalized on the basis of mathematical model, which complex takes into account mutually influences processes of moving of an ingot in liquid steel and its simultaneous phase transition during filling a ladle, and further averaging of the liquid component in volume of a ladle. The influence of chemical structure, geometrical sizes, intensity of movement of liquid metal and its temperature on changes of phase transition AL-containing of ingots is investigated, and the appropriate durations of averaging of the components in a ladle are determined.

Одним из традиционных раскислителей, применяемых для доводки стали, является алюминий, однако его введение в объем расплава связано с определенными трудностями, которые обусловлены малой плотностью алюминия по сравнению со сталью, что приводит, во-первых, к трудности его введения в объем расплава и, во-вторых, к быстрому его всплытию на поверхность с потерей в шлаковом слое или из-за сгорания [1].

Одним из путей преодоления описанных выше трудностей, связанных с вводом алюминия в железоуглеродистый расплав является использование в процессах внепечной доводки алюминосодержащих сплавов на основе железа, которые имеют плотность, соизмеримую с плотностью стали (порядка 5300 – 6500 кг/м<sup>3</sup>).

Авторами данной работы поставлена цель - исследовать процесс усвоения слитков алюминосодержащего сплава на основе железа в процессе выпуска плавки в сталеразливочный ковш при различных параметрах их ввода в расплав, геометрических соотношениях и химическом составе слитка.

Процесс ввода слитков алюминосодержащих сплавов в сталеразливочный ковш в период выпуска плавки

характеризуется следующими технологическими параметрами:

- температура, химический состав и масса обрабатываемого полупродукта стали;
- продолжительность процесса выпуска плавки;
- относительное расположение желоба для подачи кусковых материалов на зеркале металла;
- химический состав, масса и геометрические соотношения слитка алюминосодержащего сплава.

Скорость и степень усвоения добавки, вводимой в виде слитка алюминосодержащего сплава, определяется в значительной степени кинетикой протекания теплофизических процессов при одновременном движении, нагреве и плавлении слитка в расплаве, а также продолжительностью процесса дальнейшего усреднения в объеме ковша расплавленной добавки. Поэтому авторы настоящей работы поставили цель - учесть при расчете процесса усвоения вводимой добавки алюминосодержащего слитка траекторию движения слитка под действием гидродинамики расплава с одновременным процессом нагрева и плавления слитка, а также дальнейшего усреднения (массопереноса) расплавленной добавки в объеме ковшевой ванны.

