Отметим, что распределение падающих потоков по поверхности стекломассы при данной длине факела точно такое же, имеется лишь количественное отличие потоков, что, собственно, уже видно из данных табл. 3 и табл. 4.

При других длинах факела устанавливается в качественном плане однотипное распределение падающих потоков как по поверхности стекломассы, так и по поверхности свода.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕПЛОПЕРЕНОСА В ВАННЕ ПЛАВИЛЬНОЙ ПЕЧИ

© П.А. Силкин, В.Г. Свиткин, Д.В. Кадникова, 2012

ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», г. Екатеринбург

При разработке численной схемы плавильной печи целесообразно тщательно учесть особенности расплава. Первой такой особенностью является его большая плотность. Учитывая также большую вязкость и медленное движение (практически ползущее), можно уверенно считать расплав несжимаемой жидкостью. Конечно, его плотность зависит от температуры, а температура в ванне изменяется, но, во-первых, эта зависимость слабая и, во-вторых, температура расплава в ванне изменяется от 1000 $^{\mathrm{o}}$C до 1580 $^{\mathrm{o}}$C (максимум), что приводит к относительно малым изменениям плотности. Иными словами, с достаточной точностью можно считать для расплава div v = 0 и записать уравнения движения в виде:

- в проекции на ось x

$$\rho\left(u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}\right)=-\frac{\partial p}{\partial x}+2\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left[\mu\left(\frac{\partial u}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial x}\right)\right]+$$
$$+\frac{\partial}{\partial z}\left[\mu\left(\frac{\partial u}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial x}\right)\right]; \qquad (1)$$

- в проекции на ось y

$$\rho\left(u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+w\frac{\partial v}{\partial z}\right)=-\frac{\partial p}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial x}\left[\mu(\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial y})\right]+2\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial v}{\partial y}\right)+\quad+\frac{\partial}{\partial z}\left[\mu\left(\frac{\partial v}{\partial z}+\frac{\partial w}{\partial y}\right)\right]; \qquad (2)$$

- в проекции на ось z

$$\rho\left(u\frac{\partial w}{\partial x}+v\frac{\partial w}{\partial y}+w\frac{\partial w}{\partial z}\right)=-\frac{\partial p}{\partial z}+\frac{\partial}{\partial x}\left[\mu\left(\frac{\partial w}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial z}\right)\right]+$$
$$+\frac{\partial}{\partial y}\left[\mu\left(\frac{\partial w}{\partial y}+\frac{\partial v}{\partial z}\right)\right]+2\frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial w}{\partial z}\right)-\rho g; \qquad (3)$$

Вязкость расплава существенно зависит от температуры. Однако уравнения (1)–(3) – это уравнения баланса импульса для бесконечно малого объема. При составлении этого баланса можно считать, что температура расплава, а следовательно, и его вязкость, в пределах элементарного объема одинакова. Тогда μ можно вынести из-под знака производных, что приводит к упрощению уравнений.

В самом деле, например, в уравнении (1) можно при этом выделить слагаемые

$$\mu\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\mu\frac{\partial^2 v}{\partial y\partial x}+\mu\frac{\partial^2 w}{\partial z\partial x}=\mu\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial w}{\partial z}\right)=0,$$

и аналогично для уравнений (2) и (3). Заметим, что такой подход не исключает учета зависимости μ от температуры, поэтому окончательный вид уравнений движения можно представить следующим образом (для оси x)

$$\rho\left(u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+w\frac{\partial u}{\partial z}\right)=-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial z}\right);$$

Для других осей уравнение записывается аналогично.

Уравнение неразрывности также можно упростить. Хотя формально мы должны учитывать наличие внутренних источников (стоков) массы, фактически мы этого сделать не можем из-за неопределенности кинетики физико-химических превращений и отсутствия математического описания этой кинетики. Поэтому будем использовать уравнение неразрывности в форме

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u)+\frac{\partial}{\partial y}(\rho v)+\frac{\partial}{\partial z}(\rho w)=0\,.$$

Здесь мы несколько противоречим сделанному выше утверждению о несжимаемости расплава, однако, во-первых, введение плотности под знаки производных не слишком усложняет уравнение, а, во-вторых, мы готовим почву для дальнейшего учета теплообмена.

Построение дискретного аналога всегда нужно выполнять для безразмерных уравнений, поскольку в этом случае легче оценить порядок аппроксимации и устойчивость численной схемы. Поэтому введем соответствующие безразмерные параметры.

Будем отсчитывать компоненты скорости в долях *среднерасходной* скорости расплава в протоке $V_0 = P/(86{,}4\cdot\rho_0\cdot z_2\cdot b_2)$ м/с, где ρ_0 – масштабное значение плотности, P – производительность печи, z_2 – высота протока, b_2 – ширина протока. Индекс «0» у теплофизических параметров характеризует значение при масштабной температуре T_0. В качестве характерной длины примем длину L:

$$U=\frac{u}{V_0},\ V=\frac{v}{V_0},\ W=\frac{w}{V_0},\ X=\frac{x}{L},\ Y=\frac{y}{L},\ Z=\frac{z}{L},\ H=\frac{h}{L},\ B=\frac{b}{L},$$

$$Z_2=\frac{z_2}{L},\ B_2=\frac{b_2}{L},\ X_1=\frac{x_1}{L},\ \tilde{\rho}=\frac{\rho}{\rho_0},\ \tilde{\mu}=\frac{\mu}{\mu_0}.$$

Здесь h – глубина слоя расплава в ванне, b – ширина ванны, x_1 – длина загрузочной части ванны. Подстановка этих соотношений в консервативную форму записи уравнения в проекции на ось x (для других осей аналогично) приводит к выражению:

$$\frac{\partial P}{\partial X}+\frac{\partial}{\partial X}\left(\tilde{\rho}U^2-\frac{\tilde{\mu}}{\mathrm{Re}}\frac{\partial U}{\partial X}\right)+\frac{\partial}{\partial Y}\left(\tilde{\rho}UV-\frac{\tilde{\mu}}{\mathrm{Re}}\frac{\partial U}{\partial Y}\right)+\frac{\partial}{\partial Z}\left(\tilde{\rho}UW-\frac{\tilde{\mu}}{\mathrm{Re}}\frac{\partial U}{\partial Z}\right)=0,$$

где $P = p/(\rho_0 V_0^2)$ – безразмерное давление или число Эйлера, $Re = \rho_0 V_0 L/\mu_0$ – число Рейнольдса, $Fr = V_0^2/(gL)$ – число Фруда.

Введем обозначения

$$F_1=\tilde{\rho}U^2-\frac{\tilde{\mu}}{\mathrm{Re}}\frac{\partial U}{\partial X},\ G_1=\tilde{\rho}UV-\frac{\tilde{\mu}}{\mathrm{Re}}\frac{\partial U}{\partial Y},\ H_1=\tilde{\rho}UW-\frac{\tilde{\mu}}{\mathrm{Re}}\frac{\partial U}{\partial Z},$$

$$F_2=\tilde{\rho}UV-\frac{\tilde{\mu}}{\mathrm{Re}}\frac{\partial V}{\partial X},\ G_2=\tilde{\rho}V^2-\frac{\tilde{\mu}}{\mathrm{Re}}\frac{\partial V}{\partial Y},H_2=\tilde{\rho}VW-\frac{\tilde{\mu}}{\mathrm{Re}}\frac{\partial V}{\partial Z},$$

$$F_3=\tilde{\rho}UW-\frac{\tilde{\mu}}{\mathrm{Re}}\frac{\partial W}{\partial X},\qquad G_3=\tilde{\rho}VW-\frac{\tilde{\mu}}{\mathrm{Re}}\frac{\partial W}{\partial Y},\qquad H_3=\tilde{\rho}W^2-\frac{\tilde{\mu}}{\mathrm{Re}}\frac{\partial W}{\partial Z}.$$

Тогда уравнения движения можно переписать в виде:

$$\left.\begin{aligned}&\frac{\partial P}{\partial X}+\frac{\partial F_1}{\partial X}+\frac{\partial G_1}{\partial Y}+\frac{\partial H_1}{\partial Z}=0;\\&\frac{\partial P}{\partial Y}+\frac{\partial F_2}{\partial X}+\frac{\partial G_2}{\partial Y}+\frac{\partial H_2}{\partial Z}=0;\\&\frac{\partial P}{\partial Z}+\frac{\partial F_3}{\partial X}+\frac{\partial G_3}{\partial Y}+\frac{\partial H_3}{\partial Z}+\frac{\tilde{\rho}}{\mathrm{Fr}}=0.\end{aligned}\right\}$$

Решение данной системы уравнений предполагается выполнять с использованием конечно-разностных методов.

ТЕХНИЧЕСКОЕ ПЕРЕВООРУЖЕНИЕ КАМЕРНОЙ ПЕЧИ ДЛЯ ТЕРМООБРАБОТКИ МАССИВНЫХ ПОКОВОК

© Д.И. Спитченко, М.Д. Казяев, 2012
ФГАОУ ВПО «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина», г. Екатеринбург

ОАО «Уралмаш» – ведущее российское предприятие тяжелого машиностроения, выпускающее оборудование для металлургии, горнодобывающей, нефтегазодобывающей промышленности и других отраслей. На предприятии имеется кузнечно-прессовый цех, продукцией которого являются крупные валки для прокатных станов, ротора турбин. В течение производственного процесса слиток подвергают прессованию, в результате которого получают поковку в виде валка, или ротора. Полученные изделия подвергают первичной термообработке. Первичная термообработка-нормализация осуществляется для образования равномерной структуры металла и проходит в три этапа: нагрев поковки до 950–980 ^{o}C, выдержки и охлаждения на воздухе.

Для первичной термообработки в цехе используются камерные печи с выкатным подом, выполненные по кирпичной технологии и оснащенные горелками устаревшей конструкции. Все печи, построенные по кирпичной технологии, футерованы в два слоя: внутренний огнеупорный слой – из шамота класса А, теплоизоляционный слой – из шамота легковеса. Толщина кладки составляет 460 мм. Печи работают в периодическом режиме. Большим недостатком кирпичной футеровки являются значительные потери с аккумуляцией тепла кладкой и потери тепла теплопроводностью через стенки. На печах установлены горелки типа ГНП. Разделение на физические зоны управления значительно усложняет процесс контроля и регулирования температуры в рабочем пространстве, приводит к сложной системе подвода газа и воздуха на горение. Подогрев воздуха осуществляется в рекуператоре до 200–300 ^{o}C.

Для сравнения печей, построенных по разным технологиям, были рассчитаны тепловые балансы. Тепловой баланс печи исследовали при нагреве поковки от 650 до 930 ^{o}C, с максимальной скоростью подъема температуры 65 ^{o}C/ч. Для печи, построенной по кирпичной технологии, использовались следующие исходные данные:

Расход природного газа: B = 720 м^3/ч.

Теплота сгорания природного газа: $Q^{р}_{н}$ = 34000 кДж/м^3.

Коэффициент избытка воздуха: α = 1,05.

Средняя температура подогрева воздуха: $t_{в}$ = 200 ^{o}C.

Теплоемкость подогретого воздуха: $\overline{c_в}$ = 1,332 кДж/(м^{3}К).

Средняя температура отходящих газов: $t_{ух.г}$ = 810 ^{o}C.

Энтальпия отходящих газов: $i_{ух.г}$ = 1213 кДж/м^3.

Теоретическое количество воздуха, необходимого для сжигания единицы топлива: L_0 = 9,53 м^3/м^3.