

# ГЕНЕРАЦИИ ТЕПЛОВОЙ ЭНЕРГИИ В ШЛАКОВОЙ ВАННЕ ПРИ ЭЛЕКТРОШЛАКОВОМ ПЕРЕПЛАВЕ: МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

*В.И. Потапов, А.Н. Суров, Н.А. Игизьянова, Т.В. Рябинин*

При электрошлаковом наплавлении сплошных или полых слитков большого диаметра появляется неоднородность температурного поля в шлаковой ванне. Эта неоднородность особенно существенна при наплавлении полых слитков большого диаметра. Если при наплавлении сплошных слитков шлаковая ванна достаточно компактна по объему и конвективные потоки относительно выравнивают температурное поле, тогда как при наплавлении полых слитков этого не происходит. Хотя результаты экспериментальных исследований температуры шлаковой ванны при переплаве в круглом кристаллизаторе при однофазной схеме включения расходуемого электрода показывают, что максимальная температура жидкого шлака наблюдается под электродом, при этом перепады температуры по высоте и диаметру шлаковой ванны достигают  $100...150^{\circ}\text{C}$  [1]. Об этом свидетельствуют так же данные рентгеновского просвечивания шлаковой ванны [2], в результате которого обнаружено, что зона максимальных температур, определенная по интенсивности засвечивания пленки, находится в межэлектродном промежутке.

При наплавлении полых слитков (трубных заготовок) большого диаметра шлаковая ванна заполняет коаксиальное пространство между внешней и внутренней стенками. Восемь расходуемых электродов включены по бифилярной схеме (рис. 1).

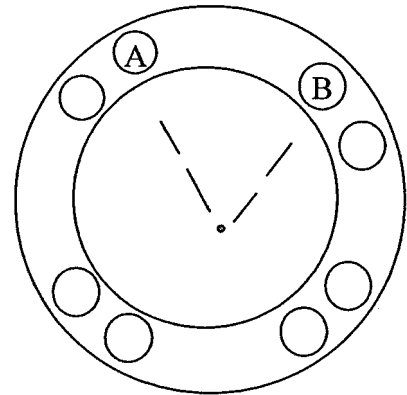


Рис. 1. Схема расположения электродов

Расстояние между электродами  $A, B$  назовем межэлектродным промежутком. Шлаковая ванна при этом представляет собой часть коаксиального канала прямоугольного или более сложного сечения (рис. 2, б). Электрический ток протекает между электродами  $A$  и  $B$ . При этом боковые стенки канала керамические, а частью дна канала является жидкометаллическая ванна. При однофазном включении электрода шлаковая ванна в виде цилиндра (рис. 2, а). Формирование температурного поля в таком канале происходит вследствие выделения энергии при прохождении электрического тока в жидком проводнике - шлаковой ванне с большим сопротивлением. В результате происходит нагрев его до высокой температуры. В меж-

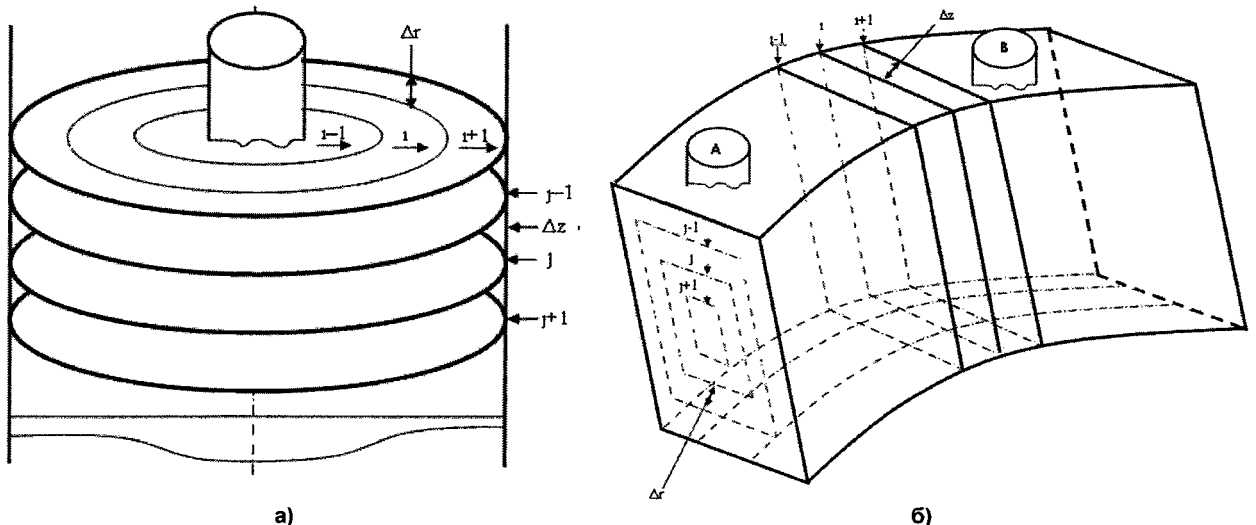


Рис. 2. Схема дискретизации пространства шлаковой ванны: а - при однофазном включении цепи; б - при бифилярном

электродном промежутке канала выделение энергии будет распределенное, так как распределенной будет сила тока. Если пренебречь теплообменом стенок канала с окружающими средами (стенками кристаллизатора, зеркалом жидкометаллической ванны, воздухом), то распределенное выделение энергии по длине канала и определит температурное поле. Можно утверждать, что каждой точке шлакового пространства будет соответствовать точечный источник энергии. Неоднородность температурного поля приводит к неравномерности оплавления торца расходуемого электрода, неравномерности теплообмена с окружающими средами. Поэтому изучение анизотропии температурного поля в шлаковом пространстве представляется как научный, так и практический интерес.

В данной работе рассматривается оценка анизотропии энергетического поля в шлаковом пространстве при ЭШП. При этом исходили из следующих допущений: так как при ЭШП энергия для переплава генерируется в шлаковой ванне электрическим током, то за основу были взяты фундаментальные законы электромагнитной динамики; теплообмен шлаковой ванны с окружающими средами, который искажает температурное поле, создаваемое источниками энергии, рассмотрен отдельно [5] и в данном случае не учитывается; теплообмен между каплями жидкого металла, стекающими с торца расходуемого электрода, и шлаком незначителен по сравнению с общей энергетикой процесса; процесс электродинамический считается осесимметричным, установившимся.

Исходя из принятых допущений за основу были взяты уравнения Максвелла, адаптированные для данного процесса [3, 4]. Уравнения, описывающие электромагнитные процессы в электроде, шлаковой ванне, имеют вид:

Поле потенциала в шлаковой ванне описывается уравнением Лапласа

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0. \quad (1)$$

Граничные условия имеют вид:

в области входа электрода в шлаковую ванну

$$\{r, z: 0 < r < r_3, z = d\} \quad \frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{\vec{j}_z}{\sigma}; \quad (2)$$

в области свободной поверхности шлаковой ванны

$$\{r, z: r_3 < r < R, z = d\} \quad \frac{\partial U}{\partial z} = 0; \quad (3)$$

в области дна шлаковой ванны

$$\{r, z: 0 < r < r_3, z = c\} \quad U = 0; \quad (4)$$

$$\{r, z: r_3 < r < R, z = c\} \quad \frac{\partial U}{\partial z} = 0;$$

на боковой поверхности шлаковой ванны

$$\{r, z: r = 0, c < z < d\} \quad \frac{\partial U}{\partial r} = 0; \quad (5)$$

$$\{r, z: r = R, c < z < d\} \quad \frac{\partial U}{\partial n} = 0.$$

Напряженность электрического поля  $\vec{E}$  определяется из уравнений

$$\vec{E} = -\nabla U, \quad \vec{E} = \frac{\partial U}{\partial n}, \quad \vec{E}_r = -\frac{\partial U}{\partial r}, \quad (6)$$

$$E_\varphi = -\frac{\partial U}{\partial z}, \quad E_z = -\frac{\partial U}{\partial z}, \quad |\vec{E}| = \sqrt{E_r^2 + E_\varphi^2 + E_z^2}.$$

Плотность электрического тока в шлаковой ванне вычисляется из соотношения, приведенного в [3]

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}. \quad (7)$$

В уравнениях (1)–(7) приняты обозначения:  $U$  – потенциал, В;  $r, z$  – координаты точек пространства шлаковой ванны, м;  $\vec{j}_z$  – плотность тока на пятне электрода,  $\text{кА/м}^2$ ;  $\sigma$  – удельная проводимость шлака,  $(\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$ ;  $c, d$  – координаты границ шлаковой ванны;  $n$  – нормаль боковой поверхности ванны.

По известному вектору плотности электрического тока в каждой точке шлакового пространства вычисляется сила тока

$$I = \int_s \vec{j} ds.$$

Интегрирование распространяется на все поперечное сечение  $s$  проводника (шлака). Плотность постоянного тока одинакова по всему сечению  $s$  проводника. Поэтому для постоянного тока

$$I = \vec{j}s.$$

Решение уравнений (1)–(7) проводилось численным методом конечных разностей. Заменили частные производные в уравнениях (1)–(7) приближенными разностными производными в направлении переменных  $z, r$ , получили разностные уравнения. Схема дискретизации пространства шлаковой ванны в однофазной и бифазной схемах включения печи ЭШП приведена на рис. 2. Был использован шаблон разностного уравнения по явной схеме. Для вычисления значения разностного решения на  $(i+1)$ -м слое используются значения искомого решения на двух предыдущих слоях  $i$ -м и  $(i-1)$ -м. При этом при  $i = 0$  и  $i = 1$  используются граничные условия (2)–(5).

В качестве сетки при дискретизации шлакового пространства  $D$  принята совокупность прямых  $r = u\Delta r, z = mh$ , где  $u = 1, 2, \dots, k; m = 0, 1, 2, \dots, l; \Delta r > 0; h > 0$ .

Производные в уравнениях (1)–(6) заменили разностными аналогами вида:

$$U_r = (2\Delta r)^{-1}[U(mh, (u+1)\Delta r) - U(mh, (u-1)\Delta r)];$$

$$U_{rr} = \Delta r^{-2}[U(mh, (u+1)\Delta r) - 2U(mh, u\Delta r) + U(mh, (u-1)\Delta r)];$$

$$U_z = (2h)^{-1}[U((m+1)h, u\Delta r) - U((m-1)h, u\Delta r)];$$

$$U_{zz} = h^{-2}[U((m+1)h, u\Delta r) - 2U(mh, u\Delta r) + U((m-1)h, u\Delta r)].$$

При такой дискретизации шлакового пространства  $D$  шаг по  $r$  определяет цилиндр радиуса  $r_i$ , а шаг по  $z$  – слой высотой  $h$ . Для упрощения вычислительной схемы расчета приняли, шлаковую ванну при бифилярном включении электродов в виде сектора тора.

После дискретизации уравнений (1)–(6) была получена система алгебраических уравнений относительно неизвестных значений функций в узлах сетки, которая решалась на компьютере.

В результате компьютерного моделирования были получены значения в узлах сетки: потенциала  $U$ , плотности тока  $\vec{j}$ , силы тока  $I$ , энергии  $Q$ , выделяемой в шлаке током  $I$ , разность температур  $\Delta T$ .

На рис. 3 приведены изолинии плотности тока в сечении шлаковой ванны. Расчетные данные показывают, что плотность тока в точках шлаковой ванны распределяется неравномерно: от значений равных нулю – изолинии под номером 0 и до  $10\,618\text{ кА/м}^2$  на зеркале жидкометаллической ванны. Наибольшая плотность тока наблюдается при радиусе  $r = r_3$ ,  $r_3$  – радиус расходимого электрода. Под электродом плотность тока более равномерная и при  $r_3 < r < r_k$  при  $z = m_i h$ , ( $i = 5, 10$ ) плотность тока нулевая, где  $r_k$  – радиус кристаллизатора. В этой части пространства не наблюдается и выделение энергии, эта область есть самое холодное пространство шлаковой ванны. Конечно, в действительности происходит некоторое выравнивание выделенной энергии конвективными потоками жидкого шлака, теплопроводностью.

По найденным значениям плотности и силы тока определялась выделенная энергия в точках шлакового пространства по известному феноменологическому соотношению  $Q = I^2 R_{\text{ш}} t$  т. е. рассчитывались элементы энергетической матрицы  $Q = [q_{ij}]$ ,  $i = 1, 2, \dots, k$ ,  $j = 0, 1, 2, \dots, m$ , где  $q_{ij}$  – это величина энергии, Дж, в узлах сетки с номерами  $i, j$ .

Исходя из принятого допущения, что внешний теплообмен шлаковой ванны отсутствует, тогда внутри ванны распределение тепла происходит теплопроводностью. Из соотношения для теплового потока

$$Q_i = \lambda_{\text{ш}} S_i \frac{T_{i+1} - T_i}{\Delta r} \quad (8)$$

от слоя к слою была вычислена разность температур  $T_{i+1} - T_i = \Delta T_i$ . Теплопроводность шлака  $\lambda_{\text{ш}} = 4,64\text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$   $r_3 = 0,15\text{ м}$ ,  $r_k = 0,26\text{ м}$ . Площадь поперечного сечения  $i$ -го слоя вычислялась по формуле:  $S_i = \Pi(r_{i+1} + r_i)\Delta r$ . Шаг по  $r$  был принят равным  $0,015\text{ м}$ , а по высоте ванны  $h = 0,005\text{ м}$ . Соотношение между шагами  $\Delta r, h$  удовлетворяет условию, при котором разностная схема устойчива, для гиперболического уравнения (1) и уравнений (2)–(7).

По формуле (8) была вычислена матрица температур  $\Delta T = [\Delta T_{ij}]$ ,  $i = 1, 2, \dots, k$ ,  $j = 1, 2, \dots, m$ . На рис. 4 приведено изменение  $\Delta T_j$  при  $i = 5$ , т. е. на середине высоты шлаковой ванны. Максимальное значение температуры наблюдается в области при  $r = r_3$  и в этой периферийной зоне электрода вы-

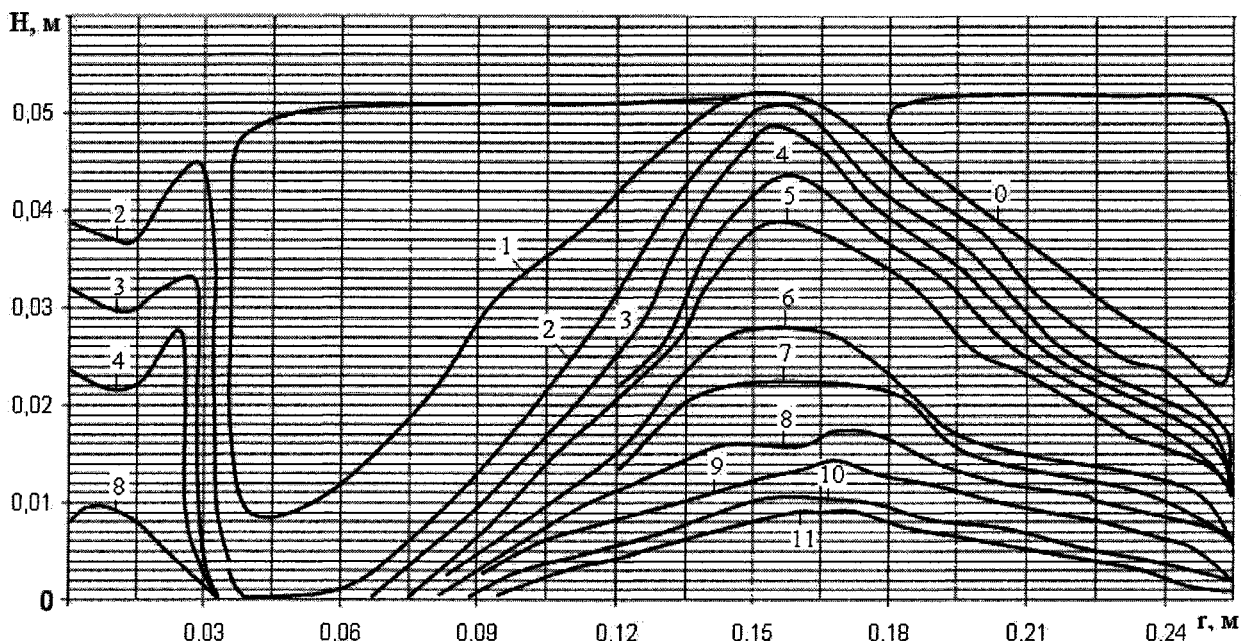


Рис. 3. Изолинии амплитуды плотности тока в шлаковой ванне: 0 – 0; 1 – 28,3; 2 – 30,5; 3 – 40,0; 4 – 50,0; 5 – 100,0; 6 – 150,0; 7 – 200,0; 8 – 300,0; 9 – 500,0; 10 – 2000,0; 11 – 12000,0 кА/м<sup>2</sup>

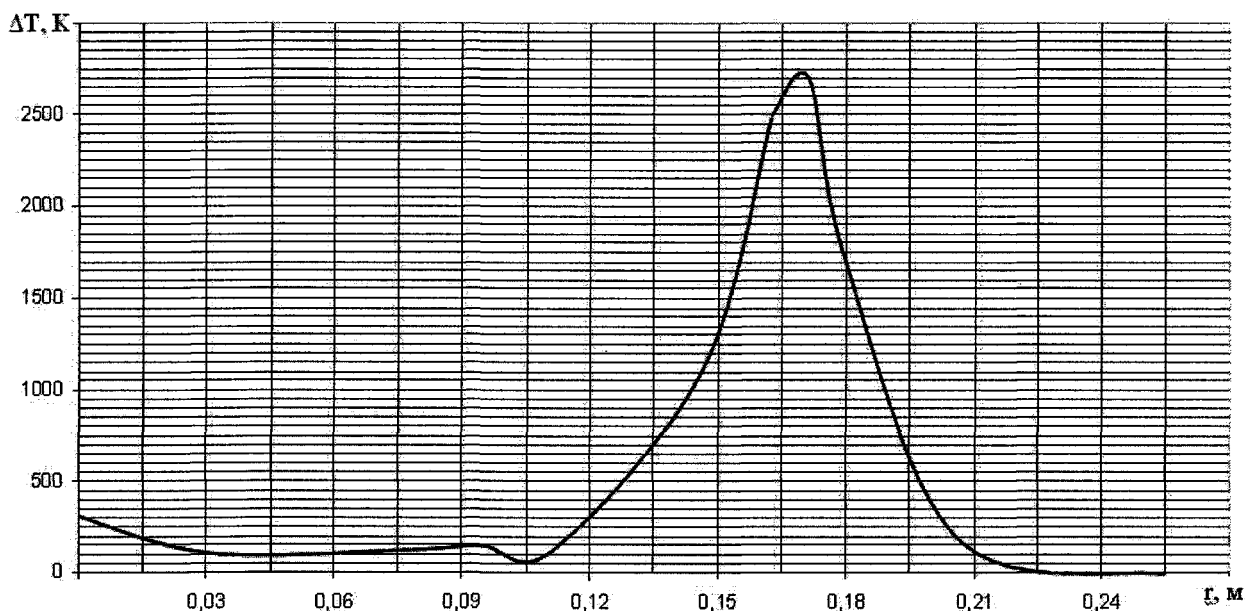


Рис. 4. Изменение разности температур между слоями шлаковой ванны на половине ее глубины, по радиусу

деляется максимум энергии и происходит перегрев шлака. При внешнем теплообмене этот пик перегрева сглаживается, но анизотропия температурного поля остается очень значительная. Как отмечено в работах [1, 2] замеры температуры проводились путем просвечивания ванны рентгеновским лучом и по степени затемнения пятна луча на пленке определяли температуру. При этом следует заметить, что луч, проходя по диаметру ванны, дает интегральную характеристику затемнения пятна на пленке.

Вычисленная среднеинтегральная температура в сечении (см. рис. 4) по формуле:

$$\overline{\Delta T} = \frac{2}{r_k^2} \sum_{i=1}^{17} \Delta T_i r_i \Delta r = 341,1 \text{ К.}$$

При наличии внешнего теплообмена эта температура будет ниже, и что соответствует экспериментальным данным работ [1,2].

В результате исследований, проведенных в данной работе можно сделать следующие выводы:

Получена математическая модель генерации тепловой энергии в шлаковой ванне. Разработана методика расчета температурного поля в шлаковой ванне. Подтверждено предположение о значительной анизотропии энергетического поля в шлаке. Выявлено наличие зоны, где энергия не генерируется и зоны перегрева шлака, на периферии торца расходоемого электрода. Это и приводит к оплавлению электрода в виде конуса.

В работе [5] в математических моделях теплофизических процессов при ЭШП источник энер-

гии принимался в качестве граничного условия в среде для шлаковой ванны, то при наличии модели полученной в данной работе можно объединить электродинамику и теплофизику при ЭШП в одну математическую модель электрошлакового переплава.

#### Литература

1. Йоши, С. Электрошлаковый переплав / С. Йоши, А. Митчел. - Киев: Наукова думка, 1973 - С. 168-180.
2. Панин, В.В. / В.В. Панин, О.В. Беровский, КС. Ивахненко // Изв. АН СССР. Металлургия и горное дело. - 1963. - №6. - С. 90-95.
3. Игизьянова, Н.А. О расчете электромагнитных процессов при электрошлаковом переплаве / Н.А. Игизьянова, В.И. Потапов // Вестник ЮУрГУ. Серия «Металлургия». — 2006. — Вып. 7. — № 10. - С. 76-77.
4. Электродинамические процессы при ЭШП на постоянном токе и их математическое моделирование / В.И. Потапов, Н.А. Игизьянова, ИВ. Чуманов, Д.А. Пятыгин // Современные проблемы электрометаллургии стали: материалы XIII Международ. конф.; под ред. В.Е. Рощина. — Челябинск: Изд-во ЮУрГУ, 2007. - 4.2 - 216 с.
5. Суров, АН. Расчет температурных полей в полых слитках при электрошлаковом переплаве / А.Н. Суров, В.И. Потапов, М.С Бугаев // Вестник ЮУрГУ. Серия «Металлургия». — 2006. — Вып. 7. — № 10. - С. 73-75.