

УДК 669.187.2

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СИЛЬНОТОЧНОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА В УСТАНОВКЕ КОВШ–ПЕЧЬ ПОСТОЯННОГО ТОКА

И.В. Крикент¹, И.В. Кривцун¹, В.Ф. Демченко, В.П. Пиптюк²

¹Институт электросварки им. Е.О. Патона НАН Украины.
03680, г. Киев, ул. Боженко 11. E-mail: office@paton.kiev.ua

²Институт черной металлургии им. З.И. Некрасова.
49050, г. Днепропетровск, пл. Акад. Стародубова, 1. E-mail: office.isi@nas.gov.ua

На основе самосогласованной математической модели процессов переноса энергии, импульса, массы и заряда в столбе и анодной области сильноточной электрической дуги постоянного тока проведен численный анализ характеристик теплового, газодинамического и электрического взаимодействия дуговой плазмы с поверхностью металлического расплава в установке ковш–печь. Показано, что распределение электрического потенциала по длине столба сильноточной дуги является нелинейным. Установлено, что эффективность теплового, динамического и электрического воздействия дугового разряда на поверхность металлической ванны в установке ковш–печь возрастает по мере уменьшения длины дуги. Библиогр. 20, ил. 6.

Ключевые слова: установка ковш–печь; сильноточная электрическая дуга; столб дуги; анодная область; расплавленный металл; математическое моделирование

Использование технологии обработки металлического расплава на установке ковш–печь (УКП) является эффективным способом внепечного рафинирования и доводки стали. В настоящее время на отечественных металлургических и машиностроительных предприятиях эксплуатируется более полутора десятков УКП различной мощности. Согласно обобщенным данным [1, 2] обработка полупродукта на таких установках обеспечивает получение стали со сверхнизким содержанием вредных примесей, газов и неметаллических включений. Наличие электродугового модуля для нагрева стали является основным отличием УКП от эксплуатируемого оборудования для внепечной обработки металла старого поколения — установок комплексной доводки металла. Электродуговой подогрев расплава в сталеразливочном ковше на УКП осуществляется по принципу, реализуемому в дуговой сталеплавильной печи.

Для проектирования рациональных технологических режимов обработки металлического расплава на УКП и эффективного использования электрической дуги в качестве источника тепла требуются количественные данные о тепловом, электрическом и силовом воздействии сильноточного дугового разряда на расплавленный металл. Экспериментальное

определение таких важных с технологической точки зрения характеристик электрической дуги, как распределение газодинамического давления, плотность электрического тока и теплового потока в зоне воздействия дугового разряда на поверхность металлической ванны затруднено вследствие высоких температур дуговой плазмы и жидкого металла, а также малой толщины прианодной области дуги. Ограниченность доступа к электродуговому модулю также является фактором, усложняющим проведение натуральных экспериментов. Поэтому весьма актуальным представляется исследование сильноточного дугового разряда в УКП методами математического моделирования.

Существует большое количество моделей для численного исследования процессов переноса энергии, импульса, массы и заряда в плазме электрической дуги атмосферного давления, в т.ч. применительно к различным способам дуговой сварки [3–10]. Для исследования физических процессов, протекающих в дуговых сталеплавильных печах, разработаны математические модели [11–14], учитывающие особенности горения сильноточного дугового разряда в металлургических агрегатах. Важным требованием, предъявляемым к моделям дугового разряда, является их самосогласованность, по-

© И.В. КРИКЕНТ, И.В. КРИВЦУН, В.Ф. ДЕМЧЕНКО, В.П. ПИПТЮК, 2013



звоящая учитывать взаимосвязь физических процессов, протекающих на электродах, процессов в приэлектродных областях плазмы и в столбе дуги.

Одна из таких моделей, самосогласованным образом описывающая перенос энергии, импульса, массы и заряда в столбе и анодной области электрической дуги, предложена в работе [15] применительно к процессам сварки неплавящимся электродом и плазменной сварки в инертных газах. В настоящей работе эта модель адаптируется для исследования физических процессов в сильноточной электрической дуге в условиях УКП.

Самосогласованная математическая модель процессов энерго-, массо- и электропереноса в плазме столба и анодной области сильноточной дуги должна включать две взаимосвязанные модели: модель тепловых, электромагнитных и газодинамических процессов, протекающих в плазме столба дуги, и модель анодной области дуги, позволяющую идентифицировать граничные условия на поверхности анода, фигурирующие в модели столба дуги. Что касается граничных условий вблизи катода, то при моделировании дуги в УКП будут использоваться данные, приведенные в работе [13].

Математическая модель анодной области дуги включает следующую систему уравнений, используемую для расчета состава прианодной плазмы [15]: уравнения Саха с учетом неидеальности плазмы

$$\frac{n_e^0 n_{\alpha Z+1}^0}{n_{\alpha Z}^0} = \left(\frac{2\pi m_e k T_e^0}{h^2} \right)^{3/2} \frac{2\theta_{\alpha Z+1}}{\theta_{\alpha Z}} \times \exp \left[- \frac{e(U_{\alpha Z} - \Delta U_Z)}{k T_e^0} \right], \quad \alpha = m, g; \quad Z \geq 0, \quad (1)$$

где n_e^0 — концентрация электронов; $n_{\alpha Z}^0$ — концентрации атомов ($Z = 0$) и ионов ($Z = 1$) газа ($\alpha = g$), атомов ($Z = 0$) и ионов ($Z = 1, 2$) металлического пара ($\alpha = m$); m_e — масса электрона; k — постоянная Больцмана; T_e^0 — температура электронов в прианодной плазме; h — постоянная Планка; $\theta_{\alpha Z}$ — статистические суммы для тяжелых частиц сорта α , находящихся в зарядовом состоянии Z ; e — заряд электрона; $U_{\alpha Z}$ — потенциалы ионизации (для перехода частиц сорта α из зарядового состояния Z в $Z + 1$); $\Delta U_Z = \frac{e(Z + 1)}{r_D}$ — снижение потенциалов ионизации, обусловленное взаимодействием заряженных частиц в плазме; $r_D = \left[k T_e^0 / 4\pi e^2 \left(n_e^0 + \frac{T_e^0}{T_h^0} \sum_{\alpha = m, g; Z \geq 1} n_{\alpha Z}^0 Z^2 \right) \right]^{1/2}$ — радиус Дебая; T_h^0 — температура тяжелых частиц; условие квазинейтральности плазмы

$$n_e^0 = \sum_{\alpha = m, g; Z \geq 1} n_{\alpha Z}^0 Z; \quad (2)$$

закон парциальных давлений

$$p = n_e^0 k T_e^0 + \sum_{Z \geq 0} n_{mZ}^0 k T_h^0 + \sum_{Z \geq 0} n_{gZ}^0 k T_h^0 - \Delta p. \quad (3)$$

Здесь p — давление в плазме вблизи анода; $\Delta p = \frac{1}{6} \frac{e^2}{r_D} \left(n_e^0 + \sum_{\alpha = m, g; Z \geq 1} n_{\alpha Z}^0 Z^2 \right)$ — снижение давления за счет неидеальности плазмы.

Для замыкания системы уравнений (1)–(3) добавим еще одно условие, определяющее концентрацию частиц металлического пара на внешней границе анодной области. Поскольку в агрегате УКП постоянного тока потоки плазмы набегают с большими скоростями на поверхность ванны, то толщина диффузионного слоя металлического пара вблизи анода оказывается пренебрежимо малой, поэтому наличие паров металла достаточно учитывать лишь в анодной области дуги.

В диффузионном режиме испарения металла, полагая пар на границе анодной области насыщенным, можно принять, что парциальное давление тяжелых частиц испаренного металла в этой области равно давлению насыщенного пара p_s над поверхностью расплавленного металла, а температура тяжелых частиц в прианодной плазме T_h^0 совпадает с температурой поверхности T_s , т.е.

$$\sum_{Z \geq 0} n_{mZ}^0 k T_s = p_s \equiv p_0 \exp \left[\frac{\lambda_v}{k} \left(\frac{1}{T_B} - \frac{1}{T_s} \right) \right], \quad (4)$$

где p_0 — атмосферное давление; T_B — температура кипения металла; λ_v — работа выхода из расплава атома металла. При помощи соотношений (1)–(4) рассчитывается ионизационный состав прианодной плазмы. Модель анодной области дуги, предложенная в работе [15], позволяет также определять анодное падение потенциала $U_a = -\Delta\phi$, где $\Delta\phi$ — разность потенциалов между внешней границей анодной области и поверхностью металлической ванны (анода), а также плотность теплового потока в анод q_a в зависимости от плотности тока на аноде j_a , температуры поверхности анода и температуры прианодной плазмы.

При описании процессов магнитной газовой динамики в столбе сильноточной дуги будем исходить из предположения об осевой симметрии рассматриваемой системы. Соответствующая система уравнений для турбулентного течения плазмы, записанная в цилиндрической системе координат, имеет вид

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r p v) + \frac{\partial}{\partial z} (p u) = 0, \quad (5)$$

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + u \frac{\partial v}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} - j_z B_\phi + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \bar{\mu} \frac{\partial v}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[\bar{\mu} \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] - 2 \bar{\mu} \frac{v}{r^2} - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \bar{\mu} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (r v)}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right] \right\}, \quad (6)$$



$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + v \frac{\partial u}{\partial r} + u \frac{\partial u}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} + j_r B_\phi + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\bar{\mu} \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \bar{\mu} \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \bar{\mu} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z} \right] \right\}, \quad (7)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \sigma \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = 0. \quad (8)$$

Здесь ρ – массовая плотность плазмы; v , u – соответственно радиальная и аксиальная компоненты вектора скорости движения плазмы; p – давление; $j_r = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial r}$, $j_z = -\sigma \frac{\partial \phi}{\partial z}$ – соответственно аксиальная и радиальная компоненты плотности электрического тока; σ – удельная электропроводность плазмы; ϕ – скалярный потенциал электромагнитного поля; $B_\phi(r, z) = \frac{\mu^0}{r} \int_0^r j_z(\xi, z) \xi d\xi$ – азимутальная компонента вектора магнитной индукции; μ^0 – универсальная магнитная постоянная; $\bar{\mu}$ – суммарный коэффициент динамической вязкости плазмы, учитывающий турбулентную составляющую.

Будем считать, что перенос энергии в столбе дуги осуществляется путем теплопроводности и конвекции, а также заряженными частицами (электронами). Учтем, что в электрических дугах значительного размера излучение обеспечивает в основном перенос тепловой энергии, и в гораздо меньшей степени оно связано с безвозвратными потерями тепла [16]. При этих предпосылках уравнение энергии в рамках модели однотемпературной ионизационно-равновесной плазмы имеет вид

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T_p}{\partial t} + v \frac{\partial T_p}{\partial r} + u \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \bar{\chi} \frac{\partial T_p}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\bar{\chi} \frac{\partial T_p}{\partial z} \right) + \frac{k}{e} \left\{ j_r \frac{\partial [(5/2 - \delta) T_p]}{\partial r} + j_z \frac{\partial [(5/2 - \delta) T_p]}{\partial z} \right\} + \frac{j_r^2 + j_z^2}{\sigma}. \quad (9)$$

Здесь C_p – удельная теплоемкость плазмы (с учетом энергии ионизации); T_p – температура плазмы; $\bar{\chi}$ – суммарный коэффициент теплопроводности, учитывающий турбулентную составляющую и перенос энергии радиационным путем; δ – постоянная термодиффузии.

Суммарные коэффициенты динамической вязкости $\bar{\mu}$ и теплопроводности $\bar{\chi}$, учитывающие характерный для сильноточных дуг турбулентный режим течения плазмы, а также перенос энергии излучением, будем рассчитывать следующим образом:

$$\bar{\mu} = \mu + \mu_t; \quad \bar{\chi} = \chi + \chi_t + \Delta\chi,$$

где μ_t – коэффициент турбулентной вязкости; χ_t – коэффициент турбулентной теплопроводности

плазмы; $\Delta\chi$ – коэффициент лучистой теплопроводности.

Значение коэффициента турбулентной вязкости можно определить, например, с помощью модели Прандтля [17]:

$$\mu_t = \rho l_m^2 \sqrt{\left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2},$$

где l_m – длина пути смешения.

Коэффициент турбулентной теплопроводности плазмы может быть выражен через коэффициент ее турбулентной вязкости с помощью соотношения [5]

$$\lambda_t = \mu_t \frac{C_p}{Pr_t},$$

где Pr_t – турбулентное число Прандтля, которое согласно рекомендациям, изложенным в работе [5], может быть принято равным единице.

Физические свойства плазмы столба дуги ρ , C_p , μ , χ , δ , σ , как и в работах [11–14], полагаются зависящими от температуры и состава атмосферы, в которой горит дуга.

На внешних границах расчетной области для уравнений (5)–(9) зададим граничные условия, подробно описанные, например, в работе [3]. Отдельно рассмотрим условия на границе анодной и газодинамической областей плазмы.

Пусть Γ – граница анодной области со столбом дуги (ввиду малой толщины анодного слоя в качестве Γ можно рассматривать поверхность расплавленного металла–анода). Тогда граничные условия для уравнений (5)–(7) здесь можно задать следующим образом:

$$v|_\Gamma = 0; \quad u|_\Gamma = 0.$$

Граничное условие, выражающее баланс удельных потоков энергии на границе Γ , имеет вид

$$-\bar{\chi} \frac{\partial T_p}{\partial z} \Big|_\Gamma + j_a \frac{k}{e} (5/2 - \delta) T_p|_\Gamma = \Delta\phi j_a + q_a.$$

Примем во внимание, что проводимость металла анода существенно выше удельной электропроводности плазмы и, следовательно, поверхность анода можно считать эквипотенциальной. Примем для определенности потенциал анода ϕ_a равным нулю. Тогда условие для уравнения (8) на внешней границе анодной области дуги можно записать в виде

$$\phi|_\Gamma = \Delta\phi.$$

Поскольку достоверные экспериментальные данные о распределенных параметрах сильноточных электрических дуг отсутствуют, для верификации модели используем экспериментальные данные о напряжении на дуговом модуле с длиной дуги 78 мм при токе 22,5 кА. Расчетное значение потенциала в подкатодной зоне составило 91 В. Учитывая, что

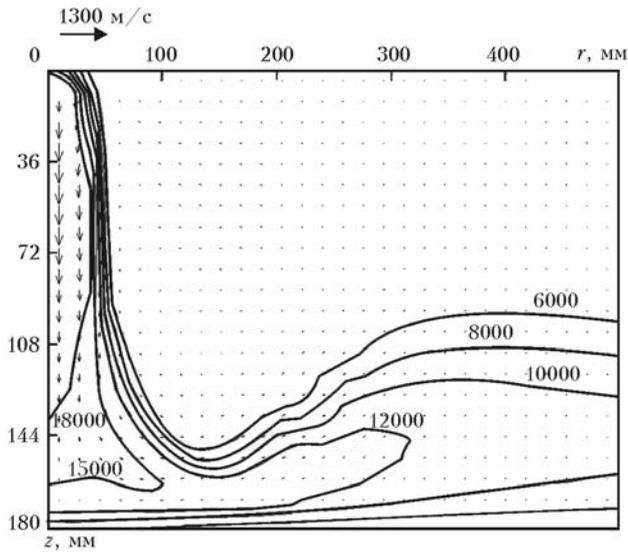


Рис. 1. Поля температуры и скорости движения плазмы в сильно-точном дуговом разряде

катодное падение потенциала для рассматриваемых сильнотоковых дуг с графитовым электродом составляет в среднем примерно 11 В [18], и полагая суммарное падение напряжения на электродном стержне и контактах равным 1 В, получим расчетное напряжение на дуговом модуле 103 В. Согласно данным, приведенным в технологической инструкции по эксплуатации УКП (фирма «Danieli», Италия), используемой в условиях завода «Днепро-спецсталь», экспериментально измеренное значение данного параметра составило 102,7 В, что лишь незначительно отличается от результатов наших расчетов.

Рассчитанная картина распределения в столбе дуги газодинамических потоков и теплового состояния дуговой плазмы при длине дуги $l_d = 180$ мм и токе дуги $I_d = 26,2$ кА представлена на рис. 1.

Поскольку в мощных дуговых разрядах плазма движется в сторону анода со скоростями примерно $1 \cdot 10^3$ м/с, то газодинамические потоки оказывают значительное силовое воздействие на поверхность металлической ванны, что приводит к образованию мениска под анодным пятном дуги. Определить степень прогиба Δz свободной поверхности металлической ванны под анодным пятном дугового разряда

можно, исходя из того, что в УКП избыточное давление $p_{изб}$ плазмы над жидким анодом компенсируется суммой гидростатических давлений слоя шлака и столба металла, высота которого равна Δz . Следовательно, можем записать следующее балансное соотношение

$$p_{изб} = (h_{ш}\rho_{ш} + \Delta z\rho_m)g,$$

где $h_{ш}$ и $\rho_{ш}$ — соответственно высота слоя шлака и его плотность; ρ_m — плотность металлического расплава; g — ускорение свободного падения. Учитывая, что избыточное давление равно разности абсолютного давления в прианодной плазме p и давления во внешней среде ($p_0 = 10^5$ Па), имеем

$$\Delta z = \frac{p - p_0 - h_{ш}\rho_{ш}g}{\rho_m g}. \quad (10)$$

Таким образом, в УКП постоянного тока характерное значение $h_{ш}$ составляет примерно 0,2 м, плотность шлака колеблется в пределах 2800...3200 кг/м³. Максимальные прогибы поверхности металлической ванны (на оси симметрии), рассчитанные по формуле (10) для дуг длиной 150; 180 и 210 мм при токе 26,2 кА, составили соответственно 91; 86 и 81 мм. Такие глубины менисков являются весьма значительными по отношению к рассматриваемым длинам дугового разряда и могут существенно влиять на его параметры, в частности, длину дуги и напряжение на дуге.

С технологической точки зрения представляет интерес зависимость напряжения на дуге от ее длины. Поскольку напряжение на дуговом разряде определяется электрическим полем в его столбе, рассмотрим распределение электрического потенциала ϕ на оси столба дуги в зависимости от аксиальной координаты z (здесь и далее z отсчитывается от центра катодного пятна) для электрических дуг длиной 150; 180 и 210 мм при значении тока 26,2 кА (рис. 2).

Расчетное напряжение на дуговом модуле для рассматриваемых дуг составило соответственно 116,7; 134,2 и 151,9 В. Резкое снижение потенциала в подкатодной зоне связано с большой плотностью тока в этой области дугового разряда. При таком распределении потенциала зависимость напряжения на дуге от ее длины является нелинейной. Напряжение на дуговом разряде U_d зависит также и от значения тока. Уменьшение тока от 26,2 до 19,3 кА приводит к снижению расчетного напряжения на дуге длиной 150 мм от 116,7 до 107,4 В. Результаты, приведенные в работе [13], также свидетельствуют о зависимости напряжения на дуговых разрядах в металлургических агрегатах от уровня тока. В работе [19] предлагается длину дуги l_d определять исходя из линейной зависимости

$$U_d = a + bl_d, \quad (11)$$

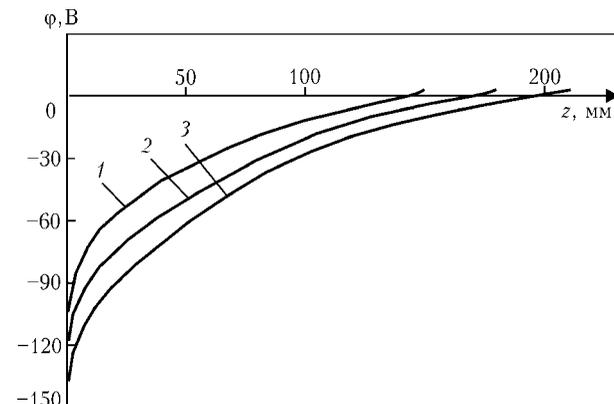


Рис. 2. Распределение потенциала на оси столба дуги при l_d , мм: 1 — 150; 2 — 180; 3 — 210

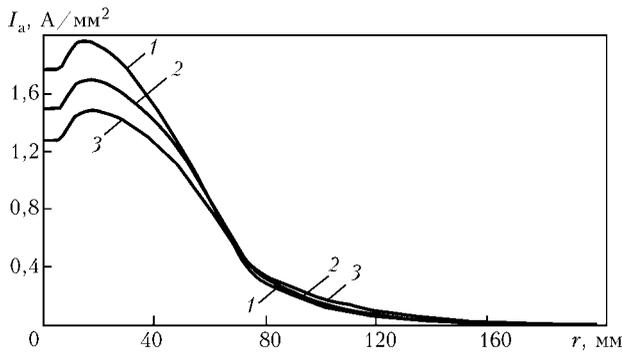


Рис. 3. Распределения плотности тока на поверхности анода для различных значений длины, мм: 1 – 150; 2 – 180; 3 – 210

где a – сумма анодного и катодного падения напряжений; b – напряженность электрического поля в столбе дуги. Для расчетов длины электрических дуг в УСП значения коэффициентов a и b принимают равными соответственно 22 В и 1 В/мм [20]. Так как напряженность электрического поля существенно изменяется по длине столба дуги (рис. 2), то расчеты по формуле (11) могут давать весьма приближенный результат.

При неизменном значении тока 26,2 кА распределение плотности тока на поверхности металлического расплава зависит от длины дуги (рис. 3). В приосевой зоне наибольшая концентрация плотности тока зафиксирована при минимальной длине дуги 150 мм. Следовательно, наибольшее силовое воздействие электромагнитного поля на металлическую ванну, которое способно обеспечить интенсивное перемешивание металла, достигается при более коротких дугах.

Распределение плотности тока на поверхности жидкого металлического анода для дугового разряда длиной 150 мм в зависимости от тока дуги показано на рис. 4.

Как следует из рис. 4, характер распределения плотности тока по зеркалу ванны сохраняется в широком диапазоне значений тока.

Важным технологическим параметром электрической дуги в УСП является тепловая мощность, передаваемая дуговым разрядом металлической ванне. Расчеты тепловой мощности P_m , поступающей в обрабатываемый металл, показывают, что при варьировании длины дуги со значением тока

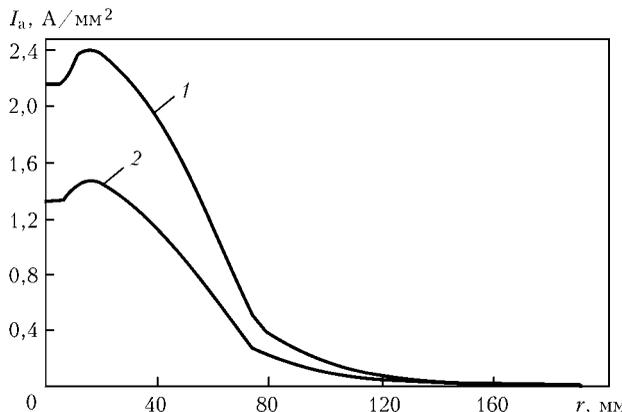


Рис. 4. Распределения плотности тока на поверхности анода при I_d , кА: 1 – 32,8; 2 – 19,3

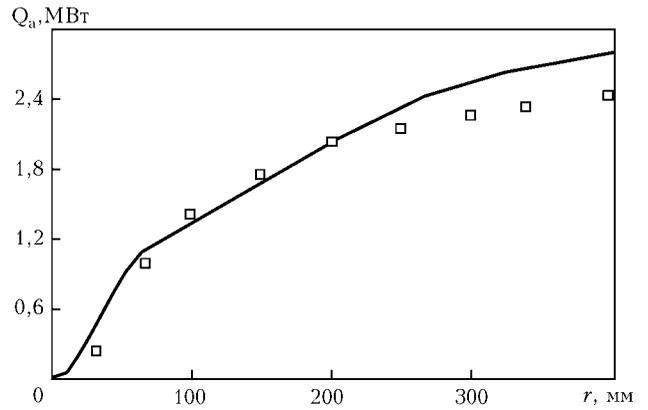


Рис. 5. Распределение теплового потока Q_a в металлический анод по радиальной координате (□ – результаты моделирования [13])

26,2 кА в рассматриваемом диапазоне ($l_d = 150 \dots 210$ мм) значение P_m изменяется незначительно и составляет примерно 2 МВт. В то же время при увеличении длины дуги от 150 до 210 мм напряжение на дуговом модуле УСП возрастает на 23 % – от 116,7 до 151,9 В. Следовательно, при неизменном значении тока также возрастает и электрическая мощность, потребляемая установкой. Это означает, что при увеличении длины дуги снижается эффективность нагрева металла электрической дугой.

$$\text{Пусть } Q_a(r) = 2\pi \int_0^r q_a(r')r' dr' \text{ – тепловой поток,}$$

протекающий через поверхность анода (металлической ванны) в пределах окружности радиуса r . Сравним полученное с помощью описанной математической модели распределение $Q_a(r)$ по поверхности металлической ванны с результатами численного моделирования тепловых процессов в дуговой сталеплавильной печи, приведенными в работе [13]. Как следует из рис. 5, расчетные распределения, полученные с помощью различных моделей для дуги длиной 200 мм при значении тока 36 кА, отличаются в основном на значительном расстоянии от оси симметрии.

Температура прианодной плазмы вблизи оси дуги ($r = 0, z = l_d$) по данным наших расчетов составляет 9500 К, а по результатам математического моделирования, выполненного в работе [13], –

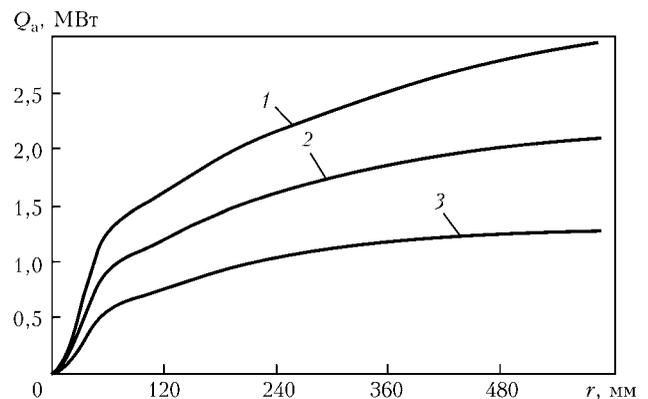


Рис. 6. Распределение теплового потока по поверхности металлической ванны (длина дуги 150 мм) при I_d , кА: 1 – 32,8; 2 – 26,2; 3 – 19,3



9700 К, что также свидетельствует об адекватности математической модели, используемой в настоящей работе.

Соответствующие распределения теплового потока по поверхности металлической ванны (рис. 6) свидетельствуют о том, что тепловая мощность, вводимая в металл, быстро возрастает по мере увеличения уровня тока дугового разряда.

Отметим, что при возрастании общей тепловой мощности и плотности теплового потока в анод обнаружено расширение зоны интенсивного обогрева поверхности металлической ванны, что также можно рассматривать как благоприятный фактор при обработке металла в УКП.

Выводы

1. Электрический потенциал по длине столба силовой дуги в УКП изменяется нелинейно, поэтому использование линейной модели для вычисления длины дуги по измеренному на дуговом модуле напряжению может приводить к существенным погрешностям.

2. В УКП постоянного тока под воздействием газодинамического давления, создаваемого набегавшими на расплав потоками плазмы, прогиб поверхности металлической ванны под анодным пятном дугового разряда может быть соизмерим с длиной дуги.

3. Для наиболее эффективного обогрева металлической ванны и интенсификации ее перемешивания электромагнитными силами целесообразно использовать более короткие электрические дуги. Требуемая тепловая мощность дугового модуля УКП в таком случае может быть обеспечена за счет большого значения тока дугового разряда.

1. Вихлевщук В.А., Приходько Э.В. Основные сведения о составах и перспективных технологических схемах получения чистых и особо чистых сталей на зарубежных и отечественных предприятиях // Сб. науч. тр. ИЧМ НАНУ «Фундаментальные и прикладные проблемы черной металлургии». — 2003. — Вып. 6. — С. 425–441.
2. Особенности современного оборудования и технологий внепечной обработки стали / В.П. Пиптюк, В.Ю. Бологов, И.А. Павлюченков, И.Н. Логозинский // Там же. — 2005. — Вып. 11. — С. 67–79.

3. Hsu K.C., Etemadi K., Pfender E. Study of the free-burning high-intensity argon arc // J. of Appl. Phys. — 1983. — **54**, № 3. — P. 1293–1301.
4. Hsu K.C., Pfender E. Two-temperature modeling of the free-burning high-intensity arc // Ibid. — 1983. — **54**, № 8. — P. 4359–4366.
5. Низкотемпературная плазма / В.С. Энгельшт, В.Ц. Гурович, Г.А. Десятков и др. — Новосибирск: Наука, 1990. — Т. 1. Теория столба электрической дуги. — 376 с.
6. Lowke J.J., Morrow R., Haidar J. A simplified unified theory of arcs and their electrodes // J. Phys. D: Appl. Phys. — 1997. — **30**. — P. 2033–2042.
7. Sansonetti L., Haidar J., Lowke J.J. Prediction of properties of free burning arcs including effects of ambipolar diffusion // Ibid. — 2000. — **33**. — P. 148–157.
8. Fan H.G., Kovacevic R. A unified model of transport phenomena in gas metal arc welding including electrode, arc plasma and molten pool // Ibid. — 2004. — **37**. — P. 2531–2544.
9. Hu J., Tsai H.L. Heat and mass transfer in gas metal arc welding. Part I: The arc // Intern. J. of Heat and Mass Transfer. — 2007. — **50**. — P. 833–846.
10. Metal vapour behaviour in gas tungsten arc thermal plasma during welding / M. Tanaka, K. Yamamoto, S. Tashiro, et al. // Welding in the world. — 2008. — **52**, № 11/12. — P. 82–88.
11. Ushio M., Szekely J., Chang C.W. Mathematical modeling of flows field and heat transfer in high-current arc discharge // Ironmaking and Steelmaking. — 1981. — № 6. — P. 279–286.
12. Alexis J. Modeling of heat transfer from an electric arc — a simulation of heating. Part I // J. Alexis, M. Ramirez, G. Trapaga, P. Jonsson // 57th Electric Furnace conf. proc.: ISS (Warrendale, November 14–16, 1999). — Warrendale, 1999. — P. 279–287.
13. Modeling of a DC electric arc furnace — heat transfer from the arc / J. Alexis, M. Ramirez, G. Trapaga, P. Jonsson // ISIJ Intern. — 2000. — **40**, № 11. — P. 1089–1097.
14. Wang F., Jin Z., Zhu Z. Numerical study of dc arc plasma and molten bath in dc electric arc furnace // Ironmaking and Steelmaking. — 2006. — **33**, № 1. — P. 39–44.
15. Кривуцун И.В., Демченко В.Ф., Крикент И.В. Модель процессов тепло-, массо- и электропереноса в столбе и анодной области дуги с тугоплавким катодом // Автомат. сварка. — 2010. — № 6. — С. 3–11.
16. Evans D.L., Tankin R.S. Measurements of emission and absorption of radiation by an argon plasma // Phys. Fluids. — 1967. — **10**, № 6. — P. 1137–1144.
17. Prandtl L. Uber die ausgebildete Turbulenz // Proc. of the 2th Intern. congress for Applied Mechanics (Switzerland, Zurich, 1926). — Zurich, 1926. — P. 62–74.
18. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. — М.: Наука, 1971. — 543 с.
19. Никольский Л.Е., Смоляренко В.Д., Кузнецов Л.Н. Тепловая работа дуговых сталеплавильных печей. — М.: Металлургия, 1981. — 320 с.
20. Выбор параметров трансформатора для агрегата ковш-печь и режимы обработки стали / Н.Ф. Ахметшин, И.Ю. Зинуров, В.С. Гаян и др. // Электрометаллургия. — 2001. — № 10. — С. 23–26.

The numerical analysis of characteristics of thermal, gas-dynamic and electric interaction of arc plasma with surface of metal melt in the ladle-furnace unit was made on the basis of self-consistent mathematical model of processes of transfer of power, pulse, mass and charge in column and anodic region of high-current DC arc. It is shown that the distribution of electric potential in column length of high-current arc is non-linear. It was found that the efficiency of thermal, dynamic and electric effect of arc discharge on metal pool surface in ladle-furnace unit is increased with decrease in arc length. Ref. 20, Figs. 6.

Key words: ladle-furnace unit; high-current electric arc; arc column; anodic region; molten metal; mathematical modeling

Поступила 11.07.2013