

УДК 621.365.22

Теоретические основы электродинамических и тепловых процессов в рабочих режимах сверхмощных дуговых электропечей*

В.А. БИКИНОВ, В.С. ЧЕРКОВНИЧЕНКО, С.Г. ИВАНОВА

Приведены основные физические процессы, протекающие в дуговом пространстве высоковольтных дуговых сталеплавильных электропечей, рассмотрены также электромагнитные и электротепловые взаимодействия в зависимости от пространственной структуры дугового тока и влияния его на окружающее пространство вне дуги электропечи.

Ключевые слова: плазма, дуговой разряд, электромагнитные процессы, дуговой печи, электротепловые взаимодействия, дуговой печи, сталеплавильные электропечи, оценка напряженности магнитного поля.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время ведутся в электротехнологических районах теории электрических цепей и теплообмена преимущественно отсылается к классической теории электродинамики и теплопроводности, справедливая для сравнительно медленно протекающих процессов с удельными тепловыми потоками нагрева металлов, не превышающими $q < 10^6$ Вт/м². Эти расчеты теории имеют малоэкономичную сущность, расчетных и экспериментальных параметров.

Однако, при реализации процессов с вакуумоцентрированными источниками энергии, в которых относятся сверхмощные дуговые разряды атмосферного давления, плазменный нагрев, вакуумный дуговой нагрев и др., при этом использование классической теории электротехнических процессов и теплообмена не имеет сущности, результатов с фактически существующими режимами работы оборудования. Для расчетно-теоретического анализа в этих случаях в расчетах используется дугае полевые, например, для квазистационарных источников используется понятие коэффициентов концентрации энергии в точечном или близком к точечным источникам теплоте или используется понятие глубинное проникновение и тепловыделение слоя, если источник имеет вакуумную плотность, энергии на боковых поверхностях.

В приложениях к процессам теплообмена, протекающим в дуговых сталеплавильных электропечах, необходимо учитывать, что при проплавлении колошечек наблюдаются не только вакуум и сверхвакуум плотности энергии на расплавленном металле, но и боковые скорости перемещения источников нагрева с одновременным воздействием на нагреваемые поверхности электромагнитного поля. В этом случае необходимо рассмотреть тепловые процессы, включающие при электроном заселении энергии и взаимодействии с притоком энергии перегретых газов с одновременным существованием переменного электромагнитного поля в сплошной проводящей среде с боковыми градиентами электропроводности материалов электропечей и металла.

При проплавлении колошечек, когда пятно на металле меняет свое местоположение за счет измененной направленной катодной струи, а также из-за перемещения катодного пятна по металлическому графитированному электроду в начальный период плазмы происходит к тому, что электротепловой ток в конкретном месте или крупномасштабном фактически шунтует протекает

* Статья принята в печать 10 февраля 2013 г.

ограниченное время за счет переходов на другие поверхности соседних кусков шунта. При таких условиях в рассматриваемых тепловых процессах проявляются тепловые эффекты, во многом равнозначные понятием электромагнитных поверхностных эффектов. В свою очередь, и электромагнитные процессы за счет инерционности намагничивания также на постоянном токе будут иметь нелинейные характеристики во времени.

Проявление поверхностных эффектов при выполнении постоянных токов до настоящего времени изучалось только в специальной разделе теории электротехники и не использовалось в теории электронагрева для решения практических задач.

1. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ И ТЕПЛОВЫХ ПРОЦЕССОВ В СПЛОШНЫХ СРЕДАХ

Для развития теории электронагрева рассмотрим возможность электромагнитных процессов и процессов теплопередачи в сплошных средах, имеющих следующие характеристики: ρ – удельное электрическое сопротивление; μ – магнитная проницаемость; ε – диэлектрическая проницаемость; κ – удельные теплоемкости веществ; γ – удельные массы веществ; λ – теплопроводности сред (веществ). При количественных оценках будем использовать значения магнитной постоянной $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, электрической постоянной $\varepsilon_0 = 1/\mu_0 c^2$, где c – скорость света в свободном пространстве и $\varepsilon_0 = 8,855 \cdot 10^{-12}$ Ф/м.

При анализе электромагнитных полей в сплошных изотропных средах или вакууме принято считать, из-за их основных уравнений Максвелла:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{\delta} = \left[\left(\frac{1}{\rho} \right) + \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \right] \vec{E} \quad \text{и} \quad \operatorname{rot} \vec{E} = -\mu \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}. \quad (1)$$

Для исключения одного из неизвестных параметров (\vec{E} или \vec{H}) необходимо взять ротор от соответствующего уравнения и подставить его ($\operatorname{rot} \vec{E}$ или $\operatorname{rot} \vec{H}$) в другое уравнение.

В среде, для которой $\operatorname{div} \vec{H} = 0$, имеем:

$$\nabla^2 \vec{H} = \frac{\mu \mu_0}{\rho} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \mu \mu_0 \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2}. \quad (2)$$

Аналогично можно вывести уравнение для напряженности электрического поля

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{\mu \mu_0}{\rho} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu \mu_0 \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. \quad (3)$$

Взвем рассматривать нагрев только электропроводящих тел ($\rho \neq \infty$). Для этого случая в правых частях уравнений (2) и (3) для \vec{H} и \vec{E} можно пренебречь вторыми членами. Это соответствует предположению о том, что в проводящих плотность тока проводимости $\vec{\delta} = \vec{E} / \rho$ много больше плотности тока смещения $\vec{\delta} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$. Следовательно, для проводящих тел будем иметь:

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{\rho}{\mu \mu_0} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad \nabla^2 \vec{H} = \frac{\rho}{\mu \mu_0} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t}. \quad (4)$$

Полученные уравнения определяют пространственное и временное распределение параметров электромагнитного поля в электропроводящем теле.

Проведящее сопоставление электромагнитных процессов с тепловыми процессами позволяет воспользоваться рядом найденных понятий в области электромагнетизма с распро-

страненном из-за процесса теплопередачи в случае интенсивного нагрева поверхности и, что особенно важно, приповерхностных слоев.

Рассмотрим нагрев произвольного тела в широком диапазоне изменения параметров. Обозначим через \vec{q} вектор плотности теплового потока, т. е. количество тепла, проходящее в единицу времени через единичную поверхность ΔS , ориентированную так, чтобы \vec{q} по величине достигало максимума. Это обеспечивается, когда вектор \vec{q} направлен по нормали к этой площадке ΔS . (Для случаев, когда скорость излучения энергии не превышает скорости распространения тепла за счет теплопроводности, плотности теплового потока \vec{q} в объеме тела может быть определена по закону Фурье

$$\vec{q} = -\lambda \cdot \text{grad } T, \quad (5)$$

где λ и T – теплопроводности и изменчиваясь температура во времени по координате направления плотности теплового потока.

Высвечивая в тело тепловой поток с плотностью \vec{q} и изменяя теплоемкостные тела, которое определяется как

$$\text{div } \vec{q} = -c \cdot \gamma \frac{\partial T}{\partial t}. \quad (6)$$

Теперь возьмем дивергенцию уравнения (5) и подставим в уравнение (6). В результате выйдем, что

$$\text{div } \text{grad } T = \nabla^2 T = \frac{c\gamma}{\lambda} \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \quad (7)$$

Уравнение (4) и (7) по структуре равнозначны и отличаются только тем, что в уравнение (4) входят векторные величины, а в уравнение (7) – скалярные. Очевидно, что коэффициенты, стоящие в этих уравнениях перед производными, имеют аналогичные функциональные значения, определяющие нестационарные режимы при развитии электромагнитных и тепловых процессов. Проведем анализ этих параметров (μ_0/ρ и $c\gamma/\lambda$). В табл. 1 приведены усредненные значения этих множителей для интересующих нас материалов. Как видно, для некоторых материалов величины этих множителей имеют один порядок, и, следовательно, электромагнитные и тепловые процессы будут развиваться с близкими по величине постоянными времени. Укажем здесь же, что $c\gamma/\lambda = 1/\alpha$ – величины, обратные известному в теплотехнике коэффициенту температуропроводности α , который характеризует изменение температур во времени в конкретном материале. Эти скорости, равнозначны скорости проникновения тепловой волны в тело. Возьмем аналогичное понятие для электромагнитных процессов, будем считать, что параметр μ_0/ρ является коэффициентом намагничивания, который также характеризует скорости проникновения электромагнитной волны, т. е. степени намагничивания рассматриваемого материала во времени. Этот коэффициент характеризует скорости распространения электромагнитной волны в реальном времени по координате движения фронта волны. При этом необходимо подчеркнуть, что в этом анализе понятие глубины проникновения не совпадает с тем же термином при переменном токе. В приложении к произвольному куску шпунта или модельному цилиндру, помещенному в магнитное поле постоянного тока, понятие глубины проникновения связано с реальными процессами намагничивания этого куска (или цилиндра) по координате глубины, т. е. по радиусу для цилиндра.

Проведем численные эксперименты по рассмотрению аналитической задачи проникновения в массивное тело (цилиндр) тепловой и электромагнитной волн. Предполагалось, что нагрев модельных шпунтов осуществляется по температурной точке Кюри в солевой электролитной ванне типа СХ-1,5,3,4/6,5 X(0) с рабочими температурами 360 и 600 °С. Цилиндры изготавливались из ферромагнитной стали. Расчетные оценки динамики нагрева цилиндров проводилась с использованием графиков Бурдана для расчета нагрева поверхности

и оси цилиндра [1] с определенными чисел Бюсс: $Bi = \alpha R/\lambda$, и чисел Фурье: $Fo = \alpha t/R^2$, при значениях коэффициента теплопередачи α при нагреве в теплоносители $[NaNO_3(90\%) + KNO_3(3\%) + NaCl(4\%)]$ от $465 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{°C)}$ при температуре 400 °C и $1396 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{°C)}$ при температуре теплоносителя 600 °C . При нагреве цилиндра в жидком теплоносителе обеспечивается заданная температурная граничная условий с процессом намагничивания в постоянном электромагнитном поле (граничные условия первого рода).

Таблица 1

Сравнительная характеристика параметров μ_0/ρ и c/λ для различных металлов

Материал	Углерод	Углерод	Углерод электротехн.	Алюминий	Графит
μ	2000	4000	100	1,0	1,0
$\rho, \text{ кг/м}^3$	10^{-7}	$4 \cdot 10^{-6}$	10^{-7}	$1,8 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-6}$
$c, \text{ Дж/кг} \cdot \text{K}$	$0,32 \cdot 10^3$	$0,67 \cdot 10^3$	$0,67 \cdot 10^3$	$0,38 \cdot 10^3$	1000
$\lambda, \text{ Вт/м} \cdot \text{K}$	38,1	34,9	45,2	420	150
$\gamma, \text{ кг/м}^3$	7850	7850	7800	8960	2200
$c\gamma/\lambda, \text{ с/м}^2$	65930	150600	115600	8304	14600
$\mu\mu_0/\rho, \text{ с/м}^2$	25120	125600	1256	69,7	1,25

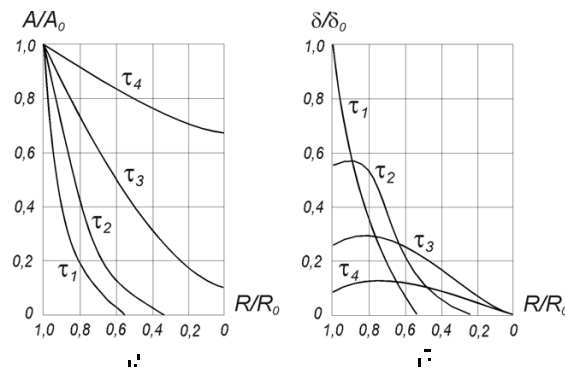


Рис. 1. Проведенное электромагнитное и тепловое поле: (а) – вычисленные плотности тока по сечению цилиндра (б) – вычисленные значения температуры

$$\tau_1 < \tau_2 < \tau_3 < \tau_4 \text{ (табл. 2)}$$

Для исследования задачи намагничивания стального цилиндра с магнитной проницаемостью μ рассматривался цилиндр, помещенный соосно в цилиндрическую катушку. Индуктор подключался к источнику постоянного тока. В такой электромагнитной системе во всем объеме внутренней полости индуктора устанавливается в течение микросекунд продольная напряженность магнитного поля, которая рассчитывается как $H_0 = IW_0$, где W_0 – число витков индуктора на единицу длины. Наличие только осевой составляющей магнитного поля позволяет записать уравнение (4) для скалярных величин продольной составляющей магнитного поля и перпендикулярной ей составляющей электрического поля. Для этих условий анализировал В.А. Извековскии выполнен расчет неуставившегося процесса намагничивания сплошным цилиндром [2]. На рис. 1 представлены эти результаты, но расширенные дополнительно проведенными нами расчетами, характеризующими электрические и тепловые параметры в моделируемом цилиндре. На оси ординат рис. 1, а отложено отношение значений переменного

параметра M (напряженности магнитного поля H или линейной разности температур \bar{T}) в конкретный момент времени $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_n$ и конкретном расстоянии от оси k значениям той же величины M_0 на поверхности цилиндра (iI_0, \bar{T}_0). На рис. 1, r — приведенное относительное значение плотностей протекающих токов по сечению цилиндра $\delta(R, \tau)/\delta_0$, где $\delta(R, \tau)$ — плотности тока в момент τ на расстоянии R/R_0 от оси, а δ_0 — плотности тока на поверхности цилиндра в начальный момент после включения поля. На оси абсцисс отложено отношение расстояния рассматриваемых точек от оси k внешнему радиусу цилиндра (R/R_0). Зависимости построены для цилиндра из ферромагнитной стали диаметром $2R_0 = 0,04$ м, $\mu = 2000$, $\rho = 10^{-7}$ Ом \cdot м, $c = 0,32 \cdot 10^3$ Дж/кгК, $\lambda = 38,1$ Вт/мК, $\gamma = 7850$ кг/м³.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Анализ полученных относительных характеристик показывает возможность электромагнитных и тепловых процессов, реализующихся в системе преобразования электрической энергии в тепловую. Значение временных параметров характеристик, показанных на рис. 1, приведены в табл. 2. Как видно, проникновение электромагнитных и тепловых волн энергии имеет конечную скорость, и определяет инерционность процессов. Полная намагничиваемость цилиндра (iI/iI_0) диаметром $2R = 0,04$ м обеспечивается за время $\tau > 3$ с. Через $\tau_1 = 0,1$ с и $\tau_2 = 0,3$ с в центре цилиндра $iI_{R=0} = 0$, через $\tau_3 = 0,9$ с на оси цилиндра $iI_{R=0} \approx 0,1iI_0$, а на расстоянии $0,5R_0$ от поверхности $iI = 0,35iI_0$; через $\tau_4 = 2,7$ с после включения $iI_{R=0} \approx 0,65H_0$, а на расстоянии $0,5R_0$ напряженность поля составляет $iI = 0,8iI_0$.

Таблица 2

Значения временных интервалов к рис. 1

Параметр, размер	$\tau_1, \text{с}$	$\tau_2, \text{с}$	$\tau_3, \text{с}$	$\tau_4, \text{с}$
iI/iI_0 , $2R_0 = 0,04$ м	0,1	0,3	0,9	2,7
\bar{T}/\bar{T}_0 , $2R_0 = 0,04$ м	0,1	0,3	0,9	2,7
iI'/iI'_0 , $2R_0 = 0,04$ м	0,27	0,79	2,36	7,1
\bar{T}'/\bar{T}'_0 , $2R_0 = 0,02$ м	0,025	0,075	0,225	0,675

Сравнение характеристик, приведенных на рис. 1, показывает, что проникновение магнитного поля в цилиндр имеет характер инерционности. Интенсивность этого процесса определяется коэффициентом намагничивания μ_0/ρ и количественно зависит от геометрических размеров замкнутого цилиндра. Аналогично протекают процессы при распространении теплоты в цилиндре, но инерционность или замедленность в этом случае определяется коэффициентом $c\gamma/\lambda$.

3. АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ НАГРЕВА ЭЛЕКТРОДОВ И ШИНТЫ В ДУГОВЫХ ЭЛЕКТРОДИГАХ

Эти процессы необходимо учитывать при анализе режимов работы в дуговых электропечах, так как в таких электротехнических устройствах не представляется возможным включить в начальное техническое требование режимов работы по исполнению деталей и узлов из специальных материалов или с увеличенными геометрическими размерами из материалов с большим удельным электрическим сопротивлением. При этом необходимо учитывать, что электрический ток, протекающий в ДЭП постоянного тока, только термодинамически называется

постоянства. Фактически же в печи протекает осеонаправленный постоянно изменяющийся по величине ток, и, следовательно, наблюдается неравномерность плотности тока по сечению проволочек.

Существенное различие плотностей протекающих токов в зависимости от геометрических размеров проволочек (рис. 1, *а*) в установившемся по времени неустановившемся режиме ДКП постоянного тока проявляется в существенно большей степени при плазме мелкодисперсной шихты, электрическое сопротивление которой включено в общий контур электропечи. Практически с таким же явлением связано существенное отличие электромагнитных и связанных с ними тепловых процессов в печах условно постоянного и трехфазного переменного тока. В теории преобразование электрической энергии в тепловую эти процессы до настоящего времени не рассматривались, а реально наблюдавшиеся особенности и закономерности явления учитывались эмпирически.

Обратимся к участкам электрической цепи ДКП, где плазма разряда взаимодействует с поверхностью электрода (рис. 2, *а*) и с поверхностью твердой шихты с различными определенными размерами кусков шихты и, следовательно, различной начальной массой шихты (рис. 2, *б*). Будем считать, что на поверхности шихты или электрода падает тепловой поток q_s , обеспечивающий температуру T_0 . Требуется найти временную зависимость температур в точке a_i , находящейся на расстоянии l_a от поверхности нагрета. При этом l_a определяется как кратчайшее расстояние от точки a_i до точки b_j на той изотермической области, где обе эти точки не находились. В рассматриваемой задаче из-за осимметричности математической задачи уравнения (4) и (7) тепловой поток, падающий на поверхность, может быть выражен электромагнитными потоками, плотность характеристик E_0 и H_0 на поверхности рассматриваемого тела (шихты).

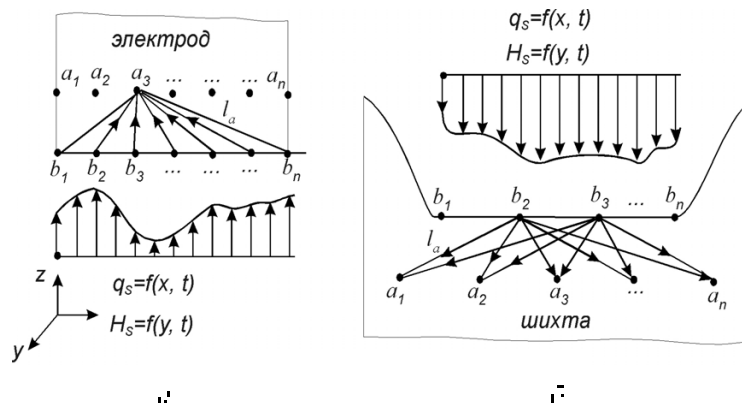


Рис. 2. Взаимодействие электромагнитного и теплового потоков с поверхностью нагреваемого тела:

а – электрод; *б* – шихта

Для оснорочного металла, начальное состояние в котором известно для всех его точек b_j , формуле нашел общий интеграл уравнения (4) и (7) в виде:

$$H(a, \tau) = \int_{\infty} H(b, t=0) \frac{\exp\left(\frac{-l^2 \cdot \mu \mu_0}{4\tau\rho}\right)}{(4\pi \cdot \tau\rho / \mu \mu_0)^{3/2}} dV, \tag{8}$$

$$T(a, \tau) = \int_{\infty} T(b, t=0) \frac{\exp\left(\frac{-l^2 \cdot c\gamma}{4\tau\lambda}\right)}{(4\pi \cdot \tau\lambda / c\gamma)^{3/2}} dV.$$

В уравнениях (8) l – расстояние от элемента области dV (начальное состояние, которое характеризуется величиной $\bar{T}(b, t = 0)$, или $i!(b, t = 0)$), до точки a , состояние в которой определяется.

Уравнение (8) показывает, что на состояние $i!(a, t)$ или $\bar{T}(a, t)$ в точке a в момент времени τ влияет состояние всех элементов dV . При этом, степень влияния каждого элемента пропорциональна величине K

$$K_H = \frac{\exp\left(\frac{-l^2 \mu \mu_0}{4\pi \tau \rho}\right)}{(4\pi \tau / \mu \mu_0)^{3/2}}, \quad \text{или} \quad K_T = \frac{\exp\left(\frac{-l^2 c \gamma}{4\pi \lambda}\right)}{(4\pi \tau \lambda / c \gamma)^{3/2}}. \quad (9)$$

Это значение зависит от расстояния l между точками a и b , или dV , и от времени. При $\tau = 0$ и $\tau = \infty$ значения K_H и K_T равны нулю. При $\tau = l^2 \rho / 6 \mu \mu_0$, или $\tau = l^2 \lambda / 6 c \gamma$, значения постоянны, наибольшее в точке b или области dV , на точку a становится наибольшим и пропорционально $K_H = A l^3$ и $K_T = B l^3$, где A и B – постоянные величины.

Следовательно, если в момент времени $\tau = 0$ величины $i!$ и \bar{T} равны нулю всюду, кроме некоторой области v (на поверхности тела, на которую горит дуга), то все точки b_n , включенные в v , участвуют в создании возмущений в точке a , каково бы ни было расстояние до них, и какой бы момент времени нас не рассматривали (хотя бы очень близкий к $\tau = 0$ или произвольно от него удаленный). Однако наибольшее возмущение, создаваемое в точке a состоянием $i!(b_n)$ или $\bar{T}(b_n)$ при изменении точки b , выступает тем позднее и тем меньше по величине, чем больше расстояние между точками a и b_n . Это следует из уравнения (9). Время, через которое это наибольшее возмущение наступает в точке a , пропорционально l^2 (а не l , как при распространении волн). Из этого анализа решения (8) следует важней вывод: что в реальном физическом процессе не существует какой-либо определенной скорости, которую можно было бы отождествить со скоростью распространения нагрета (температура) или процесса намагничивания (напряженности магнитного поля). Фактически в этом случае коэффициент температуропроводности становится нелинейным и неоднозначным.

Этот вывод, сделанный самим Фурье, может быть применен к процессам взаимодействия тепловых потоков, исходящих от дугового разряда в ЖП, в отливке или как шнур. Какое-то пятно дуги в начальной период плавки в ЖП перемещается с конечной скоростью u . Будем полагать, что температура на поверхности куска шнуров под действием переменного теплового потока изменяется периодически, по закону:

$$T_0 = T_b \cdot \sin \omega t + T_1, \quad (10)$$

где T_1 – средняя температура, вокруг которой происходит колебание при периодичности выходящего пятна.

По мере возрастания температур будет происходить нагрев поверхностных слоев шнуров. Если бы изменение внешнего теплового потока и температур поверхности происходили достаточно медленно, то весь кусок шнуров успевал бы принять одинаковую температуру, соответствующую с температурой нагреваемой поверхности. При быстром возрастании теплового потока и температур в точках b_n лишь наружный слой будет успевать приобрести температуру, большую T_0 . При нагреве в сверхкритическом режиме происходит настолько быстрое изменение T_0 до температур плавления, что внутренние слои шнуров нагреваются за счет теплопроводности при конечном значении коэффициента температуропроводности на наибольшую величину ($\Delta \bar{T} \approx 0$) за тот момент, когда температура в соответствии с уравнением (10) уже начнет убывать. При этом необходимо учитывать, и потребление энергии для перевода металла в жидкое состояние, который при проплавлении вертикального кода сразу стекает вниз, охлаждая менее нагретую поверхность куска шнуров. При этом не закончившийся процесс нагревания внутренних слоев свивается процессом охлаждения за счет радиационных потоков с тепло-

нагретой до температур плавления поверхности. Этот процесс охлаждения будет распространяться вглубь, кучка шихты. Однако при обстреле изменением теплового потока и температур поверхности внутренние слои не успевают заметно охладиться так же, как они не успевают нагреться.

Большинство колебаний температур будут происходить лишь во внешних слоях, амплитуды этих колебаний будут для более глубоких слоев все меньше и меньше. Очевидно, что амплитудные значения температур во внешних слоях кучки шихты достигаются раньше, чем во внутренних. Таким образом, происходит волновое распространение температур; гребень волны распространяется от поверхности вглубь, кучка шихты. Расплавленной металл верхней части колошны не успевают сильно перегреться и стекает вниз по оси, отдавая экстремую теплоту плавлению нижним кучкам колошной шихты и изменяя, тем самым, температуру и насыпную массу шихты. По этому свойства расплавленной шихты в объеме проплавленного колошны по оси колошны изменяются во времени за счет изменения насыпной массы и ее кучной начальной температур. К концу времени проплавления колошны в нижней части объема шихты температура шихты приближается к температуре плавления, а вертикальные скорости проплавления колошны во второй половине этого периода при одинаковой вязкой вязкости может как увеличиваться, так и уменьшаться из-за увеличения насыпной массы. Это определяет необходимость проведения дополнительной детализации расчетной модели с учетом общих закономерностей рассмотренных нестационарных являч проплавления колошны в шихте.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При создании сверхмощных дуговых электропечей, в которых осуществляется расплавление металлы при сверхвысоких плотностях энергии, фазовые процессы имеют волновой характер, который необходимо учитывать при определении эксплуатационных характеристик.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Чернышченко В.С. Электромагнитные печи сопротивления – спонсоры науки и развития электропечей, сопротивление / В.С. Чернышченко, А.И. Бороваков, В.С. Артемьев; под ред. В.С. Чернышченко. – Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2006. – 624 с. – («Электромагнитные электропечи»). – 1).

[2] Артемьев В.В. Электромагнитная обработка металла / В.В. Артемьев. – М.: 1 × 2. – Гостехиздат, 1934.

Бикеев Раис – доктор физико-математических наук, доцент, кафедра АЭЭ НГТУ. Основное направление научной работы – электромагнитные электропечи. Научит 37 научных публикаций и 6 учебно-методических работ. E-mail: bikeev@ngs.ru. тел: +7 (383) 3463032

Иванова Елена Владимировна – доктор технических наук, профессор, кафедра АЭЭ НГТУ, доцент кафедры АЭЭ, профессор кафедры электромагнитных электропечей, электропечей, электропечей НГТУ, заместитель технического директора филиала «Электротерм». Основное направление научной работы – электромагнитные электропечи. Научит более 250 научных публикаций, в том числе 6 учебников, 7 монографий, 58 статей в печати, 48 патентов. E-mail: gk@therm.ru. тел: +7 (383) 3420486

Иванов Владимир Николаевич – магистрант программы «Обработка металлов», кафедра АЭЭ НГТУ. Основное направление научной работы – электромагнитные электропечи. Научит 2 научных публикации. E-mail: ivlen1234@yandex.ru. тел: +7 (383) 3463032

Bikeev R.A., Cherednichenko V.S., Ivanova E.G.

Theoretical bases of the electrodynamic and thermal processes in operating regimes of super-power arc electric furnaces

Analysis of the physical processes proceeding in working space of high-power arc steel-smelting electric furnaces is presented. Connection of electromagnetic and acoustic parameters and their dependence on instant values of working currents in plasma of arc discharges and surrounding space in the electric furnace is established.

Key words: plasma of arc discharges, electromagnetic processes in the arc furnace, acoustic parameters of the arc furnace, steel-smelting production, magnetic field intensity assessment.