

НЕМОНОТОННОСТЬ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ДУГОВОГО РАЗРЯДА, ОБУСЛОВЛЕННАЯ ЭФФЕКТАМИ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

В.А. Жовтянский^{1*}, чл.-корр. НАН Украины, Э.П. Колесникова^{2**},
Ю.И. Лелюх^{1***}, канд. физ.-мат. наук, Я.В. Ткаченко^{1****}, канд. физ.-мат. наук
¹- Институт газа НАН Украины, ул. Дегтяревская, 39, Киев, 03113, Украина,
²- НТТУ «Киевский политехнический институт им. Игоря Сикорского»,
пр. Победы, 37, Киев, 03056, Украина, e-mail: zhovt@ukr.net

Анализируется взаимосвязь на локальном уровне электро- и теплофизических свойств плазмы электрической дуги в воздухе с примесью паров электродных материалов. В основе этого рассмотрения – численное решение уравнения энергии Эленбааса-Геллера для канала электрической дуги. Предложены детальные функциональные температурные зависимости для входящих в это уравнение коэффициентов электро- и теплопроводности такой плазмы, удобные для прикладных применений. Для коэффициента электропроводности установлена также зависимость от содержания паров электродного материала в смеси, к величине которой он чувствителен. Показано, что вследствие немонотонности зависимости коэффициента теплопроводности от температуры может возникать, в свою очередь, немонотонность зависимости электрического поля в дуговом разряде от тока. Результаты численного моделирования сопоставлены с экспериментальными данными.

Библ. 18, табл. 1, рис. 5.

Ключевые слова: электрическая дуга, вольт-амперная характеристика, уравнение Эленбааса-Геллера, медно-воздушная плазма, коэффициенты тепло- и электропроводности.

Введение. В настоящее время электрическая дуга широко используется для моделирования фундаментальных процессов в плотной плазме [6–10], а ее технические приложения сопряжены со сварочными технологиями, разработками плазмотронов и выключателей высокого напряжения, нанесением покрытий, а также многими другими.

Вольт-амперным характеристикам (ВАХ) электрических дуг свойственна нелинейность. Поскольку дуги являются основой многих технологических применений, то это обстоятельство требует внимательного учета как с точки зрения энергетической эффективности соответствующего технологического процесса, так и его динамической устойчивости. Исследованию такого рода проблем в наиболее общем виде на основе современных методов синергетики посвящена монография [1]. Важнейшим фактором в этих исследованиях является выбор функциональной зависимости для статической ВАХ. Анализ известных на сегодня вариантов выполнен в упомянутой монографии. Все они представляют собой степенную функцию с тем или иным показателем степени, и имеют монотонный характер, согласно которому величина напряжения на дуге уменьшается при возрастании ее разрядного тока. Как справедливо отмечают авторы [1], эта закономерность обусловлена феноменологическим подходом, в котором дуга рассматривается в целом как тепловой инерционный макрообъект. Они же констатируют, что рассмотрение локальных характеристик электрической дуги связано с решением уравнений в частных производных, что создает значительные трудности при анализе процессов в электрических цепях.

Цель настоящей работы – выявление основных закономерностей обнаруженного авторами на основе модельных представлений эффекта немонотонности ВАХ электрической дуги, свободно горящей между медными испаряющимися электродами, который в численных исследованиях внешне может проявляться как неустойчивость решения уравнения Эленбааса-Геллера. Для этого необходимо было также выполнить анализ известных расчетных данных для температурной зависимости коэффициентов электро- и теплопроводности медно-воздушной плазмы и аппроксимировать их в широкой области параметров, удобной для прикладных применений, а также провести сравнение с известными экспериментальными данными.

Объект исследований. Рассматривается свободно горящая электрическая дуга между электродами в атмосферном воздухе. Она является наиболее простой в реализации, что обуславливает ее

© Жовтянский В.А., Колесникова Э.П., Лелюх Ю.И., Ткаченко Я.В., 2019
ORCID ID: * <http://orcid.org/0000-0002-9532-423X>; ** <http://orcid.org/0000-0001-8835-0504>;
*** <http://orcid.org/0000-0001-8097-5876>; **** <http://orcid.org/0000-0002-8261-8351>

выбор в качестве удобного объекта для проведения физических исследований. Однако наиболее важно то, что именно на примере таких дуг в свое время было принято доминирующее в настоящее время допущение о равновесных свойствах электродуговой плазмы [2]. Это свойство, в свою очередь, позволяет экспериментально определять коэффициенты переноса в электродуговой плазме, включая ее электропроводность [3].

При исследовании дуги рассматриваются обычно два медных (железных или из других проводников) электрода, между торцевыми поверхностями которых поддерживается разряд [4]. Плазмообразующим веществом является смесь воздуха и паров материала электродов, который эродирует в высокотемпературных областях привязки дуги к каждому из электродов, а затем диффундирует в межэлектродном пространстве. Увеличению тока дуги соответствует возрастание концентрации электронов и соответственно проводимости плазмы. Вот почему считается, что ВАХ дуги является, вообще говоря, падающей [1, 5].

Свободно горящая дуга между вертикально расположенными медными электродами имеет симметричную форму эллипсоида вращения, малая ось которого в случае электродов диаметром 6 мм изменяется в пределах 2–4 мм при длине дуги (межэлектродном расстоянии) до 8 мм [4]. Анализ радиальной структуры дуги в ее среднем по длине сечении позволяет ограничиться одномерной осесимметричной задачей, т.к. в этом случае отсутствует влияние продольных составляющих вследствие симметрии задачи. Во избежание плавления электродов экспериментальные исследования проведены в условиях квазистационарного импульсного разряда [4].

Во многих публикациях (например, [10]) представлены исследования процессов в дуге, сопровождающихся плавлением одного из электродов; они являются основой сварочных технологий. В отличие от этого, режим экспериментальных исследований в [4] ближе к особенностям функционирования плазмотронов и соответственно к технологиям переработки углеродсодержащих отходов, отягощенных опасными компонентами, активно разрабатываемым в Институте газа НАН Украины [11].

Постановка задачи. В свободно горящих дугах, в отличие от так называемых стеночностабилизированных [3], существует некий произвол, связанный с выбором радиуса канала R . Последний определяется в эксперименте спектральными методами, исходя из тех или иных аппроксимаций распределения излучения дуги в ее пограничной области [4]. Чтобы избежать дальнейшего осложнения рассматриваемой ниже задачи баланса энергии в канале дуги, она будет решена при различных значениях R . Полученные при этом результаты вполне применимы также для стеночностабилизированных дуг. Более того, ранее в наших расчетах мы эффективно использовали прием введения квазистенки в дугу [6].

Параметры равновесной плазмы при заданных давлении и составе определяются только температурой. Ее радиальное распределение в случае однотемпературного приближения и одномерной осесимметричной дуги определяется уравнением баланса энергии Эленбааса-Геллера:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(\lambda r \frac{dT}{dr} \right) + \sigma E^2 = 0, \quad (1)$$

где r – радиальная координата, T – температура плазмы, $\lambda(T)$ и $\sigma(T)$ – ее тепло- и электропроводность, температурные зависимости которых будут конкретизированы ниже; напряженность электрического поля E в определенном сечении дуги радиуса R и ее разрядный ток I связаны законом Ома в инте-

гральной форме:

$$I = 2\pi E \int_0^R \sigma(r) r dr. \quad (2)$$

Следует подчеркнуть, что уравнение энергии (1) имеет простейший вид, в котором представлены составляющие, связанные с энерговыделением за счет протекания разрядного тока, и потерями тепловой энергии в условиях радиального градиента температуры за счет теплопроводности в процессах столкновений частиц плазмы. Строго говоря, составляющая потеря энергии могла бы включать также компоненты потерь за счет излучения плазмы, уноса возбужденных частиц за пределы плазмы в диффузионных процессах и некоторые другие; при более тонком анализе следовало бы включить в рассмотрение энергообмен между электронами и тяжелой компонентой плазмы с учетом различия их температур [12], а при еще более тонком – также учет самопоглощения излучения в пределах канала дуги [6].

Однако авторы преследуют здесь цель исследовать решение задачи (1)–(2) с точки зрения немонотонности ее решения для функциональной зависимости $E(I)$, т.к. во многих задачах (например,

[13]) она воспринимается как неустойчивость. Поскольку именно компонента теплопроводностных потерь является обычно доминирующей и важнейшей для сброса большого объема тепловой энергии дуги [14], то здесь достаточно ограничиться только ее учетом. Возможно, такой анализ будет способствовать превращению уравнения Эленбааса-Геллера в эффективный инструмент исследований электрических разрядов. В настоящее время, вопреки тому, что это уравнение является базовым с точки зрения баланса энергии, оно таким инструментом не стало.

Для экспериментального определения величины электрического поля в канале дуги измеряют зависимость напряжения U на электродах от расстояния между ними L [5, 7]. В случае продольной однородности столба однозначно $E = dU/dL$. О справедливости этого предположения свидетельствует постоянство получаемого результата $E \approx \text{const}$ при различных значениях L . Дело в том, что при электродные скачки напряжения слабо изменяются при изменении условий в дуге. Это объясняет также, почему в целом в работе идет речь о ВАХ, хотя фактически рассматривается решение $E(I)$: они близки к пропорциональности.

При решении (1) принимается симметрия на оси разряда при заданной температуре стенки (или температура на границе канала дуги) T_w

$$\left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=0} = 0, \quad T|_{r=R} = T_w. \quad (3)$$

Выбор T_w для свободно горящей дуги сопряжен с определенными сложностями и требует обсуждения. Можно утверждать, что эта температура не должна принимать значение $T_w < 1373$ К, т.к. при этом атомарная медь в присутствии воздуха окисляется до оксида меди CuO при охлаждении медно-воздушной смеси [8]. Таким образом, ниже этой температуры говорить о медно-воздушной плазме, как таковой, не приходится. Действительно, как это следует из наших ранних экспериментальных исследований [4], вне канала дуги в области примерно до $2R$ наблюдается поглощение излучение лазера на парах меди с длиной волны $\lambda = 510,5$ нм, соответствующей одной из резонансных линий атома меди. Это означает, что в области $r < 2R$ реакция окисления еще не имеет места, т.к. в противном случае атомы меди не обнаруживались бы, и соответственно $T_w > 1373$ К.

Вместе с тем, совокупность выполненных авторами расчетов показывает, что характер решения уравнения Эленбааса-Геллера (1), (2) с граничными условиями (3) очень слабо зависит от величины T_w в области ее значений до 2500 К. Например, при моделировании условий в дуге радиусом 3 мм при разрядном токе 30 А изменение T_w в пределах от 1000 К до 2500 К приводит к изменению расчетного значения температуры T_a на оси меньше, чем на 0,5% при практически неизменном ее профиле. Поэтому считаем выбор $T_w = 1000\text{--}2500$ К непринципиальным с точки зрения решения поставленной задачи (1)–(3). Более того, из методических соображений в настоящей работе будет рассмотрен также вариант $T_w = 4000$ К. При этом концентрация электронов на границе канала все равно не превышает 1% от ее значения на оси. Естественно, физически невозможна настолько жаропрочная стенка как материальный объект. Мы фактически пользуемся при этом предложенным ранее (например, [6]) методическим приемом, который заключается во введении в систему некой виртуальной квазистенки, позволяющей более или менее адекватно описывать параметры плазмы в свободно горящей электрической дуге. Проблема состоит в том, что общая теория такой дуги в настоящее время развита еще слабо. Авторы постепенно, шаг за шагом, приближают тот момент, когда можно будет представить решение двумерной задачи для такого объекта.

Как уже отмечалось, авторы не учитывают здесь составляющей коэффициента теплопроводности за счет эффектов интегрального по спектру радиационного переноса энергии, т.к. его величина зависит от характерного размера плазмы, не превышая, однако, в исследуемой области параметров по своему вкладу уровня 10 % [8]. С точки зрения предмета исследований этой работы важно также, что она существенно не влияет на характер температурной зависимости коэффициента теплопроводности. Для авторского цикла исследований свойств электрических дуг (одной из работ которого является эта публикация) важно отметить принципиальное различие учета эффектов излучения: интегральных по спектру, как в [8], где плазма остается равновесной, и селективно – резонансного излучения, – как в расчетной работе авторов [13], где наблюдается отклонение состояния плазмы от равновесного. Отмеченная работа [13], несмотря на то, что она наиболее полно описывает свойства электрической дуги с точки зрения ее радиальной структуры, до настоящего времени не имеет прецедентов ее развития другими исследователями вследствие значительных математических трудностей.

Следует подчеркнуть, что эффект переноса излучения в дуге может иметь важное практическое значение. Действительно, дуга позволяет пропускать значительные токи в атмосфере газа или парах металлов при относительно небольших напряжениях или соответственно потерях мощности. Дуги «обязаны» этим преимуществам оптимальному сочетанию свойств плазмы, образующей токопроводящий канал. Перезаселение резонансного уровня атома меди за счет селективного поглощения резонансного излучения обуславливает (в конечном итоге) возрастание концентрации электронов на периферии канала. Вследствие этого канал дуги как бы дополнительно «просветляется» с точки зрения возможности пропускать электрический ток [6]. Так или иначе, важно уметь адекватно оценивать роль этого эффекта. Настоящая публикация авторов позволит продолжить исследования [13] на более основательной физической основе и получить практически важные оценки роли фактора переноса излучения.

Транспортные коэффициенты. Расчеты коэффициентов тепло- и электропроводности для смеси воздуха с парами меди проводились с 80-х гг. [14]. Эта работа выполнена на единой методологической основе как для тепло-, так и электропроводности и поэтому здесь используются ее данные для дальнейших аппроксимаций.

Теплопроводность. Показатели теплопроводности обсуждаемой смеси характеризуются локальными максимумами в области температур около 7000 К и 15000 К. Дело в том, что теплопроводность такой плазмы определяется азотом, для которого свойственны максимумы, отвечающие диссоциативной и ионизационной компонентам реактивной составляющей теплопроводности. Полученная в работе [14] функциональная зависимость коэффициента теплопроводности $\lambda(T)$ для плазмы смеси воздух-пары меди при содержании последних 1% (об.) представлена кривой 1 на рис. 1. Здесь отчетливо виден первый максимум, а второй из них так же отчетливо наблюдается при расширении температурной области расчетов [15].

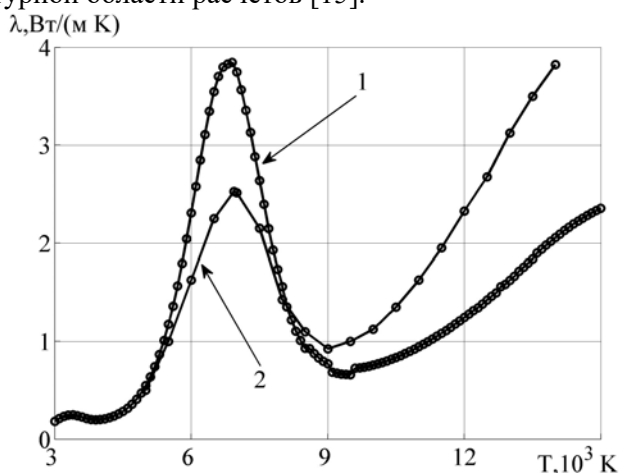


Рис. 1

Нами [16] также были опубликованы предварительные расчеты, ориентированные на широкую область параметров по содержанию меди в смеси (кривая 2 для того же содержания меди). Они являются модельными (строго говоря, недостаточно корректными) и мы в дальнейшем остановились на применении, как оказалось, достаточно надежных данных [14]. Однако, как это нередко бывает в науке, эти промежуточные результаты для функциональной зависимости $\lambda(T)$ в воздушно-медной плазме [16] позволили очень рельефно наблюдать эффект немонотонности ВАХ электрической дуги, что стимулировало проведение исследований, выполняемых в

этой работе. Ниже мы кратко обсудим это обстоятельство.

Строго говоря, в реальной медно-воздушной плазме варьировать форму $\lambda(T)$ не удастся. Однако это вполне возможно в случае, например, воздушно-паровой плазмы [17] (в том числе — с примесью меди), где соотношение интенсивностей максимумов определяется отношением концентрации компонент этой плазмы. Для удобства численных расчетов нами предложен метод аппроксимации температурных зависимостей коэффициентов теплопроводности газов и плазмы в широкой области температур. Мы отказались от широко распространенных методов на основе разложения в полиномы, коренным недостатком которых является невозможность одинаковой аппроксимации во всей области температур [15], и используем аппроксимацию, учитывающую физические особенности поведения этого параметра, на основе комбинации функций Гаусса, степенной и экспоненциальных

$$\lambda = 1,325 \cdot 10^{-4} \cdot T^{0,8} + a_0 \cdot \exp\left(-\left(\frac{T-b_0}{c_0}\right)^2\right) + a_1 \cdot \exp\left(-\left(\frac{T-b_1}{c_1}\right)^2\right) + a_2 \exp\left(-\frac{b_2}{T}\right) + a_3 \exp\left(-\frac{b_3}{T-c_3}\right), \quad (4)$$

где λ – в единицах $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, а T – в К. Значения коэффициентов аппроксимации a_i , b_i , c_i определены методом наименьших квадратов и представлены в таблице для плазмы смеси воздух-пары меди при содержании последних 1% (об.) на основе исходных данных работ [16] и [14].

Здесь первый степенной член отвечает низкотемпературной области трансляционной теплопроводности азота с характерным показателем степени 0,8 для ее температурной зависимости [16]. Два следующих члена, представляющих собой функцию Гаусса, отвечают диссоциативной и ионизационной компонентам реактивной составляющей теплопроводности соответственно. Последние два экспоненциальных члена имеют общий корректирующий характер. Следует заметить, что в такой форме эта аппроксимация справедлива только для температур выше значения c_3 ; в противном случае последний экспоненциальный член в (4) стремительно возрастает. При последующей аппроксимации результатов [16] такое неудобство уже было исключено (см. таблицу).

| Коэффициент в формуле (4) | Значение коэффициента | |
|---------------------------|-----------------------|----------|
| | [16] | [14] |
| a_0 | 4,73 | 1,98 |
| b_0 | 6930,77 | 6870,53 |
| c_0 | 1254,36 | 1214,13 |
| a_1 | 3,71 | 3,09 |
| b_1 | 15085,5 | 15180,59 |
| c_1 | 3047,61 | 3600,17 |
| a_2 | 1,27 | 1,23 |
| b_2 | 4881,15 | 8513,91 |
| a_3 | 0 | 12,3 |
| b_3 | - | 61975,83 |
| c_3 | - | 1000 |

Соотношение (4) обеспечивает высокую точность аппроксимации во всей области рассматриваемых температур: в графической форме различие исходных данных и кривых (4) практически не обнаруживается.

Для концентраций меди в воздушно-медной смеси, отличных от $x_{Cu} = 0,01$, которые приведены на рис. 1, значение $\lambda(T)$ может быть определено на основе простых закономерностей для смесевой плазмы [15].

Электропроводность. В свою очередь, коэффициент электропроводности $\sigma(T)$ воздушно-медной смеси может быть определен из классического соотношения [5]

$$\sigma = en_e \mu_e, \quad (5)$$

где e – заряд электрона, а $\mu_e = e/m_e v_i$ – его подвижность (m_e – масса электрона, v_i – полная частота его столкновений с частицами всех сортов, включающая, в конечном итоге, функции интегралов столкновений), n_e – электронная концентрация. Окончательное выражение имеет вид

$$\sigma = (3/2)e^2 n_e (2\pi / m_e kT)^{1/2} (\Sigma q_i / \Sigma q_j), \quad (6)$$

где в скобках условно обозначено безразмерное отношение функций интегралов столкновений [14]. Результаты детальных расчетов представлены в этой публикации в графической форме в области температур 5000–14000 К для различных значений содержания меди в смеси.

Поскольку такое представление неудобно для прикладных применений, то в ранних работах нами использовалась достаточно простая аппроксимация данных публикации [14] в виде экспоненциальной функции

$$\sigma = 5,17 \cdot 10^4 \cdot \exp\left(-\frac{27535,09}{T}\right), \quad (7)$$

где σ – в единицах $\text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, а T – в К. Она показана кривой 1 на рис. 2 и характеризуется удовлетворительной точностью только в ограниченной области температур. Для сопоставления с расчетными данными [14] на этом же рисунке кружочками представлены выборки из графических данных цитируемой работы; ниже будут представлены соответствующие аппроксимации.

Наиболее предпочтительны, как уже отмечалось в связи с формулой (4), аппроксимации, учитывающие физические особенности поведения того или иного параметра. При аппроксимации расчетных данных [14] в настоящей работе мы исходили из того, что согласно результатам детального определения состава воздушно-медной смеси [8, 14] вплоть до $T \sim 7000$ К величина n_e определяется ионизацией атомов меди Cu, как наиболее легко ионизируемой компонентой. Далее же, при $T > 11000$ К – атомов азота N, являющихся доминирующими в составе плазмы в этой области температур.

Поэтому определяющей функциональной зависимостью здесь должны быть соотношения на основе уравнения состояния Саха, связывающие между собой концентрацию электронов и последовательные ступени ионизации атом-ион соответствующего вещества. Для медной и азотной компонент они имеют следующий вид соответственно [9]:

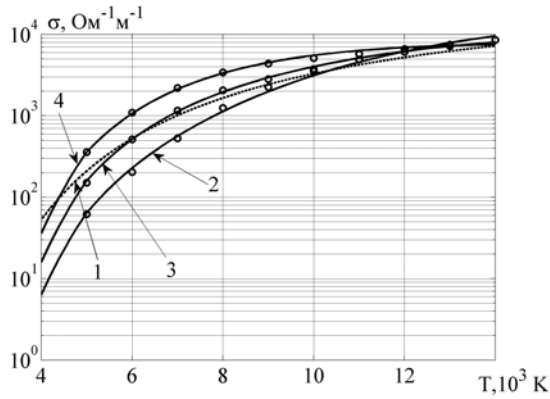


Рис. 2

$n_e = n_{Cu^+}$ и $n_e \approx n_{N^+}$, запишем суммарный вклад обеих компонент в электропроводность подстановкой в (6)

$$\sigma = 3 \cdot 2^{3/2} \pi^{5/4} e^2 \frac{(m_e k T)^{1/4}}{h^{3/2}} \frac{\sum q_i}{\sum q_j} \left[\sqrt{n_{Cu} \frac{g_{Cu^+}}{g_{Cu}} \exp\left(-\frac{I_{Cu}}{kT}\right)} + \sqrt{n_N \frac{g_{N^+}}{g_N} \exp\left(-\frac{I_N}{kT}\right)} \right]. \quad (10)$$

Исходя из таких физических соображений, в качестве основы функционального соотношения для искомой аппроксимации температурной зависимости $\sigma(T)$ авторами предлагается выражение

$$\sigma = T^{1/4} \Phi \left[\sqrt{n_{Cu} \frac{g_{Cu^+}}{g_{Cu}} \exp\left(-\frac{I_{Cu}}{kT}\right)} + \sqrt{n_N \frac{g_{N^+}}{g_N} \exp\left(-\frac{I_N}{kT}\right)} \right], \quad (11)$$

где Φ – «подгоночный» параметр, который определяем как отношение расчетных данных [14] к данным согласно (11), причем для электропроводности при $x_{Cu} = 0,01$ концентрации атомов в (11) составляют: $n_{Cu} = 0,01$ и $n_N = 0,777$ (исходя из компонентного состава воздуха с примесью меди).

Значение $\Phi (T = 5000)$, характеризующее нижний диапазон расчетных температур в [14], мы используем также для экстраполяции значений электропроводности в области более низких температур $T < 5000$ согласно формуле (11).

Представим универсальную зависимость $\Phi(T, x_{Cu})$ так, чтобы она с приемлемой точностью аппроксимировала данные работы [14] во всей области расчетных температур 5000–14000 К в широкой области содержания меди в смеси $x_{Cu} = 0,001$ –0,1, характерной для исследуемых дуг. Опуская изложение довольно громоздкого метода подбора этой зависимости, ее удалось представить в виде простой аппроксимации

$$\lg \Phi(T, x_{Cu}) = a / (T + b), \quad (12)$$

где T – в К; численные значения коэффициентов a и b несколько отличаются между собой для различных значений x_{Cu} :

$$a = 137869(1 - 0,35137 \lg x_{Cu}), \quad (13)$$

$$b = 18219,5(1 - 0,38291 \lg x_{Cu}) \quad (14)$$

(логарифмирование в (12) предполагает высокую точность коэффициентов). Таким образом, нами получена универсальная зависимость для функции $\lg \Phi$ – не только от температуры, но и от x_{Cu} .

Следует подчеркнуть, что зависимость (10) не может быть справедливой вплоть до $x_{Cu} = 0$ при $x_{Cu} < 0,001$, т.к. в этом случае механизм формирования концентрации электронов при малых температурах, заложенный в формуле (8) через ионизацию атомов меди, не является действительным. Физически, в отсутствие меди, он определяется оксидом азота NO [5 (табл. 8.3)], концентрация которого является сложной функцией азотной и кислородной компонент (поэтому его тяжело включить в общую зависимость подобно (11)). Однако для практических применений в рамках настоящего цикла работ это не имеет особого значения, т.к. в реальной плазме дуги [4] значительная концентрация атомов меди наблюдается даже за пределами канала дуги.

В пользу качества достигнутой аппроксимации свидетельствуют данные рис. 2. Кривые 2 – 4 на нем – это аппроксимация электропроводности медно-воздушной плазмы согласно формуле (12) при содержании меди $x_{Cu} = 0,001, 0,01$ и $0,1$ соответственно.

Расчетные ВАХ и эффект их немонотонности. Задача решалась методом продолжения решения по параметру [18]. На рис. 3 показаны примеры зависимости поля от тока для радиуса канала электрической дуги $R = 3$ мм, полученные на основе решения уравнения (1) с граничными условиями (3) для двух значений температуры на границе канала дуги $T_w = 2500$ К (рис. 3, а) и 4000 К (рис. 3, б). Здесь кривые 1–3 отвечают различному содержанию паров меди в медно-воздушной плазме: $x_{Cu} = 0,03, 0,009$ и $0,003$ соответственно. Звездочками обозначены результаты экспериментальных исследований, на которых мы остановимся ниже.

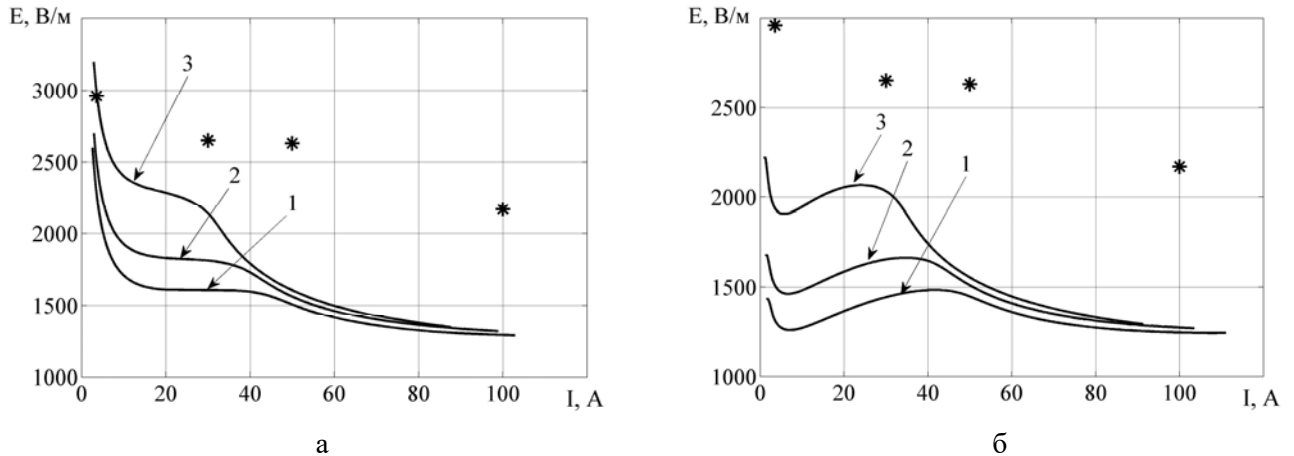


Рис. 3

Обращает на себя внимание наличие локальных экстремумов на полученных кривых на рис. 3, б, которые несколько размываются при снижении температуры стенки до $T_w = 2500$ К, как это следует из рис. 3, а. Такая же тенденция, однако при значительно больших величинах электрического поля, наблюдается для канала электрической дуги гораздо меньшего радиуса $R = 1$ мм, как это следует из рис. 4. На нем показаны результаты аналогичных расчетов при $x_{Cu} = 0,009$, где кривая 1 соответствует $T_w = 2500$ К, а кривая 2 – 4000 К. Иными словами, имеет место более или менее выраженный немонотонный характер получаемых решений для ВАХ таких дуг, однако в любом случае они отличаются от простой степенной зависимости.

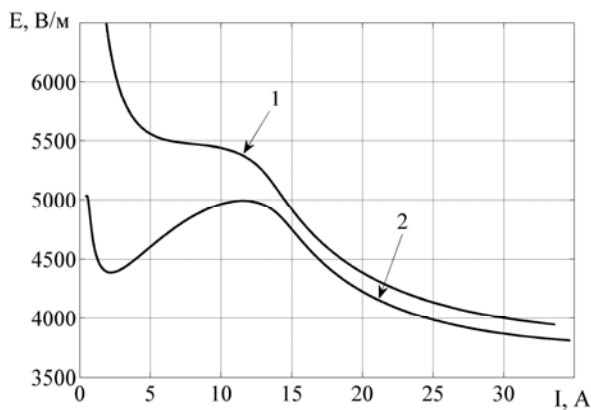


Рис. 4

Соответственно возможно существование нескольких температурных профилей и значений разрядного тока при одной и той же величине напряженности электрического поля. Например, каждой из величин $E \sim (1,46-1,66)10^3$ В/м в случае $R = 3$ мм, $x_{Cu} = 0,009$ (кривая 2 на рис. 3, б) могут соответствовать три значения разрядного тока в области $\sim 3-54$ А. Именно эта область параметров выбрана для углубленного анализа взаимосвязи тепло- и электрофизических эффектов рассматриваемой задачи. Выберем для примера три значения разрядного тока дуги $I = 6,78; 33,7$ и $54,0$ А (т.е., двигаясь вдоль кривой 2 от локального минимума в направлении возрастания тока), которым соответствуют такие значения электрического поля $E, 10^3$ В/м: 1,46; 1,66 и вновь 1,46. На рис. 5, а представлены температурные профили для этих значений тока (кривые 1–3 соответственно), а на рис. 5, б – соответствующие им радиальные распределения $\lambda(T)$ медно-воздушной плазмы.

Сопоставление кривых 1 и 2, соответствующих «аномальному» (с точки зрения традиционных воззрений) возрастанию напряжения на дуге при увеличении разрядного тока, объясняет причину немонотонности. Действительно, в случае кривой 2 в области канала дуги становится доминирующим значение температуры на уровне 7000 К, которому соответствует локальный максимум теплопроводности согласно рис. 1, а значит – максимальные тепловые потери из области дуги. Именно для компенсации этих, «выпадающих» из плавной зависимости от температуры тепловых потерь, дуга отве-

чае возрастанием электрического поля до $E = 1,66 \cdot 10^3$ В/м, что позволяет сбалансировать уравнение энергии (1).

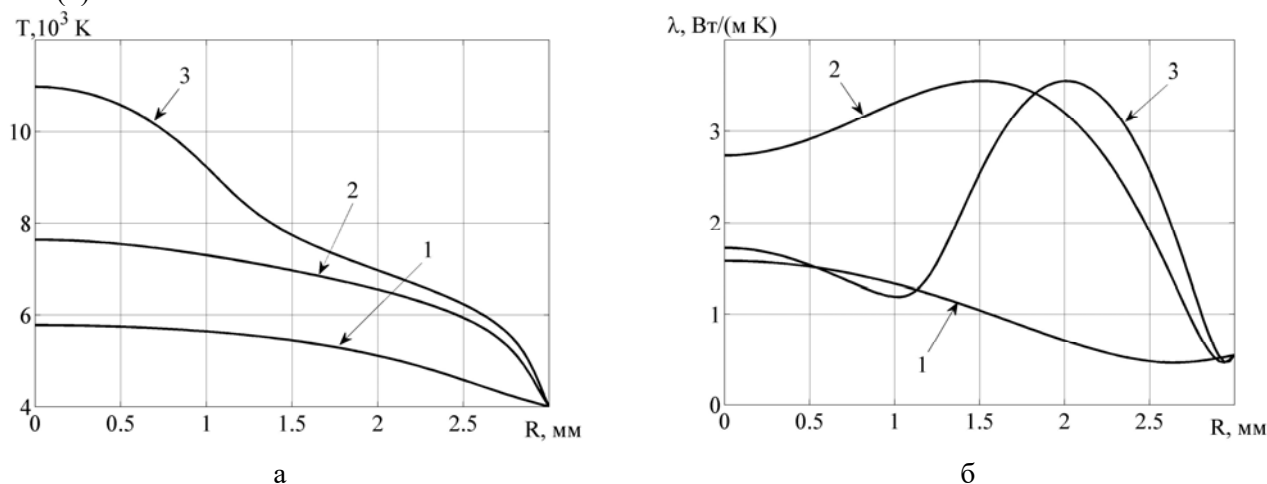


Рис. 5

При дальнейшем возрастании разрядного тока, соответствующего кривым 3 на рис. 5, область повышенной теплопроводности становится характерной уже только для периферийной области дуги (рис. 5, б), что позволяет сформировать высокотемпературную зону в ее приосевой области, причем уровень температуры на оси составляет 11000 К. Поскольку в этом случае электропроводность плазмы $\sigma(T)$ согласно данным рис. 2 по крайней мере на порядок величины больше, чем при том же значении электрического поля $E = 1,46 \cdot 10^3$ В/м – однако при небольшом разрядном токе $I = 6,78$ А (кривые 1 на рис. 5), то это позволяет концентрироваться основной части разрядного тока именно в этой области дуги с высокой электропроводностью, снижая в целом напряжение на ней по сравнению с режимом, представленным кривой 2.

Из сравнения обеих частей рис. 3 следует, что немонотонность получаемой ВАХ более заметна при повышении уровня температуры стенки T_w . Это следует из приведенного выше объяснения этого эффекта. Действительно, появление у стенки области более низкой температуры означает увеличение здесь теплового сопротивления, исходя из характера зависимости $\lambda(T)$ в этой области температур (рис. 1). Это соответствует появлению дополнительного сглаживающего сопротивления в цепи теплового потока. Еще более выразительной выглядела бы эта немонотонность в случае модельных значений $\lambda(T)$ согласно кривой 2 на рис. 1 и выражению (7) для $\sigma(T)$. Естественно, эти транспортные коэффициенты не могут варьироваться для конкретной медно-воздушной плазмы, однако это вполне реально в случае, если, например, плазма создается в паро-воздушной смеси с примесью меди [17].

Конечно же реализация того или иного режима горения электрической дуги в соответствии с полученными решениями в области неоднозначных решений уравнения (1), так же как и вопрос устойчивости последних, в конкретных технических устройствах должен рассматриваться с учетом нагрузочной характеристики внешней электрической цепи, включающей дуговой разряд [5].

Сравнение с экспериментом и обсуждение полученных результатов. На рис. 3 звездочками представлены также экспериментальные данные, полученные в работе [7] для дуги между медными электродами для $I = 30$ А. Радиус канала составлял $R = 3$ мм, а $x_{Cu} = 0,009$, что соответствует также расчетным данным для этих рисунков. Эти данные определены на основе измерений зависимости напряжения на электродах от изменения расстояния между ними в пределах от 2 до 8 мм. Величина электрического поля определялась, как прирост напряжения в зависимости от расстояния для того, чтобы устранить влияние скачков напряжения в приэлектродных областях. На первый взгляд, соответствие расчетов экспериментальным результатам выглядит не слишком удовлетворительным. Однако следует учесть, что расчет выполнен фактически для среднего сечения канала электрической дуги между ее электродами. Конечный же результат измерений напряжения дуги в эксперименте определяется итоговым влиянием всех ее элементов вдоль канала (как при последовательном включении сопротивлений электрической цепи), каждый из которых по мере приближения к электродам имеет все меньшее сечение.

Тем не менее, расчетные данные в целом адекватно отражают тенденцию немонотонности экспериментальных данных, несмотря даже на сглаживающий эффект участков дуги с небольшим сечением. Более того, если сопоставить расчетные данные при различных R (рисунки 3 и 4), то протя-

женность области немонотонности для экспериментально полученной зависимости $E(I)$ более близка случаю $R = 3$ мм, как и в эксперименте.

Вместе с тем, как и следовало ожидать, результаты сравнения с экспериментом, показывают, что при рассмотрении уравнения Эленбааса-Геллера в форме (1) все еще остаются неучтенными десятки процентов потерь энергии зависимо от конкретного режима горения дуги. Ближайшие претенденты на заполнение этой разницы – потери энергии с излучением плазмы [8], а также эффекты переноса излучения [13], приводящие к неравновесности плазмы и соответственно – необходимости рассмотрения двухтемпературной модели плазмы [12].

Следует заметить, что нерегулярность решений уравнения Эленбааса-Геллера в наиболее близком варианте была отмечена в монографии [3 (гл. 7)]. Авторы обратили внимание на связь этого явления с концентрацией паров металлов в разрядном промежутке. Но поскольку в работе решалась задача Коши для различных наперед определенных значений осевой температуры, то они получили лишь практически непрерывный спектр температурных профилей различного радиуса без учета непрерывности изменения напряженности электрического поля и силы тока.

В настоящей работе наличие собственно нескольких ветвей решений удалось проследить и однозначно показать их связь с немонотонностью коэффициентов переноса лишь при строгой постановке граничных задач с определением осевой температуры в результате их решения.

Выводы. 1. Исследованы и объяснены причины появления эффекта немонотонности ВАХ электрической дуги на примере разряда в воздушно-медной смеси. Он обусловлен, в первую очередь, наличием локального максимума коэффициента теплопроводности медно-воздушной плазмы за счет ее диссоциативной составляющей и внешне может проявляться в численных исследованиях как неустойчивость решения уравнения Эленбааса-Геллера.

2. Предложена удобная и достаточно точная аппроксимация для температурной зависимости коэффициента теплопроводности плазмы воздуха в смеси с паром электродного материала. Ее особенность – применимость во всей температурной области, характерной для работы плазмотронов.

3. Впервые определена удобная для практических применений аппроксимация зависимости коэффициента электропроводности плазмы воздуха в смеси с медным паром, особенностью которой является зависимость как от температуры, так и от содержания меди в смеси.

Авторы выражают благодарность за предоставленные материалы и полезные консультации д-ру Yann Cressault (LAPLACE Laboratory, Toulouse, France).

Выполнение работы частично поддержано Национальной академией наук Украины в рамках программы «Перспективные исследования по физике плазмы, управляемому термоядерному синтезу и плазменным технологиям», проект № 6-18.

1. Сидорец В.Н., Пентегов И.В. Детерминированный хаос в нелинейных цепях с электрической дугой: монография. К.: Международная ассоциация «Сварка», 2013. 272 с.

2. Финкельбург В., Мекер Г. Электрические дуги и термическая плазма: монография. М.: ИИЛ, 1961. 370 с.

3. Асиновский Э.И., Кириллин А.В., Низовский В.Л. Стабилизированные электрические дуги и их применение в теплофизическом эксперименте. М.: Физматлит, 2008. 264 с.

4. Бабич И.Л., Веклич А.Н., Жовтянский В.А. Исследование роли самопоглощения излучения в свободнотеплящихся дугах в парах меди методом лазерной диагностики. *Журнал прикладной спектроскопии*. 1989. Т. 51. № 4. С. 571-575.

5. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. Долгопрудный: Интеллект, 2009. 736 с.

6. Жовтянский В.А. Плазмохімічні ефекти і деякі фундаментальні проблеми фізики газового розряду. *Український фізичний журнал*. 2008. Т. 53. № 5. С. 488-494.

7. Bezpalij O.O., Fesenko S.O., Semenyshyn R.V., Veklich A.N. Investigation of electric arc discharge between composite electrodes. XIVth International Young Scientists' Conference on *Applied Physics*. Ukraine, 11-14 June 2014. Pp. 163–164.

8. Aubrecht V., Bartlova M., Coufal O. Radiative emission from air thermal plasmas with vapour of Cu or W. *Journal of Physics. D: Applied Physics*. 2010. Vol. 43. 19 p.

9. Жовтянский В.А. Физические свойства плотной низкотемпературной неоднородной плазмы: дис. д-р физ.-мат. наук: 01.04.08. Киевский университет имени Тараса Шевченко. Киев. 1999. 300 с.

10. Физические процессы при сварке и обработке материалов. Теоретическое исследование, математическое моделирование, вычислительный эксперимент. К.: ДИА, 2018. 642 с.

11. Zhovtyansky V., Valinčius V. Efficiency of Plasma Gasification Technologies for Hazardous Waste Treatment. *Gasification for Low-grade Feedstock*. London: InTechOpen, 2018. Pp. 165–189. Available from: <http://mts.intechopen.com/articles/show/title/efficiency-of-plasma-gasification-technologies-for-hazardous-waste-treatment>

12. Bose T.R., Seeniraj R.V. Two-temperature Elenbaas-Heller problem with argon plasma. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 1984. Vol. 26. No 10. Pp. 1163-1176.

13. Zhovtyansky V.A., Lelyukh Yu.I., Tkachenko Ya.V. Nonequilibrium of the dense nonuniform plasma due to radiation transfer. Proc. XIX International Conference on *Gas Discharges and their Applications*. Beijing, 2-7 September 2012. Pp. 40-47.

14. Ouajji H., Cheminat B., Andanson P. Composition and conductivity of a copper-air plasma. *Journal of Physics. D: Applied Physics*. 1986. Vol. 19. Pp. 1903-1916.

15. Gleizes A, Cressault Y., Teulet Ph. Mixing rules for thermal plasma properties in mixtures of argon, air and metallic vapours. *Plasma Sources Science and Technology*. 2010. Vol. 19. No 5. 055013.

16. Жовтянський В.А., Петров С.В., Колесникова Э.П., Лелюх Ю.И., Ткаченко Я.В., Порицкий П.В., Гончарук Ю.А., Якимович М.В. Развитие плазменных электродуговых технологий и методов их моделирования. Материалы VIII международного симпозиума «Горение и плазмохимия» и научно-технической конференции «Энергоэффективность-2015». Алматы, Казахстан, 16–18 сентября 2015. С. 323–326.

17. Kagone A.K., Koalaga Z., Zougmore F. Calculation of air-water vapor mixtures thermal plasmas transport coefficients. Proc. IOP Conference Series. *Materials Science and Engineering*. 2004. Vol. 29. 012004. 15 p.

18. Григолюк Э.И., Шалашилин В.И. Проблемы нелинейного деформирования: Метод продолжения решения по параметру в нелинейных задачах механики твердого деформированного тела: монография. М.: Наука, 1988. 232 с.

УДК 533.93:537.523.5

НЕМОНОТОННІСТЬ ВОЛЬТ-АМПЕРНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ДУГОВОГО РОЗРЯДУ, ЗУМОВЛЕНА ЕФЕКТАМИ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ

В.А. Жовтянський¹, чл.-кор. НАН України, Е.П. Колеснікова², Ю.І. Лелюх¹, канд.фіз.-мат.наук, Я.В. Ткаченко¹, канд.фіз.-мат.наук

¹ Інститут газу НАН України, вул. Дегтярівська, 39, Київ, 03113, Україна,

² НТТУ «Київський політехнічний інститут ім. Ігоря Сікорського», пр. Перемоги, 37, Київ, 03056, Україна, e-mail: zhovt@ukr.net

Аналізується взаємозв'язок на локальному рівні електро- і теплофізичних властивостей плазми електричної дуги в повітрі з домішкою парів електродних матеріалів. В основі цього розгляду – чисельний розв'язок рівняння енергії Еленбааса-Геллера для каналу електричної дуги. Запропоновано зручні для прикладних застосувань детальні функціональні температурні залежності для коефіцієнтів електро- і теплопровідності такої плазми, що входять до цього рівняння. Для коефіцієнта електропровідності встановлена також залежність від вмісту парів електродного матеріалу в суміші, до величини якого він є чутливим. Показано, що внаслідок немонотонності залежності коефіцієнта теплопровідності від температури може виникати, в свою чергу, немонотонність залежності електричного поля в дуговому розряді від струму. Результати чисельного моделювання співставлені з експериментальними даними. Бібл. 18, табл. 1, рис. 5.

Ключові слова: електрична дуга, вольт-амперна характеристика, рівняння Еленбааса-Геллера, мідно-повітряна плазма, коефіцієнти тепло- та електропровідності.

NON-MONOTONY OF THE VOLT-AMPERE CHARACTERISTICS OF THE ARC DISCHARGE CAUSED BY EFFECTS OF HEAT CONDUCTIVITY

V. Zhovtyansky¹, E. Kolesnikova², Yu. Lelyukh¹, Ya. Tkachenko¹

¹ Institute of Gas NAS of Ukraine, str. Dehtiariska, 39, Kyiv, 03113, Ukraine,

² NTU «Igor Sikorsky Kyiv Polytechnic Institute», pr. Peremohy, 37, Kyiv, 03056, Ukraine, e-mail: zhovt@ukr.net

The interrelation of electrical and thermophysical properties of the electric arc plasma in air with an admixture of vapors of electrode materials at the local level are analyzed in this paper. The numerical solution of the Elenbaas-Heller energy equation for the arc channel is the basis for this consideration. The detailed functional temperature de-

pendences for the electrical and thermal conductivity coefficients of this plasma, which are included in this equation, are convenient for practical applications. As the electrical conductivity coefficient is sensitive to the vapor content of the electrode material, their relationship is established also. It is shown that due to the nonmonotonicity of the dependence of the coefficient of thermal conductivity on temperature, in turn, the nonmonotonicity of the dependence of the electric field in the arc discharge from the current may arise. The results of numerical simulation are compared with the experimental data. References 18, table 1, figures 5.

Key words: electric arc, Elenbaas-Heller equation, volt-ampere characteristic, copper-air plasma, coefficients of heat and electric conductivity.

1. Sidorets V.N., Pentegov I.V. Deterministic chaos in nonlinear circuits with an electric arc. Kiev: Mezhdunarodnaia Assotsiatsiia Svarka, 2013. 272 p. (Rus)
2. Finkelnburg V., Meker G. Electric arcs and thermal plasma. Moskva: Izdatelstvo Inostrannoi Literatury, 1961. 370 p. (Rus)
3. Asinovskiy E.I., Kirillin A.V., Nizovskiy V.L. Stabilized electric arcs and their application in a thermophysical experiment. Moskva: Fizmatlit, 2008. 264 p. (Rus)
4. Babich I.L., Veklich A.N., Zhovtyansky V.A. Investigation of the role of self-absorption of radiation in free-burning arcs in copper vapor by laser diagnostics. *Zhurnal Prikladnoi Spektroskopii*. 1989. Vol. 51. No 4. Pp. 571-575. (Rus)
5. Raiser Yu.P. Physics of gas discharge. Dolgoprudnyi: Intellect, 2009. 736. 592 p. (Rus)
6. Zhovtyansky V.A. Plasma chemical effects and some basic problems of gas discharge physics. *Ukrainskyi Fizychnyi Zhurnal*. 2008. Vol. 53. No 5. Pp. 488-494. (Ukr)
7. Bezpalij O.O., Fesenko S.O., Semenyshyn R.V., Veklich A.N. Investigation of electric arc discharge between composite electrodes. XIVth International Young Scientists' Conference on *Applied Physics*. Ukraine, 11-14 June 2014. Pp. 163-164.
8. Aubrecht V., Bartlova M., Coufal O. Radiative emission from air thermal plasmas with vapour of Cu or W. *Journal of Physics. D: Applied Physics*. 2010. Vol. 43. 19 p.
9. Zhovtyansky V.A. Physical Properties of a Dense Low-Temperature Inhomogeneous Plasma: Dr. Phys.-Math. Sci. Diss.: 01.04.08. Taras Shevchenko Kiev University. Kiev. 1999. 300 p. (Rus)
10. Physical processes in welding and material processing. Theoretical study, mathematical modeling, computational experiment. Kiev: DIA, 2018. 642 p. (Rus)
11. Zhovtyansky V., Valinčius V. Efficiency of Plasma Gasification Technologies for Hazardous Waste Treatment. *Gasification for Low-grade Feedstock*. London: InTechOpen, 2018. Pp. 165-189. Available from: <http://mts.intechopen.com/articles/show/title/efficiency-of-plasma-gasification-technologies-for-hazardous-waste-treatment>
12. Bose T.R., Seeniraj R.V. Two-temperature Elenbaas-Heller problem with argon plasma. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 1984. Vol. 26. No 10. Pp. 1163-1176.
13. Zhovtyansky V.A., Lelyukh Yu.I., Tkachenko Ya.V. Nonequilibrium of the dense nonuniform plasma due to radiation transfer. Proc. XIX International Conference on *Gas Discharges and their Applications*. Beijing, 2-7 September 2012. Pp. 40-47.
14. Ouajji H., Cheminat B., Andanson P. Composition and conductivity of a copper-air plasma. *Journal of Physics. D: Applied Physics*. 1986. Vol. 19. Pp. 1903-1916.
15. Gleizes A., Cressault Y., Teulet Ph. Mixing rules for thermal plasma properties in mixtures of argon, air and metallic vapours. *Plasma Sources Science and Technology*. 2010. Vol. 19. No 5. 055013.
16. Zhovtyansky V.A., Petrov S.V., Kolesnikova E.P., Lelyukh I.I., Tkachenko Ya.V., Poritsky P.V., Goncharuk Yu.A., Yakimovich M.V. Development of plasma electric arc technologies and methods for their modeling. Proceedings of the VIII International Symposium *Combustion and Plasma Chemistry* and the Scientific and Technical Conference *Energy Efficiency 2015*. Almaty, Kazakhstan, September 16-18, 2015. Pp. 323-326. (Rus)
17. Kagone A.K., Koalaga Z., Zougmore F. Calculation of air-water vapor mixtures thermal plasmas transport coefficients. Proc. IOP Conference Series. *Materials Science and Engineering*. 2004. Vol. 29. 012004. 15 p.
18. Grigolyuk E.I., Shalashilin V.I. Problems of nonlinear deformation: The method of continuation of the solution on the parameter in nonlinear problems of the mechanics of a deformed solid. Moskva: Nauka, 1988. 232 p. (Rus)

Надійшла 19.07.2018
Остаточний варіант 28.01.2019