

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК КЫРГЫЗСКОЙ РЕСПУБЛИКИ

Кыргызско-Российский Славянский университет имени Б.Н.Ельцина

Диссертационный совет Д.01.18.586

На правах рукописи  
УДК 553.981:537.52.1  
(575.2)(043.3)

Медралиева Бубусара Ниясбековна

Численное моделирование сопряженных задач теплообмена при плазменной  
сварке

01.04.14. – Теплофизика и теоретическая теплотехника

Автореферат  
диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Работа выполнена в Институте горного дела и горных технологий им. академика У. Асаналиева при КГТУ им. И. Раззакова.

**Научный руководитель:** Кабаева Гульнара Джамалбековна, доктор физико-математических наук, профессор, декан факультета информационных технологий Кыргызского государственного технического университета имени И.Раззакова

**Официальные оппоненты:** Лелевкин Валерий Михайлович, доктор физико-математических наук, профессор, КРСУ им. Б.Н.Ельцина, естественно-технический факультет, кафедра физики и микроразработки

Бейшекеева Гулмира Джумабековна, кандидат физико-математических наук, доцент КНУ им. Ж. Баласагына, факультет физики и электроники, кафедра физики

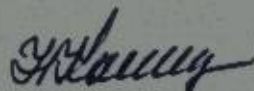
**Ведущая организация:** Институт математики, физики и информатики Казахского государственного университета имени Абая, адрес: 050010, Республика Казахстан, г.Алматы, пр. Достык, 13

Защита диссертации состоится 21 февраля 2020 года в 14:30 часов, на заседании диссертационного совета Д.01.18.586 Института физики им. академика Ж.Жеенбаева Национальной академии наук Кыргызской Республики и Кыргызско-Российского Славянского университета им. Б.Н. Ельцина, по адресу: 720071, Бишкек, проспект Чуй, 265А. Код идентификатор ДС 01.18.586 для Zoom 9120920540.

С диссертацией можно ознакомиться в Центральной научной библиотеке Национальной академии наук КР, проспект Чуй 265А, гл. корпус на сайте: [info@lobjournal.org](mailto:info@lobjournal.org)

Автореферат разослан « 20 » 01 2020 г.

Ученый секретарь  
диссертационного совета  
Д 01.18.586, д.ф.-м.н.



Касымамытов Н.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы диссертации.** Электродуговая сварка металлов широко применяется в современной индустрии и является важным технологическим процессом во многих областях промышленности. Сварка является весьма сложным физико-химическим и металлургическим процессом, в ходе которого металл шва и околошовная зона претерпевают фазовые превращения и структурные изменения, что, в свою очередь, влияет на физико-механические характеристики материала.

Изучению электромагнитных, тепловых и газодинамических явлений в электродуговой плазме посвящено большое количество теоретических и экспериментальных исследований, основы которых заложены и развиты в работах В.Финкельбурга, Г. Меккера, М.Ф. Жукова, С.В. Дресвина, В.С. Урюкова, В.С. Энгельшта, Г.А. Десяткова, Ж.Ж.Жеенбаева, А.Ж. Жайнакова, В.М. Лелевкина, Г.А. Слободянюка и многих других.

В области моделирования сварочной ванны описание физических процессов, происходящих в расплавленном металле под действием электрической дуги, значительный вклад внесли работы Н.И. Рыкалина, В.А. Кархина, В.А. Судника, М. Тапака, J.J. Lowke, A.B. Murphy и др.

Сварочная ванна образуется за счет проплавления присадочного и основного металлов. Кристаллизация жидкого металла начинается с не полностью оплавленных зерен основного металла. При движении источника теплоты вдоль обрабатываемого материала условия формирования интерфейса «проплавленный металл-шов-основной металл» играют заметную роль в формировании качественного шва.

Моделирование процессов в электрической дуге, обрабатываемом изделии, а также процессы их взаимного влияния, целесообразно для оптимизации параметров режима сварки и получения сварных соединений с улучшенными качественными характеристиками.

Решение системы МГД уравнений для электрической дуги и сварочной ванны в сопряженной постановке позволяет рассмотреть взаимодействие между собой гидродинамических, температурных и электромагнитных полей, поля напряжений и оценить их вклад в формирование сварочной ванны, и тем самым, в формирование сварного шва.

**Связь темы диссертации с основными научно – исследовательскими работами.** Диссертационная работа выполнялась в соответствии с планами научных работ кафедры «Информационные технологии и математического моделирования им. академика А. Жайнакова» Института горного дела и горных технологий им. академика У. Асаналиева и по проектам МОН КР (2015-2019 гг.)

**Цель и задачи исследования.** Целью работы является развитие математической модели взаимодействия двухтемпературной многокомпонентной аргоновой дуги с поверхностью сварочной ванны в сопряженной постановке для исследования параметров, влияющих на процесс сварки. Многокомпонентность плазменной дуги обусловлено наличием атомов и ионов железа, испаряемых с поверхности сварочной ванны.

Для достижения поставленной цели были определены и решены следующие задачи:

1. Анализ изученности вопросов сопряженных задач при плазменной сварке с учетом многофазных процессов, имеющих место при этом, и их математического моделирования;

2. Проведение термодинамического моделирования взаимодействия частиц аргоновой плазмы с парами железа, определение термодинамических коэффициентов, вычисление интегралов столкновений для каждого типа взаимодействующих частиц, необходимых для расчета коэффициентов переноса смеси аргона и железа, диффузионные и термодиффузионные свойства компонент в парах металла с целью определения их влияния на процесс сварки. Определение оптических свойств аргоновой плазмы с парами железа для расчета излучения атомов и ионов железа в электродуге плазме.

3. Исследование влияния диффузии паров железа, при различных их концентрациях в диапазоне температур 300-25000К, на теплофизические процессы в электрической дуге и сварочной ванне.

4. Развитие двумерной стационарной математической модели сопряженных процессов взаимодействия двухтемпературной многокомпонентной аргоновой дуги с парами металла и обрабатываемого изделия при электродуге сварки на основе решения единой системы МГД уравнений.

5. Проведение численных исследований тепловых, газодинамических и электромагнитных характеристик дуги плазмы при сварке неплавящимся электродом с учетом многокомпонентности состава плазменной дуги, обусловленной испарением анодного металла и конвективной диффузии паров металла в столб дуги.

**Научная новизна полученных результатов заключается в следующем:**

1. Развита математическая модель взаимодействия потоков многокомпонентной аргоновой плазмы с потоками расплавленного металла сварочной ванны с учетом явления испарения металла с поверхности обрабатываемого изделия на основе уравнений двухжидкостной магнитной газодинамики. Поставлены условия на границе перехода «электрическая дуга-сварочная ванна» и проведены численные исследования влияния этих условий на характеристики термически неравновесной многокомпонентной электрической дуги и сварочной ванны.

2. Для реализации математической модели взаимодействия потоков многокомпонентной аргоновой плазмы с потоками расплавленного металла сварочной ванны с учетом явления испарения металла с поверхности обрабатываемого изделия определен ионизационный состав аргоновой плазмы с парами железа, рассчитаны интегралы столкновений для каждой пары взаимодействующих частиц, рассчитаны термодинамические, переносные свойства термически неравновесной аргоновой плазмы с парами железа, и необходимые кинетические коэффициенты, получены оптические свойства аргоновой плазмы с парами железа, при расчете излучения атомов и ионов железа проведено суммирование по всем известным энергетическим переходам.

3. Результаты выполненного численного исследования влияния силы тока и расстояния до стабилизирующих стенок плазматрона на теплофизические характеристики неравновесной дуги и обрабатываемого изделия:

а). Установлено, что с увеличением силы тока от 150 до 200А в ядре электрической дуги проявляется нелинейность коэффициентов энергообмена и уменьшение коэффициента упругого столкновения электронов с тяжелыми

частицами в дуге плазме в диапазоне температур, соответствующем второй ионизации атома аргона может привести к ступенчатому распределению температуры в ядре электрической дуги.

б). Выявлено, что при соотношении длины дуги и расстояния до стабилизирующих стенок  $\frac{R}{L} \leq 2$  близость электрода и стенок приводит к формированию от краев сварочной ванны возвратного течения в сторону катода, что приводит к расширению дуги в области катода и контрагированию дуги в области анода

4. Результаты численного исследования влияния паров металла на тепловые, газодинамические и электромагнитные свойства термически неравновесной многокомпонентной электродуги плазмы и изделия. Установлено, что наличие паров металла приводит к заметному увеличению электропроводности в области относительно низких температур, снижению плотности тока, и соответственно, уменьшению радиальных размеров сварочной ванны более чем на 40%. В аргоновой плазме при наличии паров металла увеличивается величина полной газовой теплопроводности за счет теплопроводности атомов железа и вторичной ионизации, вследствие чего, в прианодном слое усиливается сжатие разряда.

5. Результаты численных расчетов влияния процесса испарения с поверхности расплавленного металла на параметры сварочной ванны. Учет испарения атомов металла с поверхности анода уменьшает влияние эффекта Марангони на форму сварочной ванны за счет возрастания электромагнитной силы Лоренца, что и приводит к уменьшению радиальных размеров сварочной ванны. Поставленные условия на границе «плазма-анод» позволили определить, что падение анодного потенциала лежит в пределах 6-12В, что соответствует экспериментальным и литературным данным.

**6. Практическая значимость полученных результатов**

Разработанная модель может быть использована для качественного анализа тепловых, газодинамических и электромагнитных характеристик дуги плазмы при сварке неплавящимся электродом, теплового и динамического воздействия дуги на сварочную ванну, формы и размеры сварочной ванны.

Полученные результаты работы могут быть применены при выполнении технологического процесса сварки электрической дугой на производственных объектах с целью усовершенствования технологического процесса. Результаты исследований могут быть рекомендованы для применения в учебном процессе по дисциплинам «Математическое моделирование».

**Основные положения диссертации, выносимые на защиту:**

1. Двухмерная стационарная математическая модель для рассмотрения сопряженных процессов взаимодействия двухтемпературной многокомпонентной аргоновой дуги и обрабатываемого изделия при электродуге сварки в замкнутом объеме на основе решения единой системы двухжидкостных МГД уравнений.

2. Результаты термодинамического моделирования многокомпонентной аргоновой плазмы с парами железа по определению состава, термодинамических, транспортных и оптических коэффициентов неравновесной плазмы

3. Результаты численных исследований влияния расстояния до стабилизирующих стенок на параметры термически неравновесной безрасходной аргоновой дуги. Выявлено, что при соотношении длины дуги и расстояния до стабилизирующих

стенки  $\frac{R}{L} \leq 2$  близость электрода и стенок приводит к формированию от краев сварочной ванны возвратного течения в сторону катода, что приводит к расширению дуги в области катода и контрагированию дуги в области анода. Увеличение расстояния до стабилизирующих стенок приводит к диффузной привязке дуги к аноду.

4. Результаты численных исследований влияния силы тока на параметры дуги и сварочной ванны. С увеличением силы тока от 150 до 200А в ядре электрической дуги проявляется нелинейность коэффициентов энергообмена и уменьшение коэффициента упругого столкновения электронов с тяжелыми частицами в диапазоне температур, соответствующей второй ионизации атома аргона проявляется в виде немономонного изменения температуры тяжелых частиц.

5. Результаты численных расчетов влияния процесса испарения с поверхности расплавленного металла сварочной ванны на тепловые, газодинамические и электромагнитные процессы в многокомпонентной неравновесной плазме. Наличие паров металла приводит к заметному увеличению электропроводности в области относительно низких температур, снижению плотности тока, и соответственно, уменьшению радиальных размеров сварочной ванны более чем на 40%. В аргоновой плазме при наличии паров металла увеличивается величина полной газовой теплопроводности за счет теплопроводности атомов железа и вторичной ионизации, вследствие чего, в прианодном слое усиливается сжатие разряда.

6. Результаты численных расчетов влияния процесса испарения с поверхности расплавленного металла на параметры сварочной ванны. Учет испарения атомов металла с поверхности анода уменьшает влияние эффекта Марангони на форму сварочной ванны за счет возрастания электромагнитной силы Лоренца, что и приводит к уменьшению радиальных размеров сварочной ванны и увеличению глубины проплавления на 1,5 мм. Поставленные условия на границе «плазма-анод» позволили определить, что падение анодного потенциала лежит в пределах 6-12В, что соответствует экспериментальным и литературным данным.

**Личный вклад соискателя.** Представленные в диссертации результаты являются итогом самостоятельных исследований автора. Личный вклад заключается в выборе путей и способов достижения цели работы, проведения исследований, в получении научных результатов, их анализе и формулировании выводов, написании и публикации научных статей.

В определении цели работы и обсуждении результатов участвовал научный руководитель д.ф.-м.н. Кабаева Г. Дж. В обсуждении полученных результатов также принимали участие д.ф.-м.н., академик А. Жайнаков и к.ф.-м.н., доцент Султангазиева Р.Т.

**Апробация результатов исследований.** Результаты работы докладывались и обсуждались на международных конференциях:

1. «Информационные технологии и математическое моделирование в науке, технике и образовании», Бишкек, 2016 г.;
2. «Математические информационные технологии» MIT-2016 Врнячка Баня, Сербия; Будва, Черногория 05 – 14 сентября 2016г.;
3. «Computational and Information Technologies in Science, Engineering and Education» (ciTech-2015) Almaty, Kazakhstan, 2015г.;

4. XIII Международная конференция «Газоразрядная плазма и ее применение», посвященная 100-летию со дня рождения академика Михаила Федоровича Жукова, 5-7 сентября 2017 года, г. Новосибирск, Россия.

**Полнота отражения результатов диссертации в публикациях.** Результаты исследования опубликованы в 9 статьях в научных изданиях, рекомендованных ВАК КР, а также трудах международных конференций.

**Структура и объем диссертации.** Диссертационная работа состоит из введения, 3 глав и выводов, изложенных на 150 страницах машинописного текста, включая 18 таблиц, 57 рисунков и списка литературы из 98 наименований.

Автор выражает глубокую признательность академику НАН КР А.Ж. Жайнакову и научному руководителю д.ф.-м.н. Г.Дж. Кабаевой за общее руководство, за совместную научную работу, внимание и ценные советы при работе над диссертацией, а также доценту, к.ф.-м.н. Р.Т. Султангазиевой за совместную научную работу и за обсуждение результатов исследований.

Спасибо за веру в меня и за работу с терпением в поле исследования. Это привилегия быть вашим учеником, и я хотела бы продолжать учиться у вас.

## ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении показана актуальность исследования, дана формулировка цели и задачи исследования, показана научная новизна, практическая значимость результатов. Приведены положения, выносимые на защиту.

В первой главе приводится краткий литературный обзор работ, посвященных теоретическим и экспериментальным исследованиям электрической дуги. Показана необходимость дальнейшего развития двумерных стационарных математических моделей в приближении локального термодинамического равновесия (ЛТР) плазмы для совместного рассмотрения процессов в дуговой плазме и обрабатываемом изделии с учетом испарения.

При электродуговой плазменной сварке поверхность изделия нагревается до температур, близких к температуре кипения, что вызывает заметное испарение металла в область столба дуги. Введение в газ столба электрической дуги элементов с более низким потенциалом ионизации чем основной плазмообразующий газ увеличивает излучение и электропроводность плазмы, и, как следствие, влияет на теплофизические и гидродинамические характеристики электрической дуги и сварочной ванны обрабатываемого изделия.

Предлагается математическая модель совместного рассмотрения взаимодействия двухтемпературной многокомпонентной плазмы аргоновой дуги и обрабатываемого изделия при электродуговой сварке в замкнутом объеме на основе решения единой системы МГД уравнений; многокомпонентность плазмы обусловлена наличием паров железа в прианодной области и в некоторой части столба электрической дуги.

Для теоретического описания дуговых потоков плазмы предполагается, что протекающие процессы установившиеся, течение дозвуковое, ламинарное, осесимметричное, излучение объемное, отсутствует внешнее магнитное поле, скорость образования электронов в плазме определяется в основном ударной ионизацией и трехчастичной рекомбинацией, вязкая диссипация и работа сил давления не существенны по сравнению с джоулевым тепловыделением и кондуктивными потоками тепла, а вкладом в закон Ома холловских и индуцированных токов можно

пренебречь. Предполагается максвелловское распределение электронов по скоростям и бoльцмановское распределение возбужденных атомов по энергиям, интенсивность ионизационных и рекомбинационных процессов определяется электронной температурой. Плазма считается ионизационно-равновесной.

При данных допущениях система двухжидкостных МГД уравнений в цилиндрической системе координат включает в себя:

Уравнение неразрывности электронов:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n_e v_e) + \frac{\partial}{\partial z} (n_e u_e) = K_1 n_e n_a - K_r n_e^2 n_i \quad (1.1)$$

Уравнение движения для радиальной составляющей:

$$\rho v \frac{\partial v}{\partial r} + \rho u \frac{\partial v}{\partial z} = - \frac{\partial p}{\partial r} - j_z B_\varphi + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\mu r \frac{\partial v}{\partial r}) - 2 \mu \frac{v}{r^2} + \frac{\partial}{\partial z} (\mu (\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z})) - \frac{\partial}{\partial r} (\frac{2}{3} \mu (\frac{1}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z})) \quad (1.2)$$

Уравнение движения для аксиальной составляющей:

$$\rho v \frac{\partial u}{\partial r} + \rho u \frac{\partial u}{\partial z} = - \frac{\partial p}{\partial z} + j_r B_\varphi + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\mu r (\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z})) - \frac{\partial}{\partial z} (\frac{2}{3} \mu (\frac{1}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} + \frac{\partial u}{\partial z})) + 2 \frac{\partial}{\partial z} (\mu \frac{\partial u}{\partial z}) + S_u \quad (1.3)$$

Закон сохранения энергии электронов:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r n_e v_e (\frac{5}{2} k T_e + U_1)] + \frac{\partial}{\partial z} [n_e u_e (\frac{5}{2} k T_e + U_1)] = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\lambda_e \frac{\partial T_e}{\partial z}) + \sigma E^2 - \varphi - B_{ea} (T_e - T) \quad (1.4)$$

Закон сохранения энергии тяжелых частиц:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [(n_{21} + n_i + n_a) v \frac{5}{2} k T] + \frac{\partial}{\partial z} [(n_{21} + n_i + n_a) u \frac{5}{2} k T] = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \lambda \frac{\partial T}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\lambda \frac{\partial T}{\partial z}) + B_{ea} (T_e - T) \quad (1.5)$$

Уравнения Максвелла:

$$-\frac{\partial n_e}{\partial z} = j_r, \quad \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\varphi) = j_z, \quad \frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = 0 \quad (1.6)$$

Закон Ома:

$$j_r = \sigma E_r, \quad j_z = \sigma E_z \quad (1.7)$$

Уравнение конвективной диффузии паров металла:

$$\rho (v \frac{\partial c_m}{\partial r} + u \frac{\partial c_m}{\partial z}) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho D_a \frac{\partial c_m}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho D_a \frac{\partial c_m}{\partial z}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho [\bar{D}_1 \frac{\partial c_1}{\partial r} + \bar{D}_{21} \frac{\partial c_{21}}{\partial r}]) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho [\bar{D}_1 \frac{\partial c_1}{\partial z} + \bar{D}_{21} \frac{\partial c_{21}}{\partial z}]) \quad (1.8)$$

Здесь использованы следующие обозначения:  $n_e, n_a, n_i, n_{21}$  - концентрации электронов, атомов, ионов и двукратно ионизированных атомов соответственно,  $v, v_e$  - радиальные скорости газа и электронного газа,  $u, u_e$  - аксиальные скорости газа и электронного газа,  $T, T_e$  - температура тяжелых частиц и электронов,  $K_1, K_r$  - константы ударной ионизации и трехчастичной рекомбинацией,  $\dot{n}_e = K_1 n_e n_a - K_r n_e^2 n_i$  - скорость генерации электронов,  $\rho$  - плотность,  $\mu$  - вязкость,  $\lambda, \lambda_e$  - коэффициенты теплопроводности газа и электронного газа,  $\sigma$  - электропроводность,  $\varphi$  - интенсивность излучения,  $U_1$  - энергия ионизации плазмообразующего газа,  $P$  - давление,  $j_r, j_z$  - составляющие плотности тока,  $H$  - напряженность магнитного поля с азимутальной компонентой  $H_\varphi$ ,  $B_\varphi$  - азимутальная компонента вектора магнитной индукции,  $E_r, E_z$  - радиальная и аксиальная составляющие вектора напряженности электрического поля,  $k$  - постоянная Больцмана,  $B_{ea}$  - коэффициент энергообмена между электронами и тяжелыми частицами,  $C_m, C_1, C_{21}$  - относительная массовая

концентрация металлического пара и ионов металла в плазме столба дуги,  $D_a, D_1, D_{21}$  - коэффициенты диффузии атомов, одно- и двухзарядных ионов металла в многокомпонентной плазме.

Выражения для скоростей электронов с учетом дрейфа, амбиполярной диффузии и термодиффузии:

$$u_e = u + u_d + u_a + u_t = u + \frac{j_z}{\sigma n_e} - \frac{D_{ad} \frac{\partial n_e}{\partial z}}{n_e} - \frac{D_{ad} \frac{\partial T_e}{\partial z}}{2 T_e} \quad (1.9)$$

$$v_e = v + v_d + v_a + v_t = v + \frac{j_r}{\sigma n_e} - \frac{D_{ad} \frac{\partial n_e}{\partial r}}{n_e} - \frac{D_{ad} \frac{\partial T_e}{\partial r}}{2 T_e} \quad (1.10)$$

где  $D_{ad}$  - коэффициент амбиполярной диффузии.

Для замыкания данной системы уравнений необходимо определить зависимость теплофизических характеристик, коэффициентов переноса и потерь на излучение от температуры, давления и состава дуговой плазмы:

$$\rho = \rho \left( \frac{T_e}{T}, P, C_1 \right), \quad \sigma = \sigma \left( \frac{T_e}{T}, P, C_1 \right), \quad \lambda = \lambda \left( \frac{T_e}{T}, P, C_1 \right),$$

$$\mu = \mu \left( \frac{T_e}{T}, P, C_1 \right), \quad \varphi = \varphi \left( \frac{T_e}{T}, P, C_1 \right), \quad \lambda_e = \lambda_e \left( \frac{T_e}{T}, P, C_1 \right) \quad (1.11)$$

$$B_{ea} = B_{ea} \left( \frac{T_e}{T}, P, C_1 \right), \quad D_{ad} = D_{ad} \left( \frac{T_e}{T}, P, C_1 \right), \quad D_T = D_T \left( \frac{T_e}{T}, P, C_1 \right) \quad (1.12)$$

Система МГД уравнений решается в переменных «вихрь-функция тока» введением следующих переменных:  $\omega$  - напряженность вихря,  $\psi$  - функция тока,  $\chi$  - функция электрического тока, которые в случае цилиндрической системы координат при осевой симметрии определяются соотношениями:

$$\omega = \frac{1}{r} \left( \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial r} \right); \quad \frac{\partial \psi}{\partial r} = \rho u r; \quad - \frac{\partial \psi}{\partial z} = \rho v r; \quad \frac{\partial \chi}{\partial r} = r j_z; \quad - \frac{\partial \chi}{\partial z} = r j_r \quad (1.13)$$

Тогда система сведется к шести дифференциальным уравнениям эллиптического типа, которые однотипны по своей структуре и могут быть представлены в канонической форме:

$$a_n \left[ \frac{\partial}{\partial z} \left( f_n \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left( f_n \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) \right] = \frac{\partial}{\partial r} \left( b_n \frac{\partial c_n f_n}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( b_n \frac{\partial c_n f_n}{\partial z} \right) + d_n \quad (1.14)$$

здесь неизвестная функция  $f_n$  и значения коэффициентов уравнений  $a_n, b_n, c_n, d_n$  приводятся в таблице:

Таблица 1. Значения коэффициентов  $a_n, b_n, c_n, d_n$

$f_n$	$a_n$	$b_n$	$c_n$	$d_n$
$\omega$	$\frac{1}{r^2}$	$\frac{1}{r^2}$	$\mu$	$-r^2 \left[ \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{u^2 + v^2}{2} \right) \frac{\partial \rho}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{u^2 + v^2}{2} \right) \frac{\partial \rho}{\partial z} - \frac{\mu}{r^2} \frac{\partial \chi^2}{\partial z} - \frac{\partial \rho}{\partial r} + S_w \right]$
$\psi$	0	$\frac{1}{\rho r}$	1	$r \omega$
$T_e$	$\frac{5 k n_e}{2 \rho}$	$r \lambda_e$	1	$r \left[ \psi + B_{ea} (T_e - T) + \left( \frac{5}{2} k T_e + U_1 \right) n_e \right] + \frac{5}{2} k r \left[ \left( \frac{1}{\sigma r} \frac{\partial \chi}{\partial r} - D_{ad} \frac{\partial n_e}{\partial z} - \frac{n_e \partial T_e}{2 T_e} \times \frac{\partial T_e}{\partial z} \right) \frac{\partial T_e}{\partial z} - \left( \frac{1}{\sigma r} \frac{\partial \chi}{\partial z} + D_{ad} \frac{\partial n_e}{\partial r} + \frac{n_e \partial T_e}{2 T_e} \frac{\partial T_e}{\partial r} \right) \frac{\partial T_e}{\partial r} \right] - \frac{1}{\sigma r} \left[ \left( \frac{\partial \chi}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial \chi}{\partial r} \right)^2 \right]$
$T$	$\frac{5 k}{2 m}$	$r \lambda$	1	$-B_{ea} (T_e - T) r$
$\chi$	0	$\frac{1}{\sigma r}$	1	0

$C_m$	$\frac{1}{r}$	$\rho D_a$	$l$	$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \rho \left[ \bar{D}_i \frac{\partial C_i}{\partial r} + \bar{D}_{zi} \frac{\partial C_{zi}}{\partial r} \right] \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \rho \left[ \bar{D}_i \frac{\partial C_i}{\partial z} + \bar{D}_{zi} \frac{\partial C_{zi}}{\partial z} \right] \right)$
-------	---------------	------------	-----	---

Единая форма записи позволяет при решении системы уравнений использовать один и тот же алгоритм расчета. Поскольку уравнения системы являются уравнениями эллиптического типа, то граничные условия должны быть заданы по всему контуру, охватывающему расчетную область.

Расчеты проводятся для схемы реального плазматрона с неплавящимся катодом в форме цилиндра с плоским торцом, анодом служит обрабатываемое изделие — стальная бесконечная протяженная пластина, система находится в замкнутом объеме, ограниченная боковыми стенками на расстоянии  $R$ . Межэлектродное расстояние составляет 5 мм. Радиус вольфрамового катода — 1 мм. Область расчета ограничена с одной стороны боковой и торцевой поверхностью катода, осью  $OZ$ , с другой стороны сечением  $r=R$ , сверху область ограничена осью  $Oz$ , снизу — нижней частью пластины.

Граничные условия для данной системы поставлены следующим образом:

1. на торце катода:

$$\psi = 0; \quad \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0; \quad \frac{\partial T_e}{\partial z} = 0; \quad T = T_k(r); \quad n_e = n_e(r, z_k);$$

$$X_k = \frac{i}{2\pi \int_0^{R_k} \sigma r dr} \times \int_0^{R_k} \sigma r dr; \quad C_m = 0; \quad (1.15)$$

где  $T_k(r) = (T_{кип} - T_0) \left(1 - \frac{r}{R_k}\right)^m \left(1 + \frac{r}{R_k} m\right) + T_0$ ,  $T_{кип}$  — температура кипения катодного материала,  $m$  — степень заполнения профиля температуры,  $R_k$  — радиус катодного пятна. При постановке граничных условий на плоском катоде обычно используются экспериментальные данные. В непосредственной близости от плоского электрода температура тяжелых частиц приближается к температуре его поверхности (температура плавления материала электрода), тогда как температура электронов остается достаточно высокой для обеспечения требуемой электрической проводимости. Задание распределения электронной температуры и температуры тяжелых частиц из эксперимента позволяет более корректно учесть влияние электрода и приэлектродных процессов на общую картину процессов в электрической дуге.

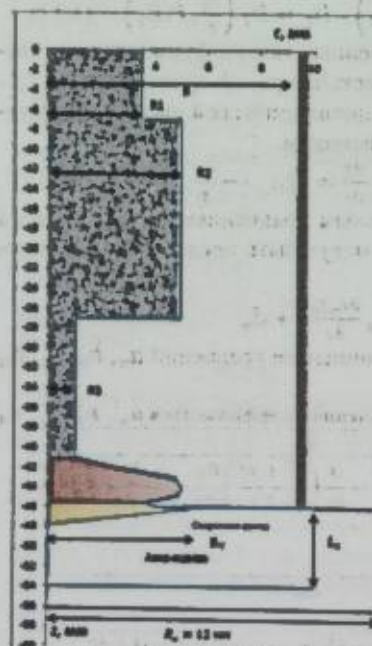


Рис.2.1 Схема расчетной области

2. на оси столба дуги выполняются условия симметрии:

$$\frac{\partial \omega}{\partial r} = 0; \quad \psi = 0; \quad \frac{\partial T_e}{\partial r} = 0; \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0; \quad \frac{\partial n_e}{\partial r} = 0; \quad \chi = 0; \quad \frac{\partial C_m}{\partial r} = 0; \quad (1.16)$$

3. на боковой границе катода и внешней границе плазматрона выполняются условия прилипания газа и непроницаемости стенок, условие адиабатичности электронной температуры, температура тяжелых частиц равна температуре стенки.

$$\frac{\partial \psi}{\partial r} = 0; \quad \psi = 0; \quad \frac{\partial T_e}{\partial r} = 0; \quad T = T_0; \quad n_e = n_e(T_e); \quad \chi = \frac{i}{2\pi}; \quad C_m = 0; \quad (1.17)$$

Задание граничных условий на стенке канала для электронного газа требует кинетического рассмотрения явлений переноса в пристеночных областях плазмы. Обычно используются различные модели, основанные на представлениях о взаимодействии электронов с охлаждаемой стенкой — рассмотрение балансовых уравнений, связывающих величины потоков энергии с граничными значениями локальных параметров плазмы, предположении о переносе энергии электронов на стенки канала вследствие амбиполярной диффузии с последующей рекомбинацией на стенках. Однако, в них отмечена экранизация электродуговой плазмы от значений температуры электронов на стенке, что позволяет обходиться без строгого рассмотрения физических процессов и использовать при расчетах относительно простые граничные условия.

4. на нижней границе обрабатываемого изделия:

$$w = 0; \quad \psi = 0; \quad T = T_0; \quad \frac{\partial \chi}{\partial z} = 0; \quad (1.18)$$

5. на боковой границе обрабатываемого изделия:

$$w = 0; \quad \psi = 0; \quad T = T_0; \quad \chi = \frac{i}{2\pi}; \quad (1.19)$$

Заметим, что в областях электродов электронный газ отсутствует, и температура и концентрация электронов не рассчитываются. В области анода уравнение конвективной диффузии паров металла не решается.

В случаях, когда расчетная область заканчивается поверхностью анода, обычно ставятся условия прилипания газа и непроницаемости поверхности. Температура и концентрация электронов определяются из условия равенства нулю первой производной по нормали к поверхности, распределение температуры тяжелых частиц полагается гауссовским с осевым значением, равным температуре плавления материала анода, линии электрического тока ортогональны к поверхности анодного пятна, вне пятна ток отсутствует.

В работе поставлены граничные условия на поверхности анода для случая совместного рассмотрения потоков электродуговой плазмы и потоков расплавленного металла сварочной ванны анода с учетом их взаимного сопряжения в приближении локально термодинамического равновесия. Эти граничные условия расширены для случая двухтемпературной плазмы и представлены в следующем виде:

- границу «дуга-анод» считаем горизонтальной линией раздела двух вязких несмешивающихся жидкостей, то есть  $\psi = 0$ .

- для переменной «напряженность вихря» учитывается вязкое взаимодействие потоков электрической дуги со сварочной ванной и эффект Марангони:

$$\mu_p \frac{\partial v_p}{\partial z} = \mu_{an} \frac{\partial v_{an}}{\partial z} - \frac{\partial \alpha}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r}, \quad \text{т.е.} \quad \mu_p w_p r = \mu_{an} w_{an} r - \frac{\partial \alpha}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r}; \quad (1.20)$$

где индекс « $p$ » относится к дуговой плазме, индекс « $an$ » — к материалу анода.

- при постановке условий для температуры на границе «плазма-жидкий металл» учитывается, что тепловой поток на поверхность анода формируется электронами и тяжелыми частицами, а тепловые потери с поверхности сварочной ванны включают радиационные потери и потери на испарение:

$$\lambda_{ep} \frac{\partial T_{ep}}{\partial z} + \lambda_p \frac{\partial T}{\partial z} + j_a \frac{k}{e} \left( \frac{5}{2} - D_T \right) T_{ep} = \lambda_{an} \frac{\partial T}{\partial z} + j_a \varphi_0 - \sigma_e \varepsilon (T_a^4 - T_0^4) - W_0 h_{fg}; \quad (1.21)$$

где  $\varphi_0 = \frac{kT_e}{e} \ln \left( \frac{\sigma_{\text{ан}} \sqrt{\frac{kT_e}{\pi m_e}}}{4(j_{\text{ан}} + j_{\text{ар}} + j_{\text{ат}} + j_{\text{р}} + j_{\text{с}} + j_{\text{д}})} \right)$  - потенциал плазмы относительно

поверхности анода,  $\lambda_{\text{эп}}, \lambda_{\text{р}}$  - электронный коэффициент теплопроводности и теплопроводность электрической дуги на границе,  $\lambda_{\text{ан}}$  - коэффициент теплопроводности анода,  $j_{\text{ан}}$  - плотность тока на поверхности анода,  $\sigma_{\text{э}}$  - коэффициент Стефана-Больцмана,  $\varepsilon$  - излучательная способность анода,  $h_{\text{ф}}$  - удельная теплота испарения,  $W_{\text{в}}$  - скорость испарения, которая находится из следующего приближения:  $\log W_{\text{в}} = A_{\text{в}} + \log P_{\text{атм}} - 0,5 \log T$ ,  $A_{\text{в}}$  - постоянная, зависящая от материала обрабатываемого изделия,  $P_{\text{атм}}$  - атмосферное давление.

Таким образом, в процессе сквозного счета решением данного граничного условия определяется температура на поверхности анода.

- для определения распределения концентрации паров металла полагают, что единственным источником генерации атомов металла является поверхность анода, температура которой выше температуры плавления материала анода, на остальных границах концентрация равно нулю. При диффузионном режиме испарения предполагается, что скорость диффузии частиц пара мала, т. е. состояние пара близко к насыщению. В качестве такого условия можно выбрать равенство парциального давления тяжелых частиц испаренного металла на этой границе давлению насыщенного пара  $p_{\text{в}}$  над поверхностью расплавленного металла, имеющего температуру  $T_{\text{ж}}$ .

Концентрация паров металла на поверхности анода, где температура выше температуры плавления определяется выражением:

$$C_{\text{м}} = \frac{p_{\text{в}} M_{\text{рл}}}{\rho k T_{\text{ан}}} \quad (1.22)$$

где  $p_{\text{в}}$  - давление насыщенных паров металла, которое является функцией температуры  $T_{\text{ан}}$  поверхности сварочной ванны:

$$p_{\text{в}} = P_{\text{атм}} \exp \left( \frac{A_{\text{ф}}}{k} \left( \frac{1}{T_{\text{б}}} - \frac{1}{T_{\text{в}}} \right) \right)$$

где  $T_{\text{б}}$  - температура кипения;  $A_{\text{ф}}$  - работа выхода атома металла анода

- граничные условия для функции электрического тока устанавливают ортогональность линий тока дуги и обрабатываемого изделия к границе раздела:

$$\frac{\partial \chi_{\text{р}}}{\partial x} = \frac{\partial \chi_{\text{сп}}}{\partial x} \quad (1.23)$$

В сварочных дуговых процессах явления в анодной области дуги играют исключительно важную роль, именно они определяют долю передаваемой аноду энергии дуги и соответственно характер нагрева и плавления основного металла. Форма зоны контакта плазмы с поверхностью анода обусловлена действием ряда факторов, таких как ток дуги, давление, род плазмообразующего газа, скорость движения плазмы и т. д. Математические модели, рассматривающие электродугую плазму вместе с поверхностью анода при задании анодного пятна обычно рассматривают контрагированную (сжатая) и диффузную привязки (распределенная по большой поверхности).

Рассматривая контрагированную привязку ( $R_{\text{ан}}$  радиус анодного пятна от 3 до 4,5 мм в зависимости от силы тока) условия на поверхности анода ставятся следующим образом:

$$w = 0; \quad \psi = 0; \quad T_{\text{ан}}(r) = (T_{\text{плав}} - T_0) \left(1 - \frac{r}{R_{\text{ан}}}\right)^m \left(1 + \frac{r}{R_{\text{ан}}} m\right) + T_0 \quad (1.24)$$

$T_{\text{ан}}$  - температура тяжелых частиц на поверхности анода,  $m$  - степень наполнения профиля температуры,  $R_{\text{ан}}$  - радиус анодного пятна.

$$\frac{\partial T_{\text{э}}}{\partial n} = 0; \quad n_{\text{э}} = n_{\text{э}}(r, z_k); \quad \chi_k = \frac{i}{2\pi \int_0^r \sigma_{\text{р}} dr} \times \int_0^r \sigma_{\text{т}} dr; \quad (1.25)$$

### Метод решения

Решение системы МГД уравнений проводится методом конечных разностей в переменных «вихрь-функция тока» по методике. Расчетная область покрывается прямолинейной ортогональной неравномерной сеткой размерности  $\{r_j\} = 0,1, \dots, MR + z_l; l = 0,1, \dots, MZ$ .

Конечно-разностная аппроксимация осуществляется интегро-интерполяционным методом, в результате которой каноническое уравнение (1.14) приводится к системе линейных алгебраических уравнений, связывающую искомую функцию в узле пятиточечной разностной схемы с ее значениями в четырех соседних узлах. Полная система линейных алгебраических уравнений включает в себя рекуррентную форму последовательных смещений для внутренних узлов сеточной области и граничные условия, содержащие узловое точки на начальном и конечном сечениях, оси симметрии, стенках канала плазматрона.

Первые производные аппроксимировались конечными разностями, «ориентированными против потока», вторые производные - центральными разностями. В результате разностной аппроксимации получаем систему алгебраических уравнений для внутренних точек области. Для замыкания системы необходимы алгебраические уравнения для граничных точек. Полученная система алгебраических уравнений решалась итерационным методом Зейделя-Гаусса с использованием нижней релаксации,

$$\varphi_{LJ}^v = a(\varphi_{LJ-1}^{v-1} F_{LJ-1} + \varphi_{LJ+1}^{v-1} F_{LJ+1} + \varphi_{L-1J}^{v-1} F_{L-1J} + \varphi_{L+1J}^{v-1} F_{L+1J} + D_{LJ}) + (1-a)\varphi_{LJ}^{v-1} \quad (1.26)$$

где  $v$  - номер итерации;  $F_{LJ}$  - коэффициенты;  $D_{LJ}$  - свободный член;  $0 < a \leq 1$  - параметр нижней релаксации. Критерием окончания итерационного процесса является условие:

$$\max_{LJ} \frac{|\varphi_{LJ}^v - \varphi_{LJ}^{v-1}|}{\max |\varphi_{LJ}^{v-1}|} < \varepsilon \quad (1.27)$$

Производные, входящие в граничные условия, аппроксимируются разностями второго порядка точности. Напряженность вихря вычисляется в узлах сетки, отстоящих на один шаг от границ.

Во второй главе для решения задач численного и физического моделирования рабочих процессов плазменных установок различного назначения первостепенной задачей является определение данных об ионизационном составе, термодинамических функциях, оптических и транспортных свойствах плазмы сложного состава в широком диапазоне изменения температур, характерных для плазменных процессов. Расчеты проводились для семикомпонентной двухтемпературной частично ионизованной аргоновой плазмы с парами железа, содержащей электроны, нейтральные, однократно и двукратно ионизированные атомы аргона и железа, решена задача определения равновесного компонентного состава при  $P=101325 \text{ Па}$ , в температурном диапазоне от 300 до 25000K.

Состав плазмы определяется из уравнений непрерывности электронного газа, закона Дальтона и условия квазинейтральности. В случае ионизационного равно-

весия, когда процессы ионизации и рекомбинации частиц локально уравновешены ( $\dot{n}_e = 0$ ), вместо уравнения непрерывности электронов используется закон действующих масс (уравнение Саха). В диапазоне температур, характерных для электродуговой сварки состав аргоновой плазмы включает 4 вида частиц: электроны, атомы аргона, однократно и двукратно ионизированные атомы аргона ( $e, Ar, Ar^+, Ar^{++}$ ); также в задаче учитывались нейтральные, однократно и двукратно ионизированные атомы паров железа ( $Fe, Fe^+, Fe^{++}$ ).

Таким образом, для определения состава многокомпонентной плазмы при наличии паров металла с поверхности сварочной ванны используем:

• Уравнение Саха с учетом неидеальности плазмы для каждой из составляющих состава плазмы:

$$\frac{n_{\alpha Z+1} n_e}{n_{\alpha Z}} = 2 \frac{\theta_{\alpha Z+1}}{\theta_{\alpha Z}} \left( \frac{2\pi m_e k T_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{E_{\alpha Z} - \Delta E_{\alpha Z}}{k T_e} \right)$$

где  $n_{\alpha}$  – концентрация электронов,  $n_{\alpha Z}$  – концентрация однократно и двукратно ионизированного аргона, однократно и двукратно ионизированного железа соответственно ( $\alpha Z = Ar^+, Ar^{++}, Fe^+, Fe^{++}$ ),  $n_{\alpha}$  – концентрация нейтральных атомов ( $\alpha = Ar, Fe$ );  $\theta_{\alpha Z}$ ,  $\theta_{\alpha Z+1}$  – статистические суммы для атомов и ионов сорта  $\alpha$ ;  $h$  – постоянная Планка;  $m_e$  – масса электрона,  $E_{\alpha Z}$  – энергия ионизации для перехода частиц сорта  $\alpha$  из зарядового состояния  $Z$  в состояние  $Z+1$ ;  $\Delta E_{\alpha Z}$  – снижение энергии ионизации, обусловленное взаимодействием заряженных частиц плазмы;

•  $E_{\alpha Z}$  оценивается в приближении Дебая-Хюккеля:  $E_{\alpha Z} = \frac{(Z+1)e^2}{4\pi\epsilon_0 r_D}$ ;

• Радиус Дебая:  $r_D = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 k T_e}{e^2 (n_e + n_{Ar} + 4n_{Ar^{++}} + n_{Fe} + 2n_{Fe^{++}})}}$ ;

где  $\epsilon_0$  – диэлектрическая постоянная;

• Закон Дальтона:  $P = n_e k T_e + (n_{Ar} + n_{Fe} + n_{Ar^+} + n_{Ar^{++}} + n_{Fe^+} + n_{Fe^{++}}) k T$

• Предположение квазинейтральности:  $n_e = n_{Ar^+} + 2n_{Ar^{++}} + n_{Fe^+} + 2n_{Fe^{++}}$

• Содержание железа в аргоновой:  $C_m = \frac{n_{Fe} + n_{Fe^+} + n_{Fe^{++}}}{n_{Ar} + n_{Ar^+} + n_{Ar^{++}} + n_{Fe} + n_{Fe^+} + n_{Fe^{++}}}$

Для железа  $\theta_{\alpha Z}$  рассчитывалась по формуле Планка-Ларкина:

$\theta_{\alpha Z} = \sum_{m=1}^{m_{max}} g_m \exp \left( -\frac{E_m}{k T} \right)$ , где  $g_m$  – статистический вес  $m$ -того электронного уровня с энергией  $E_m$ . При вычислении статистической суммы суммирование проводилось по всем известным энергетическим уровням:  $m=479$  – для атомов железа ( $Fe$ ),  $m=412$  – для однократно ионизированных атомов железа ( $Fe^+$ ) и  $m=564$  – для двукратно ионизированных атомов железа ( $Fe^{++}$ ). На рис.2.1 показаны результаты расчетов статистической суммы железа в диапазон температур от 1000 до 25000К.

Таким образом, для расчета состава 7-компонентной плазмы мы имеем систему из 12 уравнений с 12 неизвестными параметрами:  $n_e, n_{Ar}, n_{Ar^+}, n_{Ar^{++}}, n_{Fe}, n_{Fe^+}, n_{Fe^{++}}, \Delta E_{Ar^+}, \Delta E_{Ar^{++}}, \Delta E_{Fe^+}, \Delta E_{Fe^{++}}, r_D$ . Решение системы выполнено итерационно методом Ньютона-Ралсона с использованием метода нижней релаксации для выполнения сходимости.

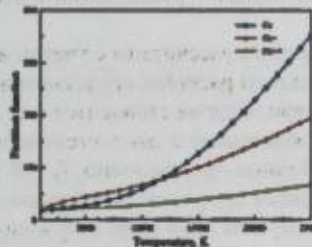


Рис.2.1. Зависимость от температуры значений статистической суммы атомов и ионов железа  $Fe, Fe^+, Fe^{++}$ .

Результаты расчета равновесного состава двухтемпературной аргоновой плазмы при 1% содержании паров железа при атмосферном давлении приведены на рис.2.2. Ионы железа начинают возникать при температуре 5500К, (ионизационный потенциал 7,68 эВ), тогда как ионы  $Ar$  (первый ионизационный потенциал 15,75 эВ) показывает значительную концентрацию при гораздо более высокой температуре.

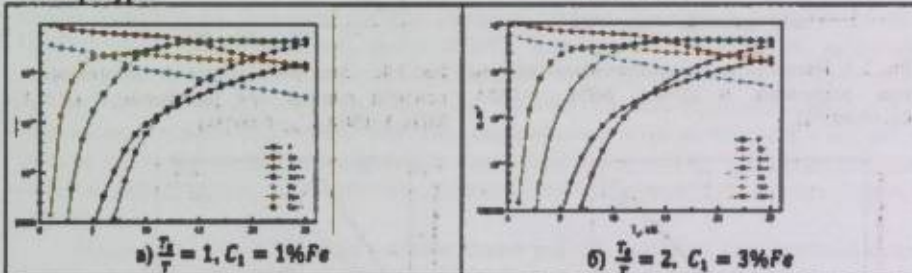


Рис.2.2. Состав аргоновой плазмы с различным содержанием железа,  $P=1$ атм.

До 7000К наличие электронов обусловлены ионизацией атомов железа и выше 8000К – ионизацией атомов аргона. Двукратная ионизация атомов железа происходит при более низких температурах, в сравнении с аргоном, но уже в области высокой ионизации плазмы приводит к небольшому вкладу в результирующую электронную плотность. Довольно высокая концентрация электронов ( $n_e \sim 10^{20} m^{-3}$ ) приводит к преобладанию столкновительных процессов, стремящихся привести электронную подсистему к равновесному распределению по скоростям.

На основе классического и квантово-механического расчетов определены термодинамические коэффициента –плотность, энтальпия и теплоемкость аргоновой плазмы с парами железа.

При вычислении транспортных коэффициентов требуются интегралы столкновений всех пар взаимодействующих частиц, которые описываются потенциалом взаимодействия, зависящей от относительной кинетической энергии взаимодействующих частиц. При рассмотрении взаимодействия нейтральных атомов использовался потенциал Леннарда-Джонса, при взаимодействии атома со своим ионом учитывались процессы как упругих, так и неупругих взаимодействий – резонансная перезарядка, взаимодействия двухзарядовых ионов со своими атомами рассматривалась в приближении поляризационного потенциала, столкновения атомов с чужими ионами – поляризационный потенциал, потенциал взаимодействия заряженных частиц брался с



учетом экранировки поля заряда окружающими ионами и электронами согласно теории Дебая-Хюккеля.

Коэффициенты переноса рассчитаны с учетом высших приближений метода Чепмена-Энскога и результаты расчетов представлены на рисунках 2.3-2.6.

Радиационные потери энергии становятся еще более существенными в присутствии легкоионизируемых компонент с относительно низкими энергиями возбуждения атомов и ионов. Для сварочных дуг, имеющих  $T_e = T_i \leq 10^4$  К, излучение рекомбинации преобладает над тормозным излучением электронов и имеется преимущественно сплошной спектр с максимумом длин волн излучения в видимой и ультрафиолетовой областях оптического диапазона 0,3... 1,0 мкм.

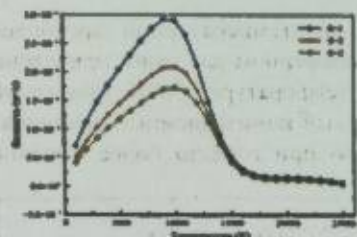


Рис.2.3. Вязкость многокомпонентной плазмы при различных  $\theta$  ( $P=0.1$  МПа,  $I=150$  А,  $C_{Fe}=0.001\%$ ).

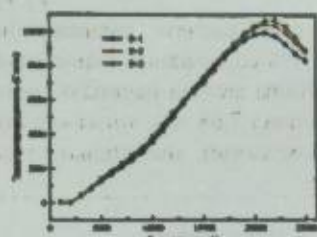


Рис.2.4. Электропроводность многокомпонентной плазмы при различных  $\theta$  ( $P=0.1$  МПа,  $I=150$  А,  $C_{Fe}=0.001\%$ ).

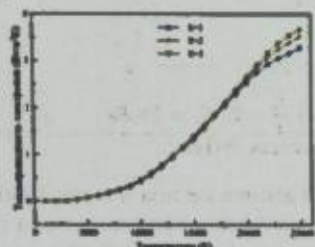


Рис.2.5. Электронная теплопроводность и теплопроводность тяжелых частиц многокомпонентной плазмы при различных  $\theta$  ( $P=0.1$  МПа,  $I=150$  А,  $C_{Fe}=0.001\%$ ).

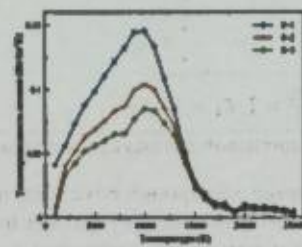


Рис.2.6 Амбиполярная диффузия многокомпонентной плазмы при различных  $\theta$ ,  $C_{Fe}=0.001\%$

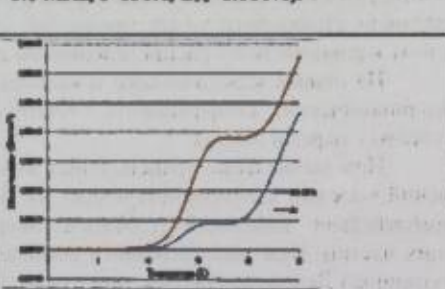


Рис.2.7 Излучение аргоновой плазмы с парами железа

Радиационные потери рассчитываются для линейчатого и сплошного спектра по следующей формуле:

$$\varphi(T_e) = \frac{4\pi}{(4\pi\epsilon_0)^3} \frac{16\pi e^6}{\sqrt{6\pi m_e^3 k}} \sum_{l \neq n} \frac{n_l n_e}{\sqrt{T_e}} z_l^2 \frac{4kT_e}{h} + \sum \frac{hc}{\lambda_{kl}} n_j \frac{g_k}{U_j} \exp\left(-\frac{E_k}{kT_e}\right)$$

Для атомов железа расчеты были проведены в диапазоне длин волн от 300 до 25000 Å. Вероятности перехода для атомов и ионов железа состоит из 42934 перехода: 15096 переходов для FeI, 18448 переходов для иона железа, 9390 для Fe III. Результаты расчетов представлены на рисунке 2.7

В третьей главе представлены результаты численных исследований по вышеописанной модели. Численные исследования двухтемпературной многокомпонентной аргоновой плазмы проводились: - без учета взаимодействия с потоками сварочной ванны; - совместное рассмотрение процессов дуги и сварочной ванны без испарения; - исследовано влияние наличия паров анодного металла на физические процессы многокомпонентной плазмы; - исследовано влияние стабилизирующих стенок и силы тока на процессы в дуге и сварочной ванне;

Расчеты проведены при токах 150, 200 А, давление  $P=0.1$  МПа. Размеры дуги у катода принимались равными размеру цилиндрического электрода и равны 3.5 мм. Температура в центре катодного пятна 18000К. Боковые стенки катода и стабилизирующие стенки поддерживаются при температуре  $T=300$ К. Расстояние до стабилизирующих стенок меняется от 10мм до 12мм. Положительным анодом является горизонтальная стальная пластина с высоким содержанием железа, боковые стороны и нижняя часть которой поддерживаются при температуре 300К. Теплофизические свойства анода зависят от температуры, скрытая теплота плавления металла учтена в энтальпии.

На рисунке 3.1 и 3.2 представлены линии равных расходов газа и линии электрического тока в нижней части плазматрона без учета взаимодействия со сварочной ванной. В области катода вследствие расширения дуги электромагнитные силы вовлекают окружающий газ в столб и ускоряют его в направлении к аноду. Поток плазмы набегает на анод и растекается в радиальном направлении, способствуя выносу тепла из приосевой области анода на периферию. Это приводит к сгущению изотерм у анода и вытягиванию их в радиальном направлении, формируя характерную «колоколообразную» форму видимой границы дуги. Через высокотемпературные области приосевой зоны проходит лишь небольшая часть потока, значительная часть расхода газа приходится на относительно холодные периферийные зоны. В случае неравновесной плазмы максимальный расход, вовлеченный в основную вихрь 0.12 г/сек, по ЛТР модели 0.04 г/сек.

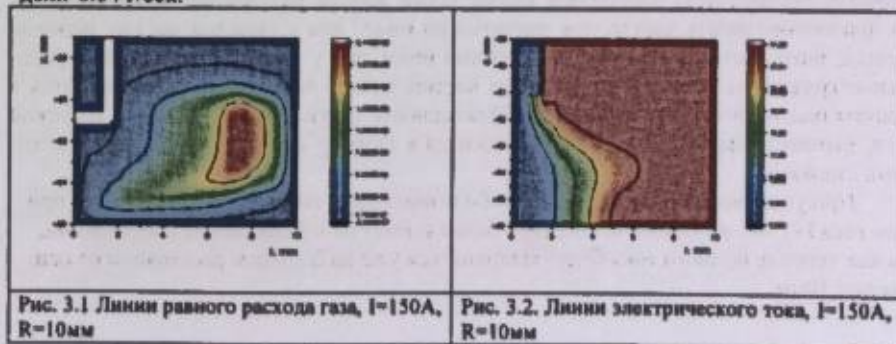


Рис. 3.1 Линии равного расхода газа,  $I=150$  А,  $R=10$  мм

Рис. 3.2 Линии электрического тока,  $I=150$  А,  $R=10$  мм

На рисунке 3.3 представлены температурные поля электронов и тяжелых частиц без учета сварочной ванны. На формирование температурного поля электронов, в первую очередь, влияет картина линий электрического тока. Температурные поля тяжелых частиц, как было описано выше, сформированы взаимным влиянием электромагнитных и газодинамических сил. В центральной части плазменного столба дуга почти термически равновесна, заметная неравновесность проявляется вблизи анода и на периферии дуги, где коэффициент термической неравновесности  $\theta$  достигает значений, равных 5-6. Дуговая плазма сильно ионизирована, для плотности электронов получены значения порядка  $10^{23} \text{ м}^{-3}$ .

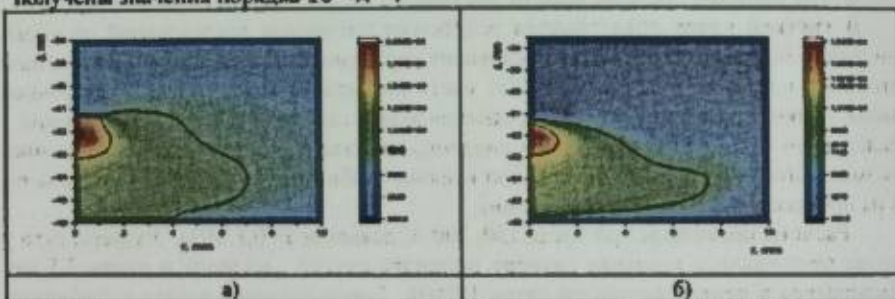


Рис. 3.3. Распределение температуры электронов (а) и тяжелых частиц (б),  $I=150 \text{ A}$ ,  $R=10 \text{ мм}$

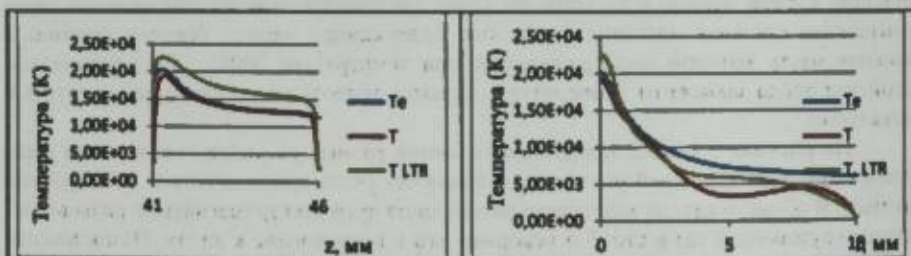


Рис. 3.4. Осевые температуры,  $I=150 \text{ A}$ ,  $R=10 \text{ мм}$

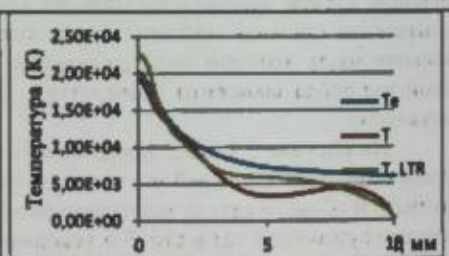


Рис. 3.5. Радиальные распределения температур на расстоянии 0.4 мм от катода

На рисунке 3.4-3.5 представлены осевые и радиальные температуры электронов и тяжелых частиц в столбе электрической дуги для неравновесной модели и для модели ЛТР. Соотношения между  $T$  и  $T_e$  определяются столкновительными процессами и взаимодействием электронов с электрическим полем. Характер температуры тяжелых частиц на рисунке 3.5 объясняется нелинейностью коэффициента теплопроводности. Профили температуры электронов имеют более низкие радиальные градиенты, так как теплопроводность электронов значительно ниже, чем у тяжелых частиц, поэтому перенос тепла в сторону стенок электронами ниже, чем у тяжелых частиц. Зная радиальные градиенты температуры тяжелых частиц, можно определить тепловой поток к стенкам плазматрона, влияющий на эффективность струи дуги. В условиях короткой дуги, значительная часть энергии переносится в сторону анода по сравнению с боковыми стенками.

При увеличении расстояния до стабилизирующих стенок с 10 мм до 12 мм при силе тока  $I=150 \text{ A}$  изолинии температур более вытянуты в радиальном направлении, так как условие полного тока будет выполняться уже на большем расстоянии от оси, чем при 10 мм.

С увеличением силы тока до 200 А, как видно из рисунка 3.6, проявилась нелинейность коэффициента энергообмена от температуры в виде ступенчатого распределения температуры тяжелых частиц в диапазоне температур, соответствующих второй ионизации аргона. Единственным источником нагрева тяжелых частиц являются упругие столкновения с электронами, поэтому характер коэффициента энергообмена в области непосредственно влияет на формирование температурных полей тяжелых частиц.

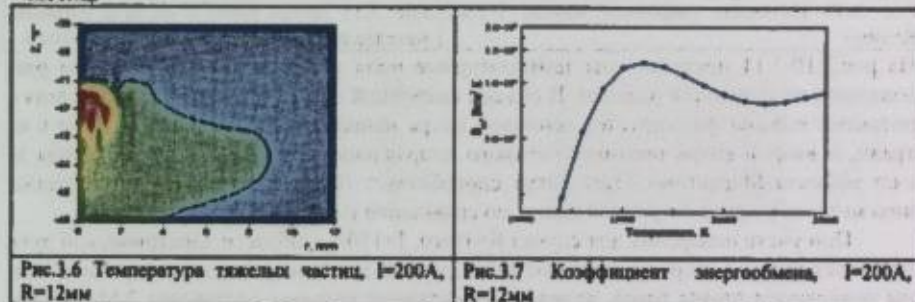


Рис.3.6 Температура тяжелых частиц,  $I=200 \text{ A}$ ,  $R=12 \text{ мм}$

Рис.3.7 Коэффициент энергообмена,  $I=200 \text{ A}$ ,  $R=12 \text{ мм}$

При совместном рассмотрении плазмы и сварочной ванны без учета испарения с анода поставленные граничные условия оказывают заметное влияние на гидродинамические потоки в столбе электрической дуги.

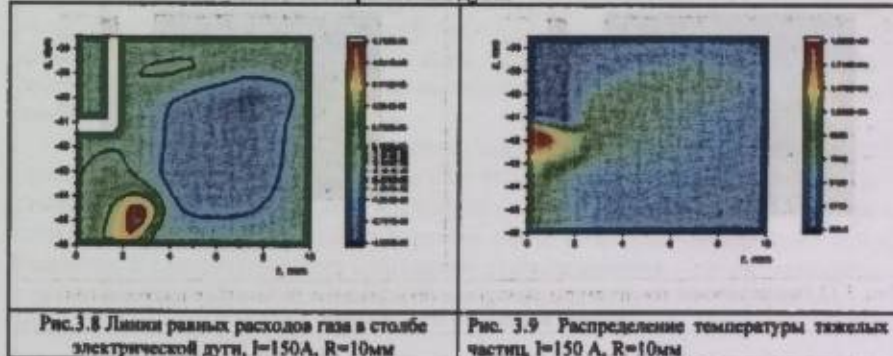


Рис.3.8 Линии равных расходов газа в столбе электрической дуги,  $I=150 \text{ A}$ ,  $R=10 \text{ мм}$

Рис. 3.9 Распределение температуры тяжелых частиц,  $I=150 \text{ A}$ ,  $R=10 \text{ мм}$

Вязкость жидкого металла на несколько порядков выше вязкости плазмы, поэтому они тормозят движение плазмы в радиальном направлении и от краев сварочной ванны формируется отраженный поток-обратный вихрь, направленный от поверхности анода в сторону катода. В приосевой части за счет электромагнитных сил образуется положительный вихрь, а у стенок катода за счет взаимодействия с отрицательным вихрем наблюдается небольшой положительный вихрь. Силы вязкого трения вовлекают в движение между этими вихрями прилегающий газ и в области катода дуга радиально расширяется (рис. 3.8). Такие гидродинамические потоки формируют следующую тепловую картину тяжелых частиц (рис.3.9): столб дуги, как бы, контрагируется у поверхности сварочной ванны и расширяется в верхней катодной части столба дуги. Температурное поле электронов заметно не изменяется, так как вязкость определяется в основном характером течения тяжелых частиц.

При увеличении расстояния до стабилизирующих стенок до 12 мм увеличивается влияние конвективных потоков, способствующих выносу тепла в радиальном направлении и дуга расширяется в области анода, принимая колокообразную форму.

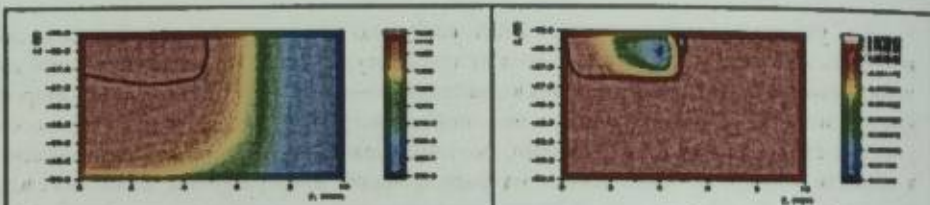


Рис. 3.10 Изотермы сварочной ванны,  $I=150$ ,  $R=10$ мм

Рис. 3.11 Линии равного расхода жидкого металла сварочной ванны,  $I=150$ А,  $R=10$ мм

На рис.3.10-3.11 представлены температурные поля и линии равных расходов расплавленного металла в изделии. В объеме сварочной ванны за счет взаимодействия с потоками плазмы формируется основной вихрь направленный от центра ванны к ее краям, и второй вихрь противоположного направления образуется у краев ванны за счет эффекта Марангони. Этот вихрь способствует более интенсивному проплавлению металла у краев сварочной ванны по сравнению с осевой частью.

При учете испарения для случая  $R=10$ мм,  $I=150$ А в области электрической дуги обратного вихря в сторону катода не наблюдается. Над поверхностью сварочной ванны появляются атомы паров железа, концентрация которых составляет 3.5%, из результатов численного расчета получено, что пары присутствуют в большей мере в приосевой части потока плазмы (рис.3.13).

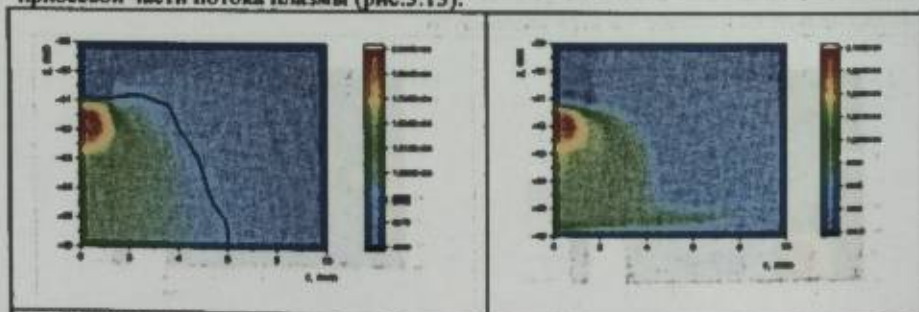


Рис. 3.12 Распределение температуры электронов (а) и тяжелых частиц (б) в плазме аргона с парами железа,  $I=150$  А,  $R=10$ мм

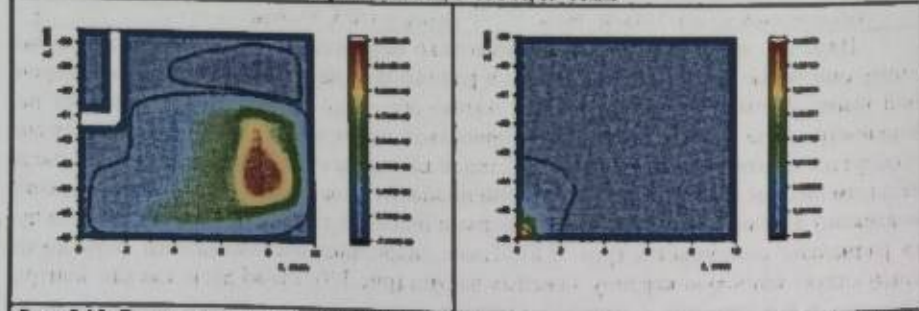


Рис. 3.13 Линии равных расходов газа и концентрации паров металла в аргоновой плазме,  $I=150$ А,  $R=10$ мм

Температура на оси сварочной ванны при учете испарения составляет 2200К, а без учета испарения-1870К (рис.3.14). Испарение атомов с поверхности должно было привести к охлаждению поверхности сварочной ванны, как в случае ЛТР модели. Однако, наличие обратного потока от анода в сторону катода естественно

охлаждает поверхность сварочной ванны. Наличие паров металла приводит к увеличению электропроводности в области относительно низких температур, что приводит к уменьшению радиуса токопроводящего столба и, соответственно, уменьшению радиальных размеров сварочной ванны. А плотность тока в осевой части увеличивается, отсюда и увеличение глубины проплавления металла. У краев ванны обратный вихрь не наблюдается, то есть испарение уменьшает роль эффекта Марангони.

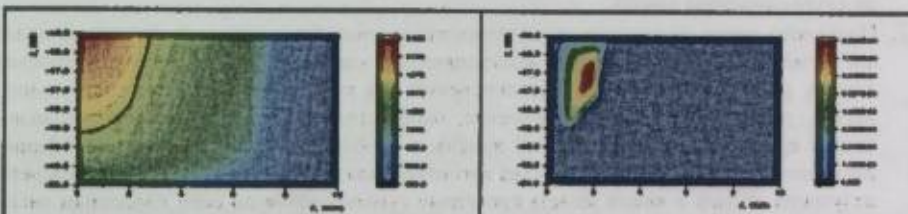


Рис.3.14 Изотермы и линии равных расходов жидкого металла при учете испарения,  $I=150$ А,  $R=10$ мм

При увеличении расстояния до стабилизирующих стенок возрастает роль конвективных сил, зона влияния паров металла на свойства дуги увеличивается радиально, но уменьшается аксиально, как видно из рисунка 3.15. Именно в этой области происходит заметное изменение теплофизических свойств плазмы, приводящее к сужению основания столба дуги, что видно из рисунка 3.16. В остальной части дуги малая концентрация частиц железа не оказывает влияние на параметры плазмы.

В аргоновой плазме при наличии паров металла увеличивается величина полной газовой теплопроводности за счет теплопроводности атомов железа, вследствие чего, в прианодном слое усиливается сжатие разряда. С последующим увеличением тока разряд переходит в режим доминирования электронной теплопроводности, и величина радиуса контракции стабилизируется, причем, электроны передают свою энергию главным образом в столкновениях с нейтральными частицами.



Рис.3.15. Концентрация паров железа в столбе дуги,  $I=150$ ,  $R=12$ мм

Рис.3.16 Температура тяжелых частиц,  $I=150$ ,  $R=12$ мм

Плотности компонентов тока вычислялись по формулам:

$$j_e = -\frac{1}{4}en_e\sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_e}}\exp\left(\frac{-e\phi_R}{kT_e}\right), \quad j_{a+} = \frac{1}{4}en_a\sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m_{a+}}}$$

Расчитанное общее падение потенциала лежит в пределах от 6 до 12 Вольт, что соответствует литературным и экспериментальным данным.

Основные результаты диссертационной работы можно сформулировать следующим образом:

1. Развита математическая модель взаимодействия потоков многокомпонентной аргоновой плазмы с потоками расплавленного металла сварочной ванны с учетом явления испарения металла с поверхности обрабатываемого изделия на основе уравнений двухжидкостной магнитной газодинамики с постановкой условий на границе перехода «дуга-сварочная ванна».
2. Проведено термодинамическое моделирование многокомпонентной аргоновой плазмы с парами железа, определен ионизационный состав аргоновой плазмы с парами железа, рассчитаны интегралы столкновений для каждой пары взаимодействующих частиц, рассчитаны термодинамические, переносные свойства термически неравновесной аргоновой плазмы с парами железа, и необходимые кинетические коэффициенты, получены оптические свойства аргоновой плазмы с парами железа, при расчете излучения атомов и ионов железа проведено суммирование по всем известным энергетическим переходам.
3. Проведены численные исследования влияния силы тока и расстояния до стабилизирующих стенок плазматрона на теплофизические характеристики многокомпонентной неравновесной двухтемпературной аргоновой дуги с парами железа и обрабатываемого изделия. При этом установлено, что с увеличением силы тока от 150 до 200 А в ядре электрической дуги проявляется нелинейность коэффициента энергообмена и уменьшение коэффициента упругого столкновения электронов с тяжелыми частицами в дуговой плазме в диапазоне температур, соответствующей второй ионизации атома аргона и это может привести к ступенчатому распределению температуры в ядре электрической дуги. Выявлено, что при соотношении длины дуги и расстояния до стабилизирующих стенок  $\frac{L}{r} \leq 2$  близость электрода и стенок приводит к формированию от краев сварочной ванны возвратного течения в сторону катода, что приводит к расширению дуги в области катода и контрагированию дуги в области анода.
4. Проведены численные исследования влияния паров металла на тепловые, газодинамические и электромагнитные свойства термически неравновесной многокомпонентной электродуговой плазмы и изделия. Установлено, что наличие паров металла приводит к заметному увеличению электропроводности в области относительно низких температур, снижению плотности тока, и соответственно, уменьшению радиальных размеров сварочной ванны более чем на 40%. В аргоновой плазме при наличии паров металла увеличивается величина полной газовой теплопроводности за счет теплопроводности атомов железа и вторичной ионизации, вследствие чего, в прианодном слое усиливается сжатие разряда.
5. Получены результаты численных расчетов влияния процесса испарения с поверхности расплавленного металла на параметры сварочной ванны. Установлено, что учет испарения атомов металла с поверхности анода уменьшает влияние эффекта Марангони на форму сварочной ванны за счет возрастания электромагнитной силы Лоренца, что и приводит к уменьшению радиальных размеров сварочной ванны и увеличению глубины проплавления. Поставленные условия на границе «плазма-анод» позволили определить, что падение анодного потенциала лежит в пределах 6-12 В, что соответствует экспериментальным и литературным данным.

1. Медралиева Б.Н. Численный анализ гидродинамических процессов сварочной ванны при электродуговой сварке [Текст] / Жайнаков А.Ж. Султангазиева Р.Т. Медралиева Б.Н. // Совместный вып. «Вычислительной технологии» Вестн. КАЗ-НУ им. аль-Фараби. Серия математика, механика, информатика. -Алматы, 2015. – Т.20.- №3 (86). - С. 208-215.
2. Медралиева Б.Н. Численное моделирование процессов электродуговой сварки в замкнутом объеме [Текст] / Султангазиева Р.Т. Медралиева Б.Н. // Вестник Кыргызского государственного университета строительства, транспорта и архитектуры им.Н.Исанова, Вестник 2(48) 2015, стр.84-92, г.Бишкек
3. Медралиева Б.Н. Сопряженные задачи теплообмена при плазменно-дуговой сварке металлов [Текст] / Кабаева Г.Д. Султангазиева Р.Т. Медралиева Б.Н. // Вестник Кыргызско-Российского Славянского университета, Том 16, №1, 2016, стр.57-62, г.Бишкек
4. Медралиева Б.Н. Влияние эффекта Марангони на гидродинамические процессы в сварочной ванне при электродуговой сварке [Текст] / Султангазиева Р.Т. Медралиева Б.Н. // Теоретический и прикладной научно-технический журнал Известия Кыргызского государственного технического университета им.И.Раззакова, №3(36), 2015, стр.225-229, г.Бишкек.
5. Медралиева Б.Н. Современные средства компьютерного моделирования задач плазменно-дуговой сварки [Текст] / Жайнаков А.Ж. Султангазиева Р.Т. Медралиева Б.Н. // Теоретический и прикладной научно-технический журнал Известия Кыргызского государственного технического университета им.И.Раззакова, №3(39), часть 1, 2016, стр.92-100, г.Бишкек.
6. Медралиева Б.Н. Компьютерное моделирование влияния паров металлов на электродуговую ванну [Текст] / Жайнаков А.Ж. Султангазиева Р.Т. Медралиева Б.Н. // «Математические информационные технологии» МИТ-2016 Вриачка Баня, Сербия; Будва, Черногория 05 – 14 сентября 2016г.; стр.312-323.
7. Медралиева Б.Н. Математическое моделирование процессов в плазматроне для плазменной утилизации отходов [Текст] / Жайнаков А.Ж. Кабаева Г.Ж. Султангазиева Р.Т. Медралиева Б.Н. // Теоретический и прикладной научно-технический журнал Известия Кыргызского государственного технического университета им.И.Раззакова, №3(47), 2018, стр.477-485, г.Бишкек.
8. Медралиева Б.Н. Взаимодействие потоков многокомпонентной электродуговой плазмы с обрабатываемым изделием [Текст] / Жайнаков А.Ж. Султангазиева Р.Т. Медралиева Б.Н. // 47я Международная научная конференция Евразийского Научного Объединения, стр.34-42, Россия. г. Москва, январь 2019.
9. Медралиева Б.Н. Моделирование процессов сварочной ванны при электродуговой сварке [Текст] / Жайнаков А.Ж., Султангазиева Р.Т., Медралиева Б.Н. // Евразийское научное общество, Интеграция науки в современном мире, LII Международная научная конференция, Россия. Москва, июнь 2019.

Медралиева Бубусара Ниссебековнанын «Плазмалык ширетүүдө жылуулук алмашуунун тутумдаш маселелерин сандык моделдөө» деген темадагы 01.04.14 – Жылуулук физика жана теоретикалык жылуулук техника адистиги боюнча физика-математика илимдеринин кандидаты окумуштуулук даражасын алуу үчүн жазган диссертациясынын

### РЕЗЮМЕСН

**Урунттуу сөздөр:** жаа плазмасындагы электр магниттик, жылуулук жана газ динамикасынын кубулуштары, иштетилүүчү металл, сандык моделдештирүү, металл буусу.

**Изилдөө объектиси:** эритилген жаалык плазмадан, аноддук суюк темирдин агымынын жана плазматрондон түзүлгөн плазманын электрдик жаалык агымы.

**Иштин максаты:** Иштин максаты болуп ширетүү процессине таасирленүүчү параметрлерди изилдөө үчүн эки температуралуу көп компоненттүү аргондук жаанын ширетүүчү ваннанын үстүнкү бети менен өз ара айкалышынын математикалык моделин өнүктүрүүнүн тутумдашмаселесин коюу эсептелет.

**Изилдөө ыкмалары:** математикалык моделдөө, сандык эксперимент.

**Алынган натыйжалар жана алардын жаңылыгы:**

– Эки суюктуктук магниттик газдык динамикалык теңдемелердин негизинде иштетилүүчү буюмдун үстүнкү бетиндеги темирдин атомдорунун буулануусун эске алуу менен ширетүүчү ваннадагы эритилген темирдин агымы менен көп компоненттүү аргондук плазманын агымдарынын өз ара айкалышуусунун математикалык модели өркүнөтүлдү. Темирдин буулары менен болгон аргондук плазманын иондук түзүмү аныкталды, ар бир өз ара айкалышуучу кош балүкчөвөр үчүн кагылышуучу интегралдар эсептелип чыкты, жылуулук динамикалык, темирдин буулары менен болгон жылуулук тең салмактуу эмес аргондук плазманын жылдыруучу касиеттери жана зарыл болгон кинетикалык коэффициенттер эсептелип чыкты. Маселени эсептөө убактысын кыскартууга мүмкүчүлүк берген жана адабияттык беришкендиктерге макулдашылган унаалык коэффициенттерди эсептөөчү жөнөкөйлөтүлгөн формулалар берилди.

– 3000ден 25000 нм толкун узундуктарында иондордун жана атомдордун шоолалануу учурундагы баардык белгилүү болгон энергетикалык өтмөктөр боюнча суммалары эсептелген темирдин буулары менен болгон аргондук плазманын оптикалык касиеттери алынды.

– «Электрдик жаача-ширетүүчү ванна» өтүү чегиндеги шарттар коюлду жана ошол шарттардын ширетүүчү ваннага жана жылуулукта тең салмактуу эмес көп компоненттүү электрдик жаачанын мүнөздөмөлөрүнө тийгизген таасирин сандык изилденди.

– Токтун күчүнүн таасирин жана плазматрондон турукташтыруучу дубалга чейинки аралыктын иштетилүүчү буюмдун жана тең салмактуу эмес жаачанын физикалык мүнөздөмөлөрүнө даяр тийгизген таасирин сандык изилденди.

– Буюмдун жана жылуулукта тең салмактуу эмес көп компоненттүү электрдик жаачанын электромагниттик, газодинамикалык жана жылуулук касиеттерине темирдин бууларынын тийгизген таасирин сандык изилденди.

– Аныкталган шарттарда анодго дубалдын жакындыгы катодду көздөй кайтарым агымдарды түзүүгө, катоддун аймагында жаачанын кенейишин жана аноддун аймагында жаачанын кыскаруусуна алып келээри аныкталды.

– Атомдун экинчи иондошуусуна туура келген температура аймагында энергоалмашуунун коэффициентиини сымалдуу эместиги электрдик жаачанын ядросунда температуранын тепкичтүү таркатылышына алып келиши ыктымал экендиги табылды.

– Электрдик жаачанын столбасынын аноддук айланасында темирдин буусунун бар экендиги ширетүүчү ваннанын радиалдык ченемдеринин кичирейишине жана темирдин ээрүү төрөндигинин көбөйүшүнө алып келердиги табылды.

**Колдонуу аймагы:** Алынган жыйынтыктар өндүрүштүк объектилерде электр жаачасынын жардамы менен ширетүүнүн технологиялык процесстерин аткаруу учурунда технологиялык процесстерин жакшыртуу максатында колдонуу болот. Ошондой эле жыйынтыктар окуу процесстеринде «Математикалык моделдештирүү» сабагын окутууга сунуштоого болот.

### РЕЗИОМЕ

диссертация Медралиевой Бубусара Ниссебековны на тему: «Численное моделирование сопряженных задач теплообмена при плазменной сварке» на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.14 – Теплофизика и теоретическая теплотехника

**Ключевые слова:** электромагнитные, тепловые и газодинамические явления в дуговой плазме, обрабатываемой металл, численное моделирование, пары металлов.

**Объект исследования:** электродуговой поток плазмы, формируемый плазматроном и потоки жидкого металла анода, расплавленного дуговой плазмой.

**Цель работы:** Целью работы является развитие математической модели взаимодействия двухтемпературной многокомпонентной аргонной дуги с поверхностью сварочной ванны в сопряженной постановке для исследования параметров влияющих на процесс сварки.

**Методы исследования:** математическое моделирование, численный эксперимент.

**Полученные результаты и их новизна:**

– На основе уравнений двухжидкостной магнитной газодинамики развита математическая модель взаимодействия потоков многокомпонентной аргонной плазмы с потоками расплавленного металла сварочной ванны с учетом явления испарения атомов металла с поверхности обрабатываемого изделия. Определен ионизационный состав аргонной плазмы с парами железа, рассчитаны интегралы столкновений для каждой пары взаимодействующих частиц, рассчитаны термодинамические, переносные свойства термически неравновесной аргонной плазмы с парами железа, и необходимые кинетические коэффициенты. Приведены упрощенные формулы расчета транспортных коэффициентов, дающие хорошее согласование с литературными данными и позволяющие сократить расчетное время задачи.

– Получены оптические свойства аргонной плазмы с парами железа, при расчете излучения атомов и ионов железа проведено суммирование по всем известным энергетическим переходам в диапазоне длин волн от 3000 до 25000нм.

– Поставлены условия на границе перехода «электрическая дуга-сварочная ванна» и проведены численные исследования влияния этих условий на характеристики термически неравновесной многокомпонентной электрической дуги и сварочной ванны.

– Проведены численные исследования влияния силы тока и расстояния до стабилизирующих стенок плазматрона на физические характеристики неравновесной дуги и обрабатываемого изделия.

– Проведены численные исследования влияния наличия паров металла на тепловые, газодинамические и электромагнитные свойства термически неравновесной многокомпонентной электродуговой плазмы и изделия.

– Выявлено, что при определенных условиях близости анода и стенок приводит к формированию возвратного течения в сторону катода, расширению дуги в области катода и контрагированию дуги в области анода.

– Установлено, что нелинейность коэффициента энергообмена в области температур, соответствующей второй ионизации атома аргона может привести к ступенчатому распределению температуры в ядре электрической дуги.

– Установлено, что наличие паров металла в прианодной области столба электрической дуги приводит к сжатию разряда, уменьшению радиальных размеров сварочной ванны и увеличению глубины проплавления металла.

**Область применения:** Полученные результаты работы могут быть применены при выполнении технологического процесса сварки электрической дугой на производственных объектах с целью усовершенствования технологического процесса. Результаты исследований могут быть рекомендованы для применения в учебном процессе по дисциплинам «Математическое моделирование».

## SUMMARY

dissertation Medralieva Bubusara Nijasbekovna on the theme: "Numerical modeling of coupled heat transfer problems in plasma welding" for the degree of candidate of physical and mathematical sciences on a specialty 01.04.14 - Thermophysics and Theoretical Heat Engineering

**Keywords:** arc plasma flows, processed metal, numerical simulation, a single model, a pair of metal.

**Object of research:** the plasma arc stream generated by the plasmatron and the liquid flows of the anode molten by the arc plasma.

**Purpose of work:** The aim of the work is to develop a mathematical model of the interaction of a two-temperature multicomponent argon arc with the surface of the weld pool in a conjugate formulation to study the parameters that affect the welding process.

**Methods:** mathematical modeling, numerical experiment.

**The results and their novelty:**

-Based on the equations of two-fluid magnetic gas dynamics, a mathematical model is developed for the interaction of flows of multicomponent argon plasma with flows of molten metal in the weld pool, taking into account the phenomenon of evaporation of metal atoms from the surface of the workpiece. The ionization composition of an argon plasma with iron vapor was determined, the collision integrals for each pair of interacting particles were calculated, the thermodynamic, transport properties of thermally nonequilibrium argon plasma with iron vapor, and the necessary kinetic coefficients were calculated. Simplified formulas for calculating transport coefficients are given, which give good agreement with the literature data and allow to reduce the estimated time of the problem.

- The optical properties of argon plasma with iron vapors were obtained; when calculating the radiation of iron atoms and ions, summation was performed over all known energy transitions in the wavelength range from 3000 to 25000 nm.

- Conditions were set at the "electric arc - weld pool" transition boundary and numerical studies of the influence of these conditions on the characteristics of a thermally nonequilibrium multicomponent electric arc and weld pool were carried out.

- Numerical studies of the effect of current strength and the distance to the stabilizing walls of the plasmatron on the physical characteristics of the nonequilibrium arc and the workpiece were carried out.

- Numerical studies of the effect of the presence of metal vapors on the thermal, gasdynamic, and electromagnetic properties of the thermally nonequilibrium multicomponent electric arc plasma and product have been carried out.

- Revealed, that under certain conditions, the proximity of the anode and the walls leads to the formation of a return flow towards the cathode, the expansion of the arc in the cathode region and contraction of the arc in the anode region.

- Established, that the nonlinearity of the energy exchange coefficient in the temperature region corresponding to the second ionization of the argon atom can lead to a stepwise temperature distribution in the core of the electric arc.

- Established, that the presence of metal vapor in the anode region of an electric arc column leads to discharge compression, a decrease in the radial dimensions of the weld pool, and an increase in the penetration depth of the metal.

**Scope:** The obtained results of the work can be applied when performing the technological process of electric arc welding at production facilities in order to improve the technological process. The research results can be recommended for use in the educational process in the disciplines "Mathematical modeling".

Формат 60x84/16.

Объем 1,5 п.л. Офсетная бумага. Тираж 100 экз.

Отпечатано в типография ОсОО «Мега Формат».

