

УДК 537.527

## **Численное моделирование нестационарного нагрева и плавления анода электрической дугой. Часть 2. Расчетные характеристики сварочной ванны анода**

**Р.М. Урусов, Ф.Р. Султанова, Т.Э. Урусова**

*Институт физико-технических проблем и материаловедения  
НАН КР, Бишкек, Кыргызстан*

E-mail: urusov\_rus@mail.ru

В рамках двумерной нестационарной математической модели проведены численные расчеты электродугового нагрева и плавления анода. Рассмотрено влияние вязкого взаимодействия «плазма–расплав», сил поверхностного натяжения, электромагнитных сил и гравитационной конвекции на формирование гидродинамики расплава анода.

**Ключевые слова:** электрическая дуга, численное моделирование, нестационарный нагрев и плавление анода.

### **Введение**

В первой части статьи рассмотрены двумерная математическая модель и методика численного расчета характеристик нестационарной электрической дуги, включая сопряженный теплообмен потока электродуговой плазмы с обрабатываемым изделием (анодом); выполнен расчет характеристик дуги с момента зажигания до выхода на стационарный режим. В настоящей статье приведены результаты численного расчета нестационарного процесса нагрева и плавления анода.

### **1. Анод из стали с низким содержанием серы**

Прежде всего поясним методический аспект численного решения гидродинамической части задачи, обусловленный дискретностью расчетной области. При решении разностной задачи принято считать, что плавление начинается, если вблизи поверхности приосевой области анода на двух сеточных слоях в аксиальном направлении и четырех слоях в радиальном направлении температура анода  $T$  достигнет или превысит температуру плавления  $T_{\text{melt}}$ . Дело в том, что даже если на поверхности анода выполняется условие  $T \geq T_{\text{melt}}$  и, следовательно, образуется расплав, то проводить расчет гидродинамики расплава лишь на одном сеточном слое не представляется возможным. Отметим, что при значении сеточного шага, например,  $\Delta = 0,1$  мм указанная область является прямоугольником размером  $0,1 \times 0,3$  мм (в плоскости  $z, r$ ). Кроме того, хотя для расчета теплового состояния анода используется уравнение баланса энергии относительно энтальпии, при

обсуждении результатов будет использоваться более наглядная в данном случае характеристика — температура.

Рассмотрим анод из стали марки SUS 304 с низким (40 ppm) содержанием серы. В этом случае температурный градиент коэффициента поверхностного натяжения расплава имеет отрицательное значение  $\partial\Gamma/\partial T = -4,48 \cdot 10^{-4}$  Н/(м·К). Теплофизические свойства и коэффициенты переноса материала анода приняты в соответствии с данными работы [1].

Поскольку на поверхности расплава, как правило,  $\partial T/\partial r < 0$ , то сила Марангони, действующая на единицу площади расплава  $F_{\text{Мг}} = \frac{\partial\Gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r}$ , имеет положительный знак и, следовательно, в данном случае способствует течению расплава в положительном по  $r$  направлении, т. е. от приосевой области к периферии сварочной ванны.

К моменту времени  $t = 10$  мс характеристики дуги уже вышли на стационарный режим (см. [2]), однако максимальная температура поверхности анода составила 804 К, и лишь ко времени  $t = 80$  мс достигла значения температуры плавления, оставаясь до  $t = 150$  мс неизменной вследствие учета скрытой теплоты плавления. В итоге, в рамках принятого выше допущения, при заданных внешних параметрах разряда процесс «численного» плавления анода начинается через 200 мс после инициирования дуги. Эта цифра, очевидно, несколько завышена по сравнению с реальным временем начала плавления.

Вблизи поверхности расплава анода поток дуговой плазмы растекается в радиальном направлении и вследствие вязкого взаимодействия приводит поверхностные слои расплава в движение в том же направлении.

Течению верхних слоев расплава от центра к периферии ванны также способствует сила Марангони, которая на большей части поверхности расплава незначительна ( $\approx 15$  Н/м<sup>2</sup>) и только на периферии ванны при  $7 < r < 7,5$  мм достигает максимальных значений ( $\approx 270$  Н/м<sup>2</sup>) (рис. 1). Подобное распределение  $F_{\text{Мг}}$  обусловлено температурным профилем на поверхности расплава: градиент температуры имеет наибольшее значение именно на периферии ванны. Отметим, что вследствие положительного в радиальном направлении градиента температуры на участке  $0 < r < 2$  мм сила Марангони принимает отрицательное значение, хотя и весьма небольшое. Резкое увеличение  $F_{\text{Мг}}$  на периферии ванны практически не оказывает влияния на скорость поверхностного слоя расплава. Т. е. в данном случае основной причиной движения расплава является именно вязкое взаимодействие с дуговой плазмой, скорость которой вблизи анода достигает максимального значения  $v \approx 23$  м/с на расстоянии  $r \approx 1$  мм. При этом скорость расплава на поверхности не превышает  $\approx 55$  см/с.

Максимальная температура поверхности расплава реализуется не в приосевой области, где температура дуговой плазмы наибольшая, а на некотором удалении от оси (при  $r \approx 2$  мм) и составляет  $T \approx 2$  кК. Более того, радиальный профиль температуры не является монотонным — на участке  $0 < r < 2$  мм температура поверхности расплава несколько возрастает и лишь потом уменьшается (см. рис. 1). Подобное распределение температуры обусловлено конвективным выносом тепла из приосевой области в радиальном направлении.

Основными механизмами нагрева анода являются, как видно из рис. 2, энергия нейтрализации электронов  $Q_\phi = \mathbf{j}\phi_a$ , кондуктивная теплопередача  $Q_\lambda = -\lambda\partial T/\partial z$  от дуговой плазмы аноду и энергия электронов, составляющих ток дуги  $Q_e = 5/2 kT_e \mathbf{j}/q_e$ . Охлаждение анода излучением  $\varepsilon_a k_s T^4$  с поверхности примерно на порядок ниже, а джоулево тепловыделение  $\mathbf{j}^2/\sigma$  еще меньше — на два порядка.

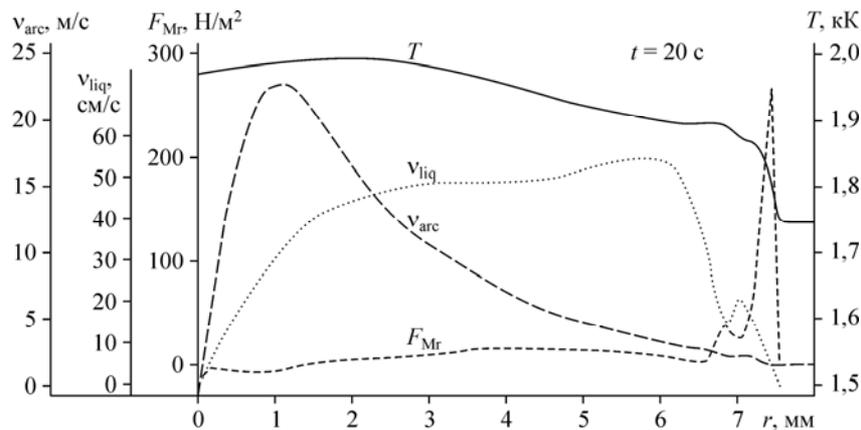


Рис. 1. Радиальные распределения температуры  $T$ , радиальной компоненты скорости  $v_{liq}$  и силы Марангони  $F_{Mr}$  на поверхности расплава,  $v_{arc}$  — скорость плазмы на расстоянии сеточного шага от поверхности расплава. Сталь с низким содержанием серы.

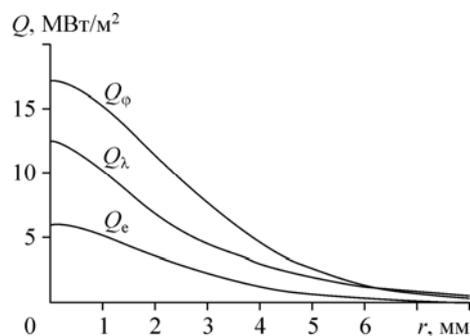
На рис. 3 показана эволюция гидродинамики расплава в различные моменты времени в интервале  $t = 1-20$  с (при изображении векторных полей масштаб векторов не выдержан). Видно, что в сварочной ванне формируются два тороидальных вихря — большой и на периферии ванны малый вихри с одинаковым правовинтовым (по часовой стрелке) направлением вращения. Наибольшая скорость течения расплава реализуется на поверхности и вблизи твердой боковой стенки сварочной ванны (рис. 4).

Характер течения расплава способствует конвективному теплопереносу в радиальном направлении из приосевой области ванны к периферии. В результате подобной картины течения расплава наибольшая глубина плавления 1,8 мм достигается не в приосевой области, а на периферии ванны, радиус которой составил 7,5 мм к моменту времени  $t = 20$  с (рис. 5).

Приблизительно после пяти секунд горения дуги изменения динамических и тепловых характеристик расплава незначительны (рис. 6). Обращают на себя внимание пульсации аксиальной компоненты скорости  $u$  расплава, в то время как для радиальной компоненты скорости  $v$  они практически отсутствуют. Причина пульсаций обусловлена, по-видимому, дискретным изменением размеров сварочной ванны.

Сеточное число Пекле ( $Pe = \rho V c_p \Delta / \lambda$  — отношение интенсивностей конвективного и кондуктивного теплопереноса) на поверхности расплава и в центральной области тороидального вихря в несколько раз больше единицы, что свидетельствует о преобладании конвективной теплопередачи над кондуктивной теплопередачей.

Рис. 2. Радиальные распределения удельных тепловых потоков  $Q_\varphi$ ,  $Q_\lambda$ ,  $Q_e$  на поверхности анода. Сталь с низким содержанием серы.



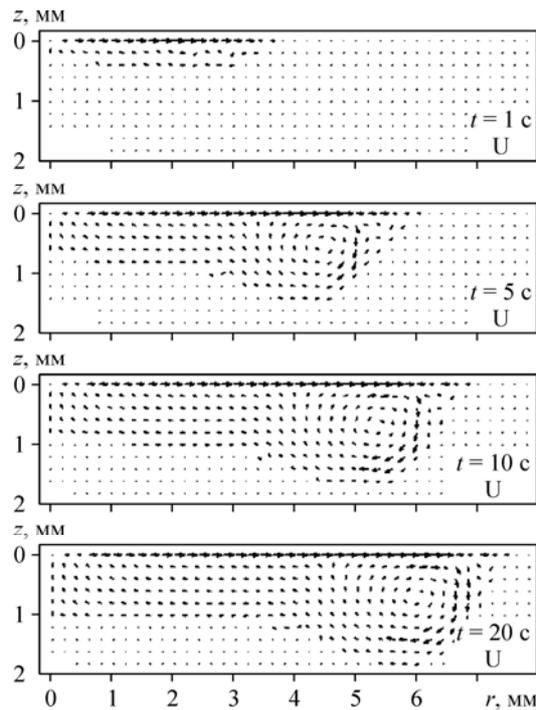


Рис. 3. Векторное поле скорости  $U$  расплава анода в различные моменты времени  $t$ . Сталь с низким содержанием серы.

Аксиальное распределение температуры на оси анода (см. рис. 6) имеет горизонтальный участок при  $1 < z < 3,2$  мм, который обусловлен учетом скрытой теплотой плавления. Дальнейшее расчетное распределение температуры имеет линейный характер, поскольку коэффициент теплопроводности материала анода принят постоянным.

Обращает на себя внимание несколько необычная геометрическая форма сварочной ванны — с максимальной глубиной не на оси, а на периферии.

## 2. Анод из стали с высоким содержанием серы

Для расплава стали с высоким (220 ppm) содержанием серы имеем  $\partial\Gamma/\partial T = 2,08 \cdot 10^{-4}$  Н/(м·К), и поскольку на большей части поверхности расплава  $\partial T/\partial r < 0$ , то сила Марангони  $F_{Mr} = \frac{\partial\Gamma}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial r}$  будет иметь отрицательное значение. Таким образом, в данном случае  $F_{Mr}$  способствует течению расплава в отрицательном радиальном направлении — от периферии к приосевой области сварочной ванны,

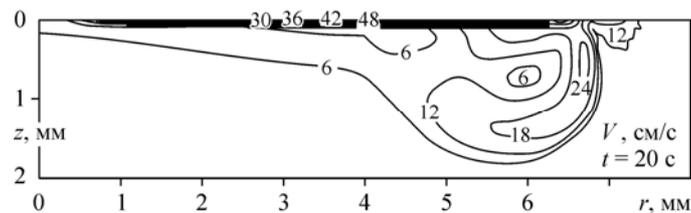


Рис. 4. Изолинии скорости  $V = \sqrt{u^2 + v^2}$  расплава при  $t = 20$  с. Сталь с низким содержанием серы.

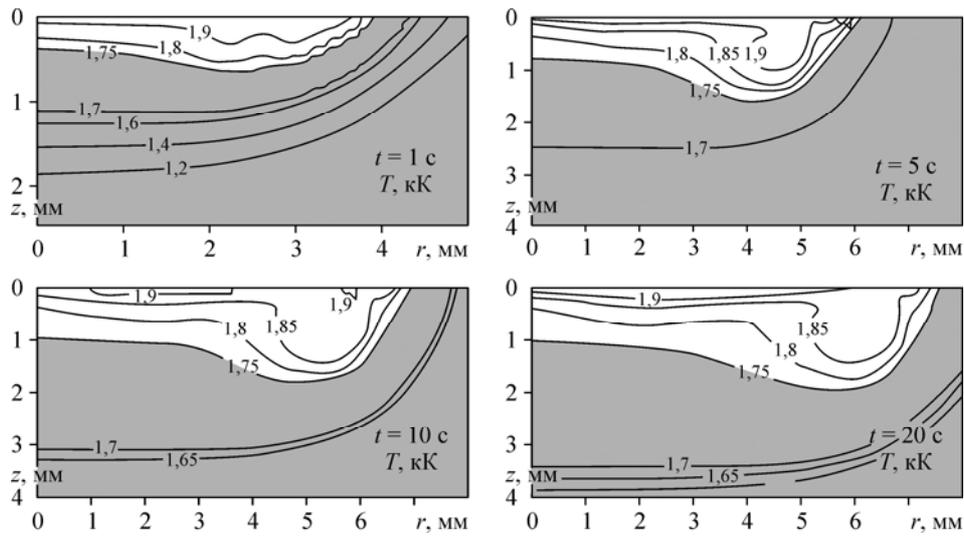


Рис. 5. Поле температуры  $T$  анода в различные моменты времени  $t$ . Сталь с низким содержанием серы.

и, следовательно, препятствует течению, обусловленному вязким взаимодействием «плазма–расплав».

Анализ результатов расчета показывает, что в интервале времени  $t = 1–20$  с процессы тепломассопереноса качественно и количественно в целом идентичны

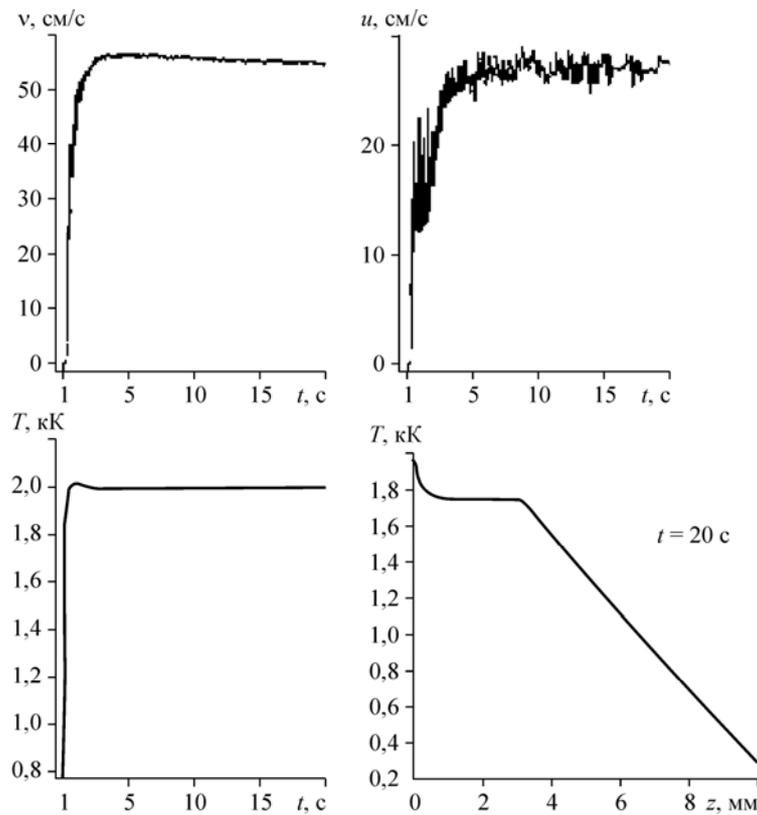


Рис. 6. Временная зависимость максимальных значений радиальной  $v$ , аксиальной  $u$  компонент скорости и температуры  $T$  расплава, аксиальное распределение температуры на оси анода при  $t = 20$  с. Сталь с низким содержанием серы.

предыдущему случаю с низким содержанием серы (именно по этой причине на рис. 7 приведены некоторые из расчетных характеристик только для  $t = 20$  с). Наибольшая глубина плавления и радиус сварочной ванны равны 2 мм и 7,1 мм соответственно (рис. 7). Незначительное отличие наблюдается лишь в гидродинамике расплава на периферии сварочной ванны: малый вихрь имеет левовинтовое (против часовой стрелки) направление вращения вследствие отрицательного значения силы Марангони.

Сила Марангони почти на всей поверхности расплава принимает отрицательное, весьма малое значение ( $\approx -5$  Н/м<sup>2</sup>), однако на периферии ванны при  $r \approx 6$  мм оно возрастает (по абсолютной величине) до  $\approx 70$  Н/м<sup>2</sup>. Вследствие этого скорость расплава на периферии ванны также принимает отрицательное значение  $\approx -15$  см/с, но на остальной поверхности ванны положительна и достигает  $\approx 50$  см/с. Внутри сварочной ванны максимальная скорость течения расплава составляет  $\approx 28$  см/с.

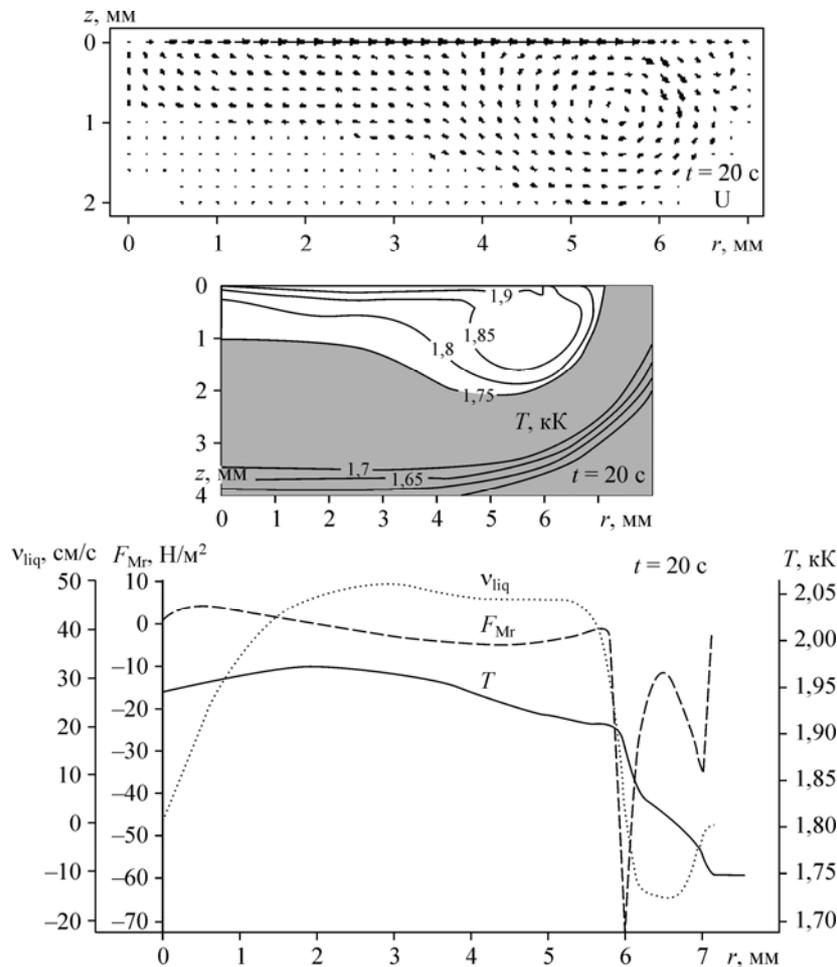


Рис. 7. Векторное поле скорости  $U$ ; поле температуры  $T$  расплава анода к моменту  $t = 20$  с; распределение температуры  $T$ , радиальной компоненты скорости  $v_{liq}$  и силы Марангони  $F_{Mr}$  на поверхности расплава. Сталь с высоким содержанием серы.

### 3. Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными

Из представленных выше результатов следует, что для анода из стали с низким и высоким содержанием серы характеристики сварочной ванны весьма близки между собой, в то время как данные эксперимента и расчетов [1] показывают заметное отличие.

На рис. 8. приведены экспериментальный и расчетный профили сварочной ванны анода [1]. Из результатов эксперимента следует, что для низкого и высокого содержания серы наибольшая глубина плавления анода составляет 1,82 мм и 4,3 мм соответственно, а радиус сварочной ванны — 6,09 мм и 5,09 мм. Обращает на себя внимание, что кроме заметной разницы глубины ванны (примерно в 2,5 раза), ее геометрическая форма качественно различная.

Для стали с низким содержанием серы сравнение расчетных (см. рис. 3, 5) и экспериментальных данных (см. рис. 8, *a*) дает в целом удовлетворительное согласие как по геометрической форме сварочной ванны, так и по ее размерам. Однако для стали с высоким содержанием серы результаты расчета формы и размеров сварочной ванны заметно отличаются от данных эксперимента [1] (ср. рис. 7 и 8, *b*). Причины этому могут быть различными (будем полагать, что математическая модель и вычислительный алгоритм не содержат серьезных ошибок). Расхождение результатов может быть обусловлено, например, недостаточно точной методикой вычисления коэффициента вязкости на грани контрольного объема, проходящей между двумя соседними сеточными линиями, одна из которых принадлежит поверхности расплава, а другая — дуговой плазме. При обсуждении аналогичной методики авторы работы [3], ссылаясь на ограниченный объем книги, приводят лишь некие общие рассуждения. Гораздо более определенно высказывается автор работы [4], отмечая, что в этом вопросе «... к настоящему времени нет полной ясности». Несмотря на сравнительную давность издания [4], следует признать, что

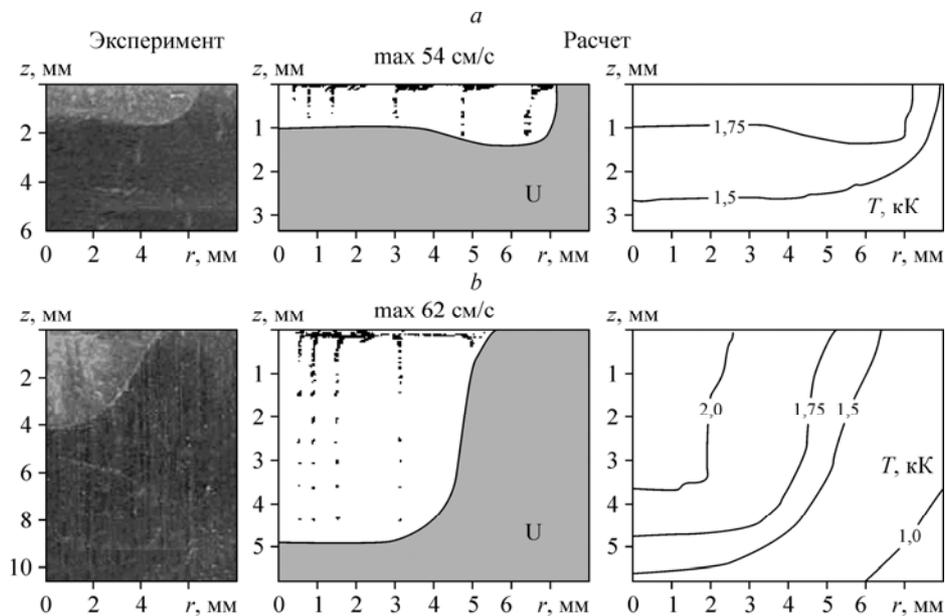


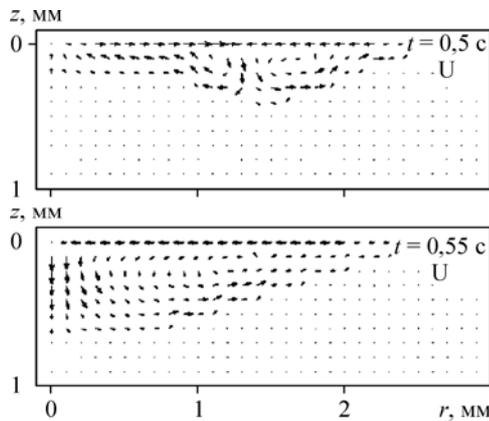
Рис. 8. Экспериментальный профиль сварочной ванны [1], расчетное векторное поле скорости  $U$  и поле температуры  $T$  расплава [1],  $t = 20$  с.

*a* — низкое содержание серы, *b* — высокое содержание серы.

и сейчас положение не намного улучшилось. В ряде работ авторы предлагают рассматривать механизм вязкого трения на молекулярном уровне, что, однако, влечет за собой трудности иного плана и, как следствие, возражения других исследователей (см. [5]). Напомним, что в настоящей работе используется методика вычисления коэффициентов на гранях контрольного объема по формуле среднего гармонического [6]. Данная методика, безусловно, качественно правильно отражает физику процесса, однако в количественном отношении, возможно, нуждается в уточнении, что требует отдельных исследований.

Другой причиной расхождения результатов может быть неточная информация о теплофизических свойствах и коэффициентах переноса дуговой плазмы (главным образом коэффициента вязкости [7]) и материала анода, в том числе слишком малое значение  $\partial\Gamma/\partial T$  температурного градиента коэффициента поверхностного натяжения расплава. Кроме того, возможно, что расчетная величина радиальной компоненты скорости плазмы вблизи поверхности расплава слишком большая и, как следствие, слишком большая передача импульса от потока плазмы расплаву. В результате вязкое взаимодействие «плазма–расплав» чрезмерно доминирует над силой Марангони. В этой связи были проведены дополнительные модельные расчеты, во-первых, с увеличенным значением  $\partial\Gamma/\partial T$  и, во-вторых, при неизменной величине  $\partial\Gamma/\partial T = 2,08 \cdot 10^{-4}$  Н/(м·К) с искусственно заниженным значением радиальной компоненты  $v$  скорости плазмы непосредственно вблизи поверхности расплава.

Анализ результатов показал, что с увеличением  $\partial\Gamma/\partial T$  от 2,08 вплоть до  $4,19 \cdot 10^{-4}$  Н/(м·К) существенных изменений в сварочной ванне не происходит, процессы теплообмена идентичны рассмотренным выше (см. рис. 7). Однако при значении  $\partial\Gamma/\partial T = 4,2 \cdot 10^{-4}$  Н/(м·К) наблюдается качественная перестройка характеристик (далее в тексте это значение условно назовем «большим»). Уже к моменту времени  $t = 0,5$  с в сварочной ванне формируются два примерно одинаковых по интенсивности вихря с противоположным направлением вращения (рис. 9). Правовинтовой вихрь обусловлен вязким взаимодействием «плазма–расплав», левовинтовой вихрь (далее для краткости — вихрь Марангони) обусловлен воздействием силы Марангони. Достаточно быстро, уже к моменту времени  $t = 0,55$  с, вихрь Марангони доминирует во всей области ванны, способствуя конвективному теплопереносу вглубь ванны и, тем самым, увеличению глубины плавления. В дальнейшем характер течения расплава и теплообмен качественно не меняются — практически во всем объеме ванны (за исключением узкой приосевой области на поверхности расплава) доминирует вихрь Марангони, и к моменту  $t = 20$  с глубина и радиус ванны достигают значений 5,5 мм и 5,1 мм соответственно (рис. 10).



По сравнению с предыдущими вариантами скорость  $V$  течения расплава заметно, в 2–3 раза, уменьшается, что обуславливает уменьшение конвективного теплопереноса внутрь ванны. Это приводит к заметному увеличению температуры  $T$  приосевой области расплава — до  $\approx 2,5$  кК и градиенту температуры (по абсо-

Рис. 9. Векторное поле скорости  $U$  расплава анода в различные моменты времени  $t$  (расчет с «большим»  $\partial\Gamma/\partial T$ ).

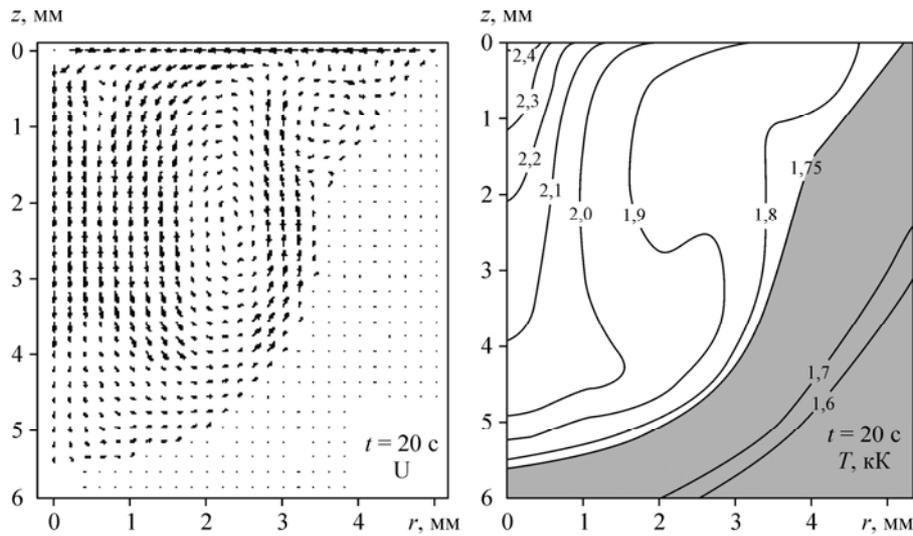


Рис. 10. Векторное поле скорости  $U$  и поле температуры  $T$  расплава анода к моменту времени  $t = 20$  с (расчет с «большим»  $\partial\Gamma/\partial T$ ).

лутной величине) в радиальном направлении. Как следствие, в 2–3 раза возрастает (по абсолютной величине) сила Марангони (рис. 11).

Обращает на себя внимание резкая граница величины  $\partial\Gamma/\partial T \approx 4,2 \cdot 10^{-4}$  Н/(м·К), при которой происходит переход от течения, формируемого главным образом вязким взаимодействием «плазма–расплав» (см. векторное поле скорости  $U$  на рис. 7), к течению, формируемому силой Марангони (см. поле скорости  $U$  на рис. 10). В ходе проведения расчетов не удалось получить некую осредненную стационарную картину течения расплава. По-видимому, подобное течение расплава не является устойчивым.

Сравнивая результаты расчета при «большом» значении  $\partial\Gamma/\partial T$  отметим (см. рис. 8, *b* и 10), что согласование расчетных и опытных данных геометрической формы и размеров сварочной ванны вполне удовлетворительное.

Модельные расчеты с уменьшенной радиальной скоростью плазмы вблизи поверхности расплава показали, что наиболее характерными являются результаты при  $v_{\text{model}} = 0,73 \cdot v$  и  $0,72 \cdot v$ .

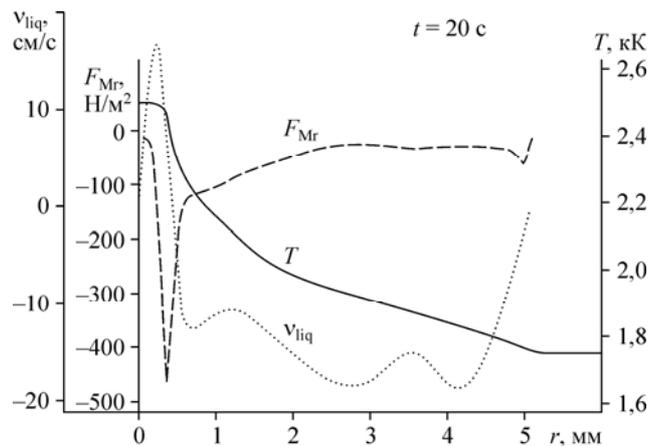


Рис. 11. Распределение температуры  $T$ , радиальной компоненты скорости  $v_{\text{liq}}$  и силы Марангони  $F_{\text{Mr}}$  на поверхности расплава (расчет с «большим»  $\partial\Gamma/\partial T$ ).

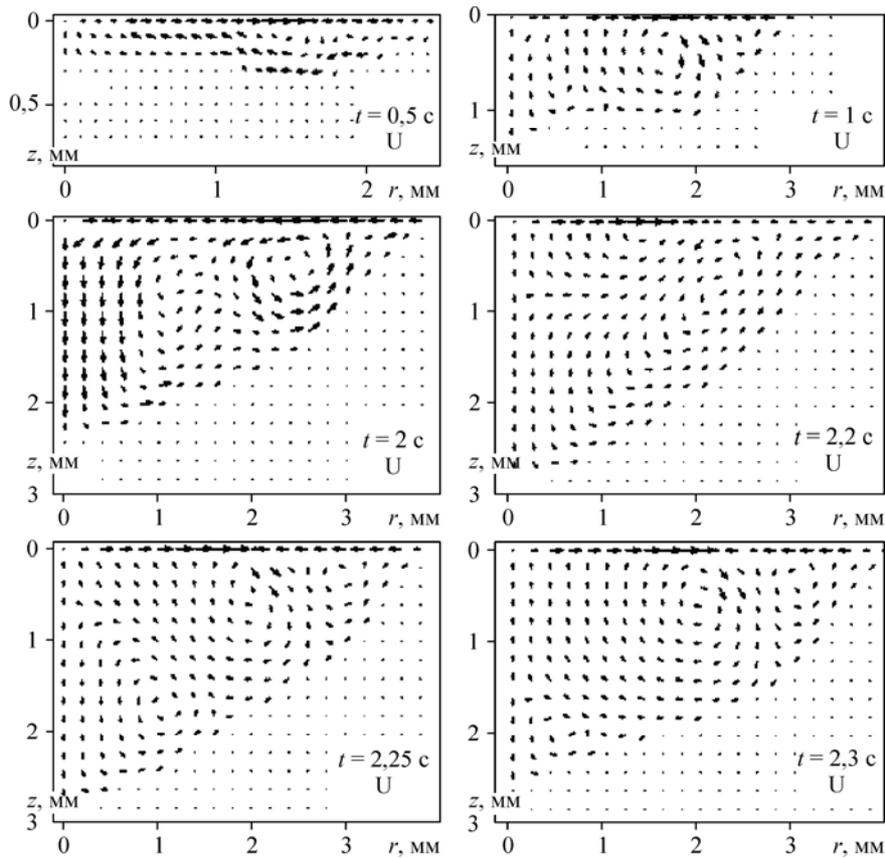


Рис. 12. Векторное поле скорости в различные моменты времени  $t$  (модельный расчет при  $v_{\text{model}} = 0,73 \nu$ ).

Эволюция течения расплава при  $v_{\text{model}} = 0,73 \nu$  в интервале времени  $t = 0-3 \text{ c}$  представлена на рис. 12, 13. Там же показаны модельное  $v_{\text{model}}$  и рассчитанное значения радиальной компоненты  $\nu$  скорости плазмы вблизи поверхности расплава. Видно, что к моменту времени  $t \approx 0,5 \text{ c}$  в сварочной ванне формируется торoidalный вихрь правовинтового направления вращения, обусловленный вязким взаимодействием «плазма-расплав». К моменту времени  $t \approx 1 \text{ c}$  картина течения расплава заметно меняется: в результате воздействия силы Марангони на периферии ванны формируется торoidalный вихрь левовинтового направления вращения,

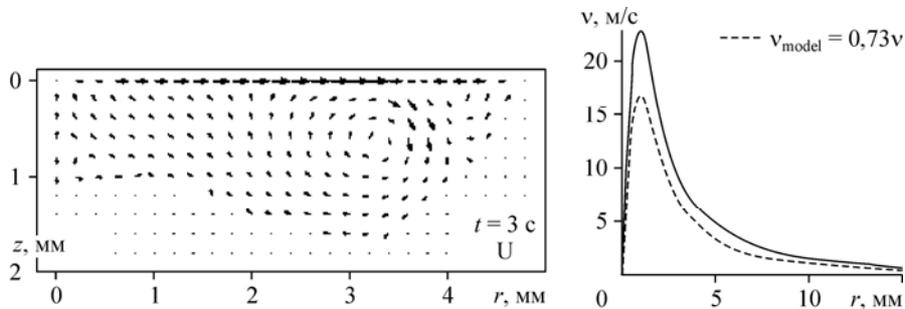


Рис. 13. Векторное поле скорости при  $t = 3 \text{ c}$ , профили рассчитанной ( $\nu$ ) и модельной ( $v_{\text{model}} = 0,73 \nu$ ) скорости газа вблизи поверхности анода.

который к моменту  $t \approx 2$  с уже занимает всю область ванны. Далее к моменту времени  $t \approx 2,2$  с картина течения расплава снова меняется: в результате вязкого взаимодействия «плазма–расплав» вновь формируется и все более усиливается торoidalный вихрь правовинтового направления вращения, который при  $t \approx 3$  с доминирует почти во всей области сварочной ванны. После этого существенных изменений характера течения расплава уже не наблюдается — результирующий стационарный режим течения является аналогичным уже рассмотренному выше в случае анода с высоким содержанием серы (см. рис. 7).

Качественно иная картина течения расплава наблюдается при весьма незначительном (около 1 %) уменьшении радиальной скорости плазмы вблизи поверхности расплава — при  $v_{\text{model}} = 0,72 \cdot v$ . В моменты времени  $t = 0,5; 1; 2$  с гидродинамика расплава аналогична предыдущему варианту (см. рис. 12), однако начиная с  $t \approx 2$  с сила Марангони доминирует над вязким взаимодействием «плазма–расплав», и это соотношение в дальнейшем не изменяется. По этой причине на рис. 14. приведены расчетные данные только для заключительного момента  $t = 20$  с, когда процессы вышли на стационарный режим. Сравнение результатов расчета показывает, что в этом случае согласование расчетных и опытных данных геометрической формы и размеров сварочной ванны вполне удовлетворительное (см. рис. 8, *b* и 14).

Так же, как и в случае увеличения  $\partial\Gamma/\partial T$ , обращает на себя внимание резкая граница величины  $v_{\text{model}}$ , при которой происходит переход от течения, формируемого вязким взаимодействием «плазма–расплав», к течению, формируемого силой Марангони. Изменением  $v_{\text{model}}$  не удалось получить осредненную стационарную картину течения расплава.

Проведенные модельные расчеты, несмотря на произвольное уменьшение  $v$  и увеличение  $\partial\Gamma/\partial T$ , тем не менее, представляют методический интерес и могут быть полезны при обсуждении особенностей реальных физических процессов. Более того, уменьшенное значение  $v$  и увеличенное значение  $\partial\Gamma/\partial T$  не выходят за рамки реальных значений, что позволяет говорить, по крайней мере, о качественно правильном описании физики процессов математической моделью.

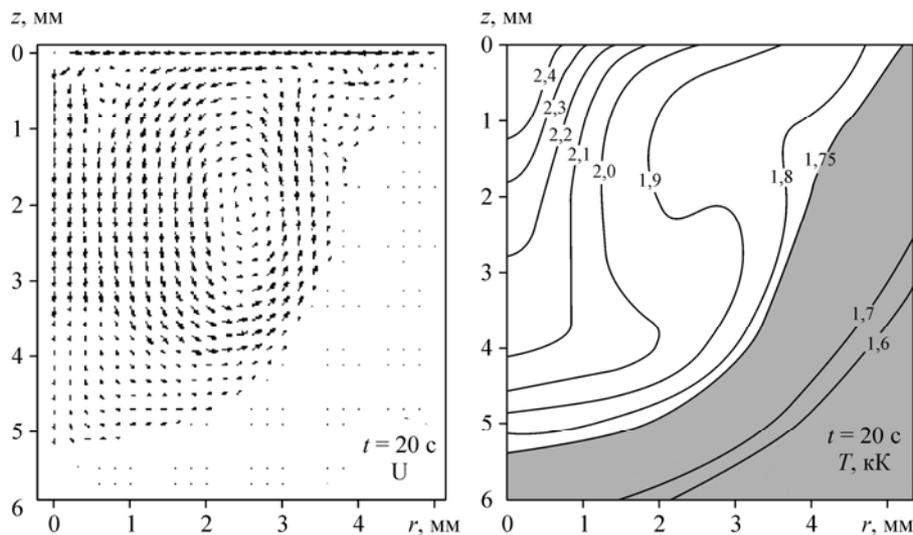


Рис. 14. Векторное поле скорости  $U$  и изолинии температуры  $T$  в момент времени  $t = 20$  с (модельный расчет при  $v_{\text{model}} = 0,72 v$ ).

К сожалению, графическое оформление результатов расчета гидродинамики расплава в работе [1] таково (см. рис. 8), что представить общую картину течения расплава и провести сравнение довольно трудно. Тем не менее, для стали с низким содержанием серы совпадение результатов расчета [1] и настоящей работы для формы и размеров ванны в целом удовлетворительное. Но для стали с высоким содержанием серы результаты расчета температуры анода заметно отличаются, а гидродинамические особенности расплава качественно различны.

#### 4. Влияние отдельных факторов на процессы тепломассообмена в сварочной ванне

Представляется интересным рассмотреть влияние отдельных факторов на формирование течения расплава сварочной ванны. Напомним, что математическая модель учитывает вязкое взаимодействие «плазма–расплав», электромагнитные силы, гравитационную конвекцию и конвекцию Марангони.

Для оценки вклада какого-либо интересующего фактора выполнены расчеты при «выключенных» в компьютерной программе других факторов, оказывающих влияние на гидродинамику расплава. Расчеты выполнены в интервале времени  $t = 1-20$  с, внешние параметры задачи неизменны (см. [2]).

Анализ результатов расчета показал, что для каждого в отдельности из исследуемых факторов в интервале времени  $t = 1-20$  с процессы тепломассообмена в сварочной ванне качественно идентичны, поэтому далее на рисунках представлены расчетные данные только для времени  $t = 20$  с, когда достигается практически стационарный режим. Кроме этого, в ряде случаев распределения характеристик для различных вариантов оказались качественно близки к уже рассмотренным ранее распределениям, поэтому во избежание однообразия эти распределения на рисунках не приводятся.

Распределения характеристик, обусловленные только лишь вязким взаимодействием «плазма–расплав» практически совпадают с аналогичными распределениями исходного варианта, в котором учитываются все факторы (см. рис. 3–6). Количественное различие результатов не превышает нескольких процентов, что свидетельствует о доминирующей роли вязкого взаимодействия «плазма–расплав» над остальными тремя факторами.

Влияние конвекции Марангони рассмотрено на примере низкого ( $\partial\Gamma/\partial T = -4,58 \cdot 10^{-4}$  Н/(м·К)) и высокого ( $\partial\Gamma/\partial T = 2,08 \cdot 10^{-4}$  Н/(м·К)) содержания серы в материале анода. В первом случае сила Марангони действует в положительном радиальном направлении и, как показал анализ результатов, ее влияние практически эквивалентно вязкому взаимодействию «плазма–расплав», рассмотренному только что, при этом даже количественные различия не столь существенны. Несколько меньше ( $\approx 20$  %), по сравнению с вязким взаимодействием «плазма–расплав», значения скорости расплава и, как следствие, меньше конвективный теплоотвод и более высокая ( $\approx 10$  %) температура поверхности анода. Форма и размеры сварочной ванны полностью совпадают.

В случае высокого содержания серы в материале анода сила Марангони действует в отрицательном радиальном направлении и процессы тепломассообмена в сварочной ванне заметно меняются. В качественном отношении они близки к рассмотренным ранее (см. рис. 10 — расчет с «большим»  $\partial\Gamma/\partial T$  и рис. 14 — модельный расчет при  $v_{\text{model}} = 0,72 \cdot v$ ). Скорость течения расплава на поверхности ванны не превышает  $\approx 10$  см/с, однако внутри ванны возрастает до  $\approx 20$  см/с, максимальная температура расплава составляет  $\approx 2340$  К.

В результате воздействия электромагнитных сил почти во всем объеме сварочной ванны формируется тороидальный вихрь левовинтового направления вращения (рис. 15). Характер течения способствует теплопереносу в аксиальном направлении от верхних наиболее горячих слоев ванны вглубь нее. Вместе с тем, скорость течения расплава сравнительно невысокая  $\approx 4,5$  см/с, и сеточное число Пекле  $Pe = \rho V c_p \Delta / \lambda$  во всем объеме сварочной ванны не превышает единицы. Вследствие слабой конвективной теплоотдачи температура расплава на поверхности ванны не опускается ниже  $\approx 2,9$  кК.

Влияние гравитационной конвекции крайне незначительно (рис. 16), что объясняется очень слабой зависимостью плотности расплава от его температуры — различие значений плотности расплава не превышает одного процента. Вследствие низкой скорости течения расплава ( $\approx 0,3$  см/с) конвективный теплоотвод от горячей поверхности внутрь расплава практически отсутствует ( $Pe \ll 1$ ), что обуславливает, в свою очередь, высокую температуру  $\approx 3$  кК поверхности. Однако не ясно, насколько это значение температуры соответствует реальности, поскольку в компьютерной программе дальнейшее увеличение температуры ограничено условием  $T < 3$  кК. По-видимому, в подобных условиях нагрева анода необходим учет испарения материала анода. Тем не менее, модель качественно правильно

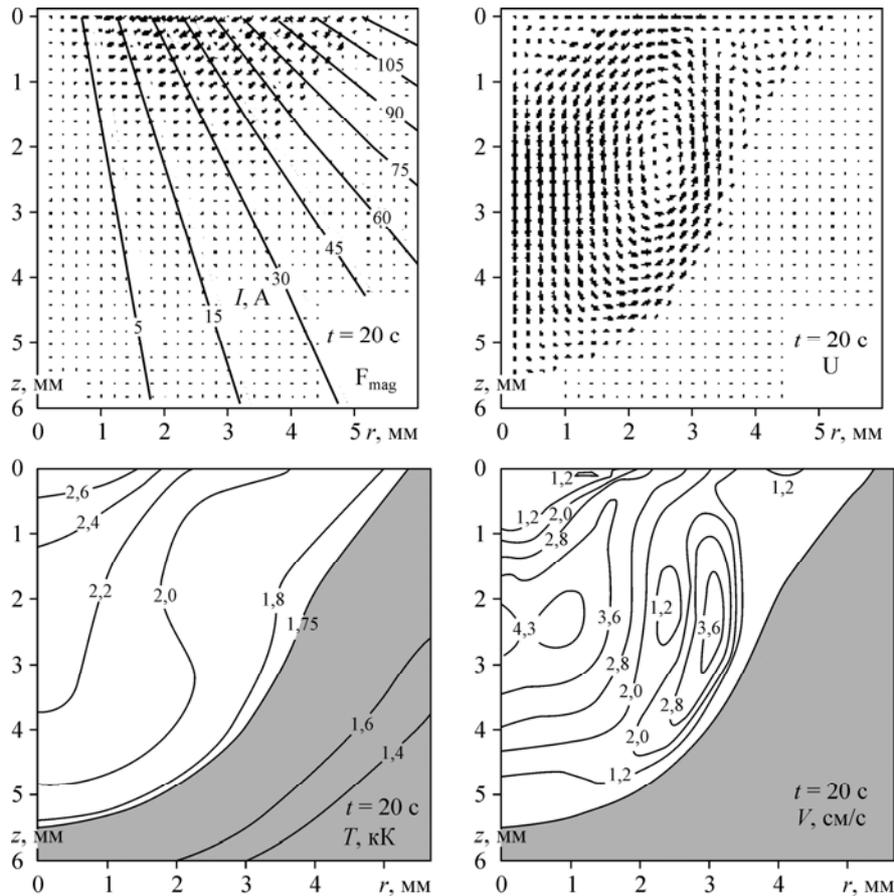


Рис. 15. Изолинии электрического тока  $I$ , векторные поля электромагнитных сил  $F_{\text{mag}}$  и скорости  $U$  в расплаве (верхние рисунки); изолинии температуры  $T$  и скорости  $V$  (нижние рисунки). Воздействие только электромагнитных сил.

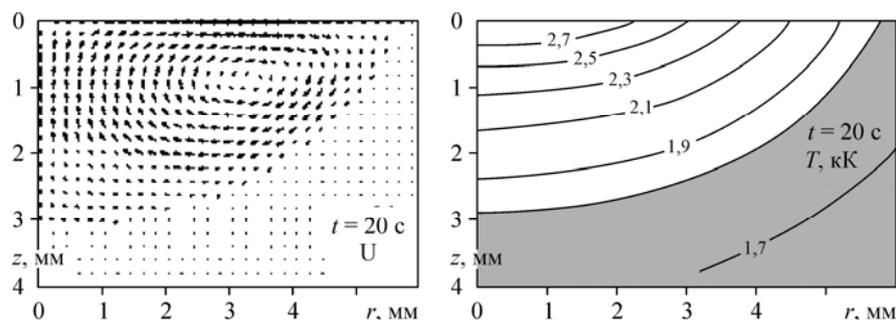


Рис. 16. Векторное поле скорости  $U$  и поле температуры  $T$  в расплаве. Воздействие только гравитационных сил.

отражает роль гравитационной конвекции — более горячий расплав в верхней приосевой области ванны вытесняется более холодным расплавом из нижней области ванны.

### Заключение

В рамках двумерной нестационарной математической модели проведены численные расчеты электродугового нагрева и плавления анода.

В рассмотренном диапазоне внешних параметров задачи основными механизмами нагрева анода являются энергия нейтрализации электронов, кондуктивная теплопередача от дуговой плазмы аноду и энергия электронов, составляющих ток дуги. Охлаждение анода излучением с поверхности несущественно, а вклад джоулева нагрева крайне незначителен.

Основными факторами, формирующими гидродинамику расплава анода, являются вязкое взаимодействие «плазма–расплав» и отрицательно направленная сила Марангони. Оба фактора противодействуют друг другу и обуславливают качественно различный характер течения расплава анода, геометрическую форму и размеры сварочной ванны. Влияние положительно направленной силы Марангони, электромагнитных сил и гравитационной конвекции весьма незначительно. Существует резкая граница, при которой происходит переход от течения, формируемого главным образом вязким взаимодействием «плазма–расплав», к течению, формируемому отрицательно направленной силой Марангони. Некая осредненная стационарная картина течения расплава, по-видимому, не будет устойчивой.

### Список литературы

1. Tanaka M., Terasaki H., Ushio M., Lowke J.J. Numerical Study of a free-burning argon arc with anode melting // Plasma Chemistry and Plasma Process. 2003. Vol. 23, No 3. P. 585–606.
2. Урусов Р.М., Султанова Ф.Р., Урусова Т.Э. Численное моделирование нестационарного нагрева и плавления анода электрической дугой. Часть 1: Математическая модель и расчетные характеристики столба дуги // Теплофизика и аэромеханика. 2011. Т. 18, № 4. С. 671–688.
3. Госмен А.Д., Пан В.М., Ранчел А.К., Сполдинг Д.Б., Вольфштейн М. Численные методы исследования течений вязкой жидкости. М.: Мир, 1972. 324 с.
4. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 616 с.
5. Яковенко С.Н., Чан К.С. Аппроксимация потока объемной фракции в течении двух жидкостей // Теплофизика и аэромеханика. 2008. Т. 15, № 2. С. 181–199.
6. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат. 1984. 146 с.
7. Chen W., Heberlein J., Pfender E. Critical analysis of viscosity data of thermal argon plasmas at atmospheric pressure // Plasma Chemistry and Plasma Process. 1996. Vol. 16, No 4. P. 635–650.

Статья поступила в редакцию 20 октября 2010 г.