



## ВЛИЯНИЕ МАТЕРИАЛА ЭЛЕКТРОДОВ НА ЗНАК СУММАРНОГО ПРИЭЛЕКТРОДНОГО ПАДЕНИЯ НАПРЯЖЕНИЯ

Д. М. КАЛЕКО, канд. техн. наук (Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

Показано, что знак и значение разности потенциалов между замыкающимися электродами (сумма приэлектродных падений напряжения) зависят главным образом от теплофизических свойств материала катода.

*Ключевые слова:* электрическая дуга, суммарное приэлектродное падение напряжения, материал катода

При замыкании электродов слаботочной дуги межэлектродная разность потенциалов может либо претерпевать скачок, либо плавно снижаться до нуля [1]. В первом случае разность потенциалов может менять знак. В то же время при размыкании электродов (механический отскок при ударном замыкании) потенциал между ними всегда изменяется скачкообразно, возрастая от нулевого до положительного значения, соответствующего обычному напряжению между электродами перед формированием столба дуги. Обнаружено, что при скачкообразном снижении разности потенциалов конечное значение зависит от материала электродов. Анализ экспериментальных данных показал, что знак и значение разности потенциалов в момент, предшествующий контактированию электродов, коррелируют только с температурой кипения материала катода — легкоиспаряемой составляющей сплава (рис. 1). Подобная корреляция зафиксирована также при анализе напряжений горения сильноточных вакуумных дуг на чистых металлах (рис. 1, б) [2]. Из общей закономерности выпадают только алюминий и титан, которые дают устойчивые соединения с кислородом, снижающим проводимость [3] и повышающим напряжение на дуге [4].

Расчетным путем в предположении преобладания вблизи анода хаотического распределения плотности электронного тока показано [5, 6], что при токах более 50 А в анодном слое пространственного заряда реализуется отрицательный анодный барьер. Сделан вывод о том, что в сильноточных дуговых разрядах при значениях давления, близких к атмосферным, в большинстве случаев потенциал анода меньше, чем потенциал пространственного заряда в анодной области.

В упомянутых работах не рассматривались электрические разряды в парах металла электродов, повышающих теплопроводность среды. Поскольку в этих условиях для поддержания тока требуется подогрев электронов полем, анодное падение напряжения должно быть положительным [7]. В работе [8], предположительно при отсутствии ионного тока из столба дуги на анод, было показано хорошее совпадение расчетных коэффициентов плавления анодов из различных металлов в условиях сварочного нагрева с экспериментальными.

При этом принималось, что материал электрода не влияет на уровень анодного падения напряжения, равный 2,5 В.

Структуру дуги принято схематически представлять, как на рис. 2, а [9–11]. При этом объемные заряды рассматриваются либо как самостоятельные образования, либо как области столба дуги, обращенные к соответствующим электродам. При сближении электродов прежде всего сокращается столб дуги, что приводит к уменьшению напряжения между электродами. В конце концов, наступает момент, когда столб дуги вырождается в два объемных заряда (рис. 2, б).

Дальнейшее изменение напряжения связано с рекомбинацией объемных зарядов. Учитывая, что отрицательный объемный заряд создается вследствие поляризации столба дуги под влиянием по-

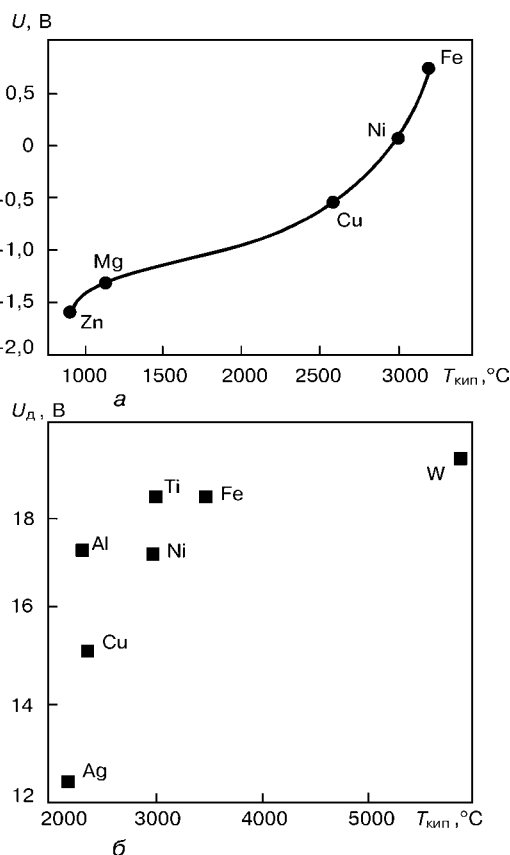


Рис. 1. Зависимость напряжения между контактирующими электродами от температуры кипения материала катода (низкотемпературного элемента сплава) (а) и напряжения на дуге от температуры кипения металла электродов (б)

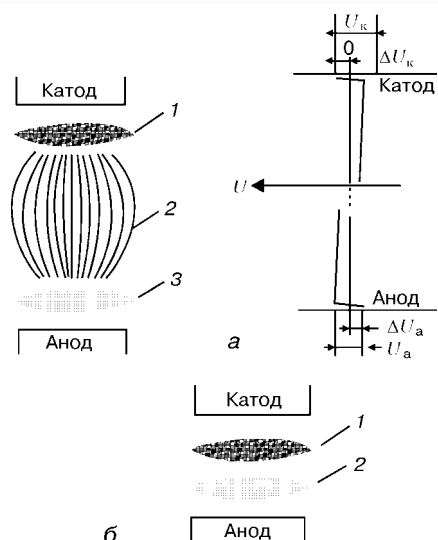


Рис. 2. Схематическое представление дугового разряда (а) и схема состояния межэлектродного промежутка перед его замыканием (б): 1 — объемный положительный заряд; 2 — столб дуги; 3 — объемный отрицательный заряд;  $U_k$  и  $U_a$  — соответственно катодный и анодный потенциалы;  $\Delta U_k$  и  $\Delta U_a$  — потенциалы объемных зарядов соответственно в катодной и анодной областях

тенциала анода, а на положительный объемный заряд влияет также и сравнительно малая скорость ионов, можно предположить, что заряд у катода имеет большее абсолютное значение, чем у анода. Это подтверждается большим катодным падением напряжения, по сравнению с анодным приэлектродным потенциалом [12–14].

Направленная скорость ионов зависит от сопротивления перемещению. Чем выше плотность паров вблизи катода, тем меньше скорость диффузии ионов на катод и больше объемный положительный заряд.

Принимая, что все эмитированные электроны совершают ионизацию [15], а процесс рекомбинации, происходящий на длине пробега электрона гораздо большей, чем процесс ионизации (характерные сечения ионизации  $1 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ , рекомбинации —  $1 \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$  [15]), функцию ионизации можно представить в виде

$$F_i = n\sigma_i j_e = n_i \left( 1 - D_i \frac{dn_i}{dx} \right), \quad (1)$$

где  $n$  — плотность нейтральных атомов в прикатодной области;  $n_i$  — плотность ионов;  $\sigma_i$  — сечение ионизации;  $j_e$  — плотность электронного тока с катода в единицу времени;  $D_i$  — коэффициент диффузии ионов, который в приближении Чаплина-Энскога [16] составляет

$$D_i = \frac{3\sqrt{kT}}{8n\sqrt{\pi}M\sigma_p}. \quad (2)$$

Здесь  $M$  — масса иона;  $\sigma_p$  — сечение резонансной перезарядки иона на атоме ( $\sigma_p = 5 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2$ ) [16];  $T$  — температура частицы.

Потенциал объемного заряда составляет

$$\varphi = 4\pi n_i e, \quad (3)$$

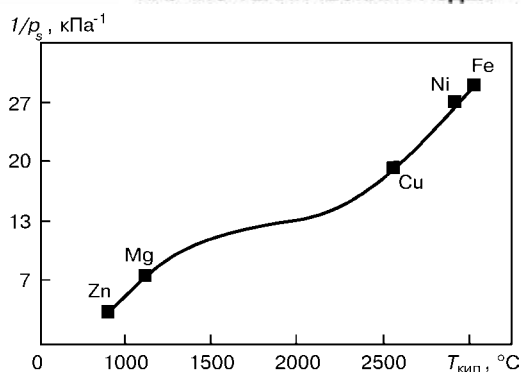


Рис. 3. Обратное значение давления насыщенного пара исследованных металлов

где  $e$  — заряд иона (вероятностью многократной ионизации пренебрегаем вследствие ее незначительности и выкладок оценочного характера).

Плотность нейтральных атомов вблизи испаряющегося катода можно определить из следующего уравнения:

$$n = \frac{p_s}{kT}, \quad (4)$$

где  $p_s$  — давление насыщенного пара, которое может быть рассчитано по формуле

$$\log p_s = -\frac{A}{T} + B + C \log T;$$

постоянные величины  $A$ ,  $B$  и  $C$  приведены в работе [17]. Результат указанного расчета представлен на рис. 3.

Плотность нейтральных атомов  $n$  и коэффициент  $D_i$ , как показывает расчет, изменяются соответственно от  $51 \cdot 10^{19}$  и  $0,01 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{с}$  для цинка до  $1,463 \cdot 10^{19}$  и  $0,79 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2/\text{с}$  для железа. Таким образом, из сравнения рис. 1 и 3\*, а также анализа равенств (1)–(4) вытекает, что при уменьшении температуры кипения материала катода должен вырасти положительный объемный заряд в катодной области. Кроме того, уменьшение температуры кипения материала катода приводит к снижению подвижности ионов и увеличению положительного объемного заряда.

Вследствие высокого давления паров в прикатодной области и большого количества соударений скорости частиц газа распределены по Максвеллу и к ним можно применить кинетическую теорию, в соответствии с которой количество частиц определяется по уравнению (4); средняя квадратичная скорость частицы  $v = \sqrt{3kT/m}$ ; длина свободного пробега частицы  $\lambda = 1/\sqrt{2\pi nS}$ .

Здесь  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура частицы, принимаемая с хорошим приближением равной температуре кипения материала катода;  $m$  — масса частицы;  $S$  — сечение столкновения, обычно принимаемое равным  $a^2$ ;  $a$  — атомный «диаметр».

\*Некоторое сближение точек, соответствующих обратным значениям упругости паров никеля и железа на рис. 3, по сравнению с рис. 1, связано с тем, что на последнем приведены данные для нержавеющей стали, в которой парциальное давление паров хрома повышает упругость паров металла электрода.

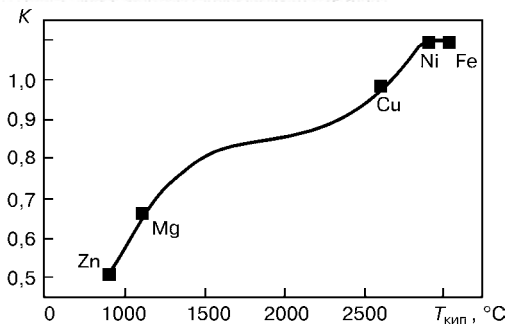


Рис. 4. Зависимость  $K$  в уравнении (5) от  $T_{кип}, ^\circ\text{C}$

Поскольку значения массы и температуры атомов пара и ионов практически равны, мы можем применить приведенные уравнения кинетической теории газов к ионам. Тогда подвижность иона в электрическом поле  $b = \alpha e \lambda / m v$  может быть представлена в виде

$$b = \frac{\beta}{\rho a^2} \sqrt{\frac{T}{m}} = \frac{\beta}{\rho} K, \quad (5)$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  — числовые коэффициенты;  $K = 1/a^2 \sqrt{T/m}$ .

На рис. 4 показаны значения  $K$  для исследованных металлов, рассчитанные на основе данных, приведенных в работах [17, 18].

Таким образом, зависимость, представленная на рис. 1, находит объяснение во взаимодействии приэлектродных объемных зарядов перед замыканием электродов дуги. Определяющее влияние на положительный заряд оказывает температура кипения материала катода. Поскольку отрицательный объемный заряд по абсолютному значению меньше положительного, знак и значение потенциала между замыкающимися электродами (суммы приэлектродных падений напряжения) зависят от теплофизических свойств материала катода.

Следовательно, при определении суммарного приэлектродного падения напряжения путем измерения напряжения между сближающимися электродами из испаряющегося материала [10] получаются значения, меньшие фактических на разность потенциалов объемных зарядов в приэлектродных областях.

It is shown that the sign and magnitude of the difference of potentials between the closing electrodes of a low-current arc (sum of near-electrode voltage drops) depend chiefly on the thermophysical properties of the cathode material.

1. Калекко Д. М. О возможности управления возбуждением дуги при конденсаторной приварке шпилек // Автомат. сварка. — 1995. — № 7. — С. 21–24.
2. Борисов В. Н., Гончаров В. К., Туромша Е. П. Напряжение горения сильноточных вакуумных дуг на чистых металлах // Журн. техн. физики. — 1988. — № 8. — С. 1560–1562.
3. Брон О. Б., Лерский Б. А., Куклев Ю. В. Взаимодействие движущейся электрической дуги с окружающей ее газовой средой // Электротехника. — 1978. — № 2. — С. 10–13.
4. Букарев В. А., Ищенко Ю. С., Ерохин А. А. Некоторые характеристики дуги при сварке сталей типа 18–8 с окисленной поверхностью // Свароч. пр-во. — 1975. — № 10. — С. 3–4.
5. Меринов Н. С., Петросов В. А. Область существования режима горения дуги с отрицательным анодным падением потенциала // Приклад. математика и техн. физика. — 1976. — № 1. — С. 17–24.
6. Анодные процессы в сильноточном дуговом разряде / Г. А. Дюжев, В. А. Немчинский, С. М. Школьник, В. Г. Юрьев // Химия плазмы. — 1983. — № 10. — С. 169–209.
7. Тепловой режим анода в сварочной дуге постоянного тока обратной полярности / Д. Г. Быховский, И. Л. Коробова, В. А. Немчинский, Л. Н. Перетц // Автомат. сварка. — 1975. — № 7. — С. 9–12.
8. Рабкин Д. М. Энергетическое исследование приэлектродных областей мощной сварочной дуги // Там же. — 1951. — № 2. — С. 3–25.
9. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. — М.: Наука, 1971. — 543 с.
10. Лесков Г. И. Электрическая сварочная дуга. — М.: Машиностроение, 1970. — 335 с.
11. Самервилл Дж. М. Электрическая дуга. — М.–Л.: Госэнергоиздат, 1962. — 120 с.
12. Об определении приэлектродных падений потенциала в сильноточной контрагированной дуге / М. К. Мацкевич, И. А. Бакуто, А. И. Бушик, И. Г. Некрашевич // Журн. приклад. спектроскопии. — 1975. — № 6. — С. 1105–1107.
13. Сидоров В. П. Методика оценки приэлектродных напряжений аргоновой дуги «вольфрам–алюминий» // IV Всесоюз. конф. по сварке цветных металлов (Мариуполь, 4–7 сент. 1990 г.): Тез. докл. — Киев: ИЭС им. Е. О. Патона АН УССР, 1990. — С. 12–13.
14. Фишельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. — М.: Изд-во иностр. лит., 1961. — 370 с.
15. Бейлис И. И., Любимов Г. А., Раховский В. И. Электрическое поле на поверхности электрода в катодном пятне дугового разряда // Докл. АН СССР. — 1969. — № 3. — С. 552–555.
16. Елецкий А. В., Палкина Б. М., Смирнов Б. М. Явления переноса в слабоионизированной плазме. — М.: Атомиздат, 1975. — 336 с.
17. Смитлз К. Дж. Металлы: Справочник. — М.: Металлургия, 1980. — 447 с.
18. Вол А. Е. Строение и свойства двойных металлических систем. — М.: Физматгиз, 1959. — Т. 1. — 755 с.

Поступила в редакцию 16.12.2002, в окончательном варианте 30.01.2003