

ЛИТЕРАТУРА

1. Брон О. Б. Электрическая дуга в аппаратах управления. Госэнергоиздат, 1954.
2. Каицов Н. А. Электрические явления в газах и вакууме. Гостехиздат, 1960.
3. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах. Изд. иностр. лит., 1960.
4. Дулей, Макгрегор, Брюйер. Характеристики дуги в плазменном генераторе типа Гердинена. Ракетная техника, 1962, т. 32, № 9.
5. Харвей, Симкенс, Эдкок. Неустойчивость дуговых столбов. Ракетная техника и космонавтика, 1963, т. 1, № 3.
6. Смоляков В. Я. О некоторых особенностях горения электрической дуги в плазматроне постоянного тока. ПМТФ, 1963, № 6.
7. Tateo H., Saito K. Anodic Phenomena in Nitrogen Plasma Jet. Japan J. Appl. Phys., 1963, vol. 2, No. 3.
8. Бабаков Н. А. Движение электрической дуги в узких щелях. Госэнергоиздат, 1948.
9. Николаев А. В., Кулагин И. Д. Дуговая плазменная горелка и ее применение. Вопросы электроники, 1960, вып. 9, сер. 1.
10. Neumann W. Charakteristiken von Argon-Plasmastrahlerzeugern für Unterschallgeschwindigkeit. Experimentelle Technik der Physik, 1962, Н. 2.
11. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. Изд. иностр. лит., 1961.
12. Каулинг Г. Магнитная гидродинамика. Изд. иностр. лит., 1959.
13. Даутов Г. Ю. Положительный столб электрической дуги в потоке. ПМТФ, 1963, № 4.
14. Даутов Г. Ю., Жуков М. Ф., Смоляков В. Я. Исследование работы плазматрона с воздушной стабилизацией дуги. ПМТФ, 1961, № 6.
15. Шейндин А. Е., Асиновский Э. И., Батурин В. А. и Батенин В. М. Установка для получения плазмы и изучения ее свойств. Ж. техн. физ., 1963, т. 33, № 10.
16. Даутов Г. Ю. Цилиндрическая дуга в аргоне. ПМТФ, 1962, № 2.
17. Schmitz G. Integration der Elenbaas-Hellerschen Differentialgleichung für die Quecksilberhochdruckbogensäule. Z. Phys., 1943, В. 44, Н. 6.
18. Залесский А. М., Кукеев Г. А. Характеристики поперечно охлаждаемой дуги. Тр. Ленингр. политех. ин-та, 1954, № 1.
19. Залесский А. М. Электрическая дуга отключения. Госэнергоиздат, 1963.
20. Тиходеев Г. М. Энергетические свойства электрической сварочной дуги. Изд-во АН СССР, 1961.
21. Куталадзе С. С., Ясько О. И. Обобщение характеристик электродуговых подогревателей. Инж.-физ. ж., 1964, № 4.

ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ ТЕПЛОВОГО ПОДОБИЯ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ДУГИ

И. А. Кринберг

(Иркутск)

Одно из основных затруднений в развитии теории столба электрической дуги, горящей в условиях естественной конвекции, состоит в необходимости учета конвективного переноса тепла в энергетическом балансе дуги, что требует решать, наряду с уравнением энергетического баланса, также уравнение движения газа [1, 2]. Из-за математических трудностей такой строгий путь решения проблемы оказывается невозможным. Поэтому представляется заманчивым рассмотрение конвективного теплоотвода в столбе дуги при помощи соотношений теории теплового подобия, как это делается в случае конвекции от твердых тел [3, 4]. Попытки в этом направлении были предприняты рядом авторов [5, 6], полагавших, что столб дуги представляет собой изотермический канал радиусом R и с температурой T , тепло от которого отводится за счет конвекции. Ввиду того что исходное предположение об однородном изотермическом канале, а также дополнительные предположения о постоянстве величин $\dot{T}$ [5] и $I/\pi R^2$ [6] при различных силах тока I являются слишком грубым приближением к действительности, работы [3, 6] не дают ответа на вопрос, насколько оправдано применение соотношений теории теплового подобия в случае дугового разряда.

Против использования теории теплового подобия выступает в своей монографии А. М. Залесский [7]. Однако проведенные им расчеты, якобы доказывающие непригодность теории теплового подобия в случае конвекции от дугового разряда, не достаточно убедительны, так как содержат в себе ряд довольно произвольных допущений. Ниже будет показано, что при более строгом подходе к решению задачи применение теории теплового подобия ведет к результатам, находящимся в удовлетворительном согласии с опытом.

Экспериментальное исследование конвекции в дуговом разряде [8, 9] показывает, что конвективный вынос энергии из внутренней зоны дуги пренебрежимо мал, так как направление скорости газового потока V в этой зоне параллельно изотермическим поверхностям столба дуги [1, 9, 10], вследствие чего конвективный поток тепла $\rho c_p V \text{ grad } T$ близок к нулю. Конечно, в дуговом разряде, в отличие от твердого тела, не существует резкой граничной поверхности, с которой происходит конвективный теплоотвод, однако в первом приближении выделение в дуге внутренней зоны и зоны конвекции представляется вполне реальным.

Если предположить, что внутренняя зона вертикальной электрической дуги является цилиндрически симметричной, то уравнение энергетического баланса для этой зоны будет иметь вид [1]

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

Здесь T — температура плазмы на расстоянии r от оси дуги, κ и σ — теплопроводность и электропроводность плазмы, E — продольная составляющая напряженности электрического поля, p — энергия, излучаемая в единицу времени из единицы объема плазмы. Одним из граничных условий для уравнения (1) будет

$$dT/dr = 0 \quad \text{при } r = 0 \quad (2)$$

Если принять, как было предложено ранее [11], что границей между внутренней зоной и зоной конвекции служит некоторая изотермическая поверхность температуры T^* , то второе граничное условие для уравнения (1) может быть записано в виде [11]

$$\kappa dT/dr = -q \quad \text{при } T = T^* \quad (3)$$

Величина q определяется соотношением

$$q = \alpha (T) (T - T_\infty) \quad (4)$$

Здесь T_∞ — температура окружающей среды. Коэффициент теплоотдачи α находится при помощи известного из теории теплового подобия соотношения между безразмерными критериями Нуссельта N , Грасгофа G и Прандтля P [3, 4, 11]

$$N = CG^{1/3} P^{1/2} \quad (5)$$

Раскрывая значение критериев, определим величину α , а затем и q

$$q = C g^{1/3} \beta_c^{1/3} \kappa_c^{1/3} \rho c_p^{1/2} \rho_c^{1/2} \eta_c^{-1/6} (T - T_\infty)^{4/3} \quad (6)$$

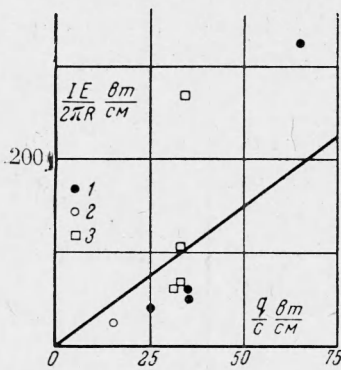
Здесь g — ускорение свободного падения; β , κ , c_p , ρ и η — соответственно коэффициент объемного расширения, теплопроводность, удельная теплоемкость при постоянном давлении, плотность и динамическая вязкость газа. Индекс c показывает, что берется среднее интегральное значение величины [7]

$$\Phi_c = \frac{1}{T - T_\infty} \int_{T_\infty}^T \Phi dT$$

Так как электрическая энергия практически полностью выделяется в пределах внутренней зоны, то имеет место равенство [11]

$$IE - L = 2\pi R_q \quad \left(L = \int_0^R p 2\pi r dr \right), \quad R = r \quad \text{при } T = T^* \quad (7)$$

Здесь L — полная энергия излучения. Соотношений (1) — (3) и (7) достаточно для решения задачи, если известно значение величины T^* .



Фиг. 1. Зависимости $1/2 IE/\pi r$ от q/c ; при этом 1 — С-дуга в воздухе [1, 10, 11]; 2 — Na-дуга в воздухе [14]; 3 — дуга в смеси 90% Ag + 10% H [17]

Ранее нами было сделано предположение [1], что для дуги в воздухе $T^* = \text{const}$ ($= 3000^\circ \text{K}$) при различной силе тока. В этом случае κ и q в соотношении (3), являющиеся однозначными функциями температуры T^* , также будут постоянными величинами, что позволяет записать (3) в виде [1]

$$dT/dr = \text{const} \quad \text{при } T = T^* \quad (8)$$

Учитывая $q(T^*) = \text{const}$ при $T^* = \text{const}$ и принимая $L = 0$ [12, 13], из уравнения (7) можно получить

$$IE/R = \text{const} \quad (9)$$

Соотношения (8), (9), выражающие условие независимости величин $(dT/dr)_{T=T^*}$ и IE/R от силы тока, в случае воздушной дуги хорошо согласуются с опытом при $I = 2-20 \text{ a}$ и $T^* = 3000^\circ \text{K}$ [1]. Однако недостатком такого подхода к оценке величины T^* является сравнительно малый интервал силы тока, где соотношения (8), (9) справедливы, а также необходимость определять T^* для каждого нового состава плазмы экспериментальным путем. Поэтому казалось желательным найти какой-то более общий способ определения величины T^* . Из рассмотрения экспериментальных данных о температурном поле и поле скоростей газовых потоков для угольной дуги в воздухе при силе тока 10 a [9, 10] и 200 a [1] было замечено, что в первом случае при осевой температуре $T_0 = 7000^\circ \text{K}$ конвективный теплоотвод начинается в области $3000-4000^\circ \text{K}$, а во втором случае при $T_0 = 10\,900^\circ \text{K}$ область конвекции начинается с $5000-6000^\circ \text{K}$, т. е. имеет место приближенное равенство

$$T^* = 1/2 T_0 \quad (10)$$

Из приведенных в [1, 10] кривых радиального распределения температуры также видно, что наклон кривой $T(r)$ заметно меняется при температурах порядка $1/2 T_0$, становясь значительно более пологим, что свидетельствует о наличии конвективного выноса тепла. Так как при небольшом изменении силы тока осевая температура T_0 остается практически постоянной, то из (10) следует $T^* = \text{const}$, т. е. наше прежнее предположение о независимости T^* от силы тока подучается как частный случай уравнения (10).

Чтобы установить, насколько общий характер имеет соотношение (10), следовало проверить его применимость для дуговых разрядов с различным составом плазмы.

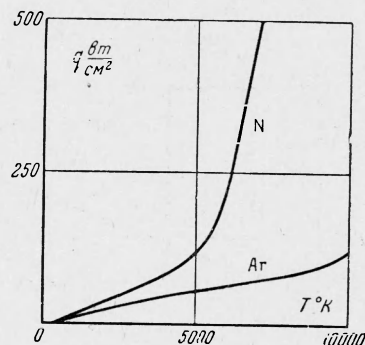
Так как других данных о конвекции в дуге, кроме вышеупомянутых работ, в литературе найдено не было, то проверка соотношения (10) была осуществлена косвенным путем. Если предположить, что перенос энергии излучением составляет незначительную долю в энергетическом балансе дуги¹ (т. е. принять $L = 0$), то из (7) имеем

$$1/2 IE/\pi R = q \quad (11)$$

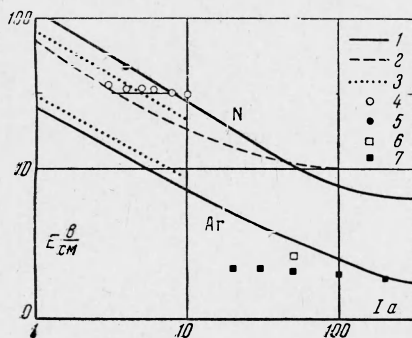
Это равенство должно выполняться в случае $R = r$ при $1/2 T_0$. На основании имеющихся экспериментальных данных о нескольких типах дугового разряда [1, 10, 15-17] был построен график зависимости $IE/2\pi R$ от величины q/c (необходимые для расчета q/c данные взяты из работ [18-23]). Как видно из фиг. 1, в первом приближении $1/2 IE/\pi R \sim q/c$, что говорит о выполнении полученного при помощи теории теплового подобия соотношения (11) при $T^* = 1/2 T_0$. Большой разброс точек на графике объясняется следующими причинами.

(1) Соотношения (10) и (11) являются приближенными.

¹ Такое предположение будет, видимо, достаточно удовлетворительным для дугового разряда в азоте и воздухе [12, 13] и грубым для дуги в инертных газах [14].



Фиг. 2. Зависимость $q = q(T)$



Фиг. 3. Зависимость напряженности электрического поля от силы тока: 1 — теоретический расчет, 2 — данные Кинга [31]; 3 — данные Сьютса [32]; 4 и 5 — данные Сомерса и Смита [33], 6 — данные Колесникова [17]; 7 — пересчет данных Гольдмана [34]

(2) В предлагаемом подходе к теории столба не принимаются во внимание некоторые различия в условиях проведения эксперимента (размер электродов и расстояние между ними).

(3) Ошибки в определении величин E , T_0 и R .

(4) Погрешности расчета величины q/c .

Из фиг. 1 можно определить постоянную c , содержащуюся в соотношениях (5), (6). Получающееся значение $c \sim 3$ значительно отличается от величины $c = 0.135$ [4], которая имеет место в случае турбулентной конвекции от твердого вертикального цилиндра. Следует, заметить, что величина 0.135 получена при довольно низких, по сравнению с дугой, значениях температуры. Кроме того, ясно, что соотношения теории теплового подобия могут лишь в общих чертах отражать конвективный перенос тепла в дуговом разряде, вследствие чего нельзя ожидать совпадения в значении постоянной.

Таким образом, введение в расчеты единственной эмпирической величины $c = 3$ позволяет при помощи соотношений (1) — (3), (6) и (10) однозначно рассчитать параметры столба электрической дуги при любом составе дуговой плазмы. Так как входящая в (10) температура T_0 неизвестна, то уравнение (1) решается методом последовательных приближений. Как показали проведенные расчеты, процесс приближения быстро сходится.

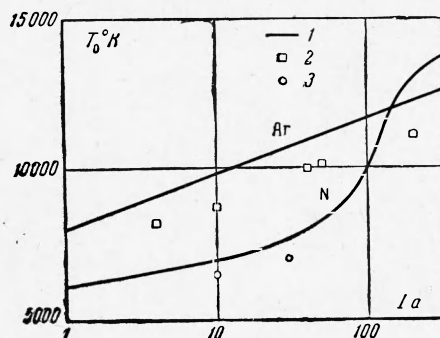
При решении уравнения (1) удобно ввести новую переменную

$$S = \int_{T^*}^T \kappa dT \quad (12)$$

и аппроксимировать сложную функцию $\sigma(S)$ двумя отрезками прямой

$$\sigma = \begin{cases} a^2 (S - S_1) & \text{при } S_0 \geq S \geq S_1 \\ 0 & \text{при } S_1 \geq S \geq 0 \end{cases}$$

$$(S_0 = S(T_0)) \quad (13)$$



Фиг. 4. Зависимость температуры на оси дуги от силы тока: 1 — теоретический расчет, 2 — дуга в смеси 90% Ar + 10% N [17], 3 — дуга в азоте [36]

Указанным способом были рассчитаны параметры дугового разряда в азоте и аргоне при силе тока от 1 до 300 A. Предварительным этапом при этом явилось вычисление величины q в широком интервале температур (фиг. 2). Входящая в уравнение (1) электропроводность плазмы рассчитывалась согласно [25, 26], причем сечение упругого рассеяния электрона на атоме Ar взято согласно [26], на атоме N — из [27] и на молекуле N_2 — из [28, 29]. Теплопроводность аргона при температуре до 8000° K вычислена по данным работы [20], а от 8000 до 15000° K — взята из [30]. Для теплопроводности азота в области 1000—7000° K взята расчетная кривая из [19], а в области 7000—15000° K — экспериментальная кривая из [13] (в интервале 5500—7000° K обе кривые согласуются с точностью до 10%).

Зависимость напряженности поля от силы тока для дуги в азоте и аргоне представлена в логарифмическом масштабе на фиг. 3, из которой видно, что расчетная и экспериментальная кривые $E(I)$ имеют подобный вид. При малой силе тока расчетная кривая соответствует известной эмпирической зависимости $E \sim I^{-n}$ [32, 35], причем наблюдается очень точное совпадение даже в значении величины n (расчет дает $n = 0.62$ для N и $n = 0.56$ для Ar, а эксперимент [32] — 0.60 и 0.54 соответственно). При увеличении силы тока расчетная кривая стремится к виду $E = \text{const}$, что также согласуется с экспериментом. В то же время из фиг. 3 видно, что в ряде случаев наблюдается значительное расхождение в значениях расчетной и экспериментально найденной напряженности поля. Более низкие экспериментальные значения E для дуги в азоте при значениях тока от $I = 1$ A до $I = 10$ A могут быть обусловлены влиянием легко ионизируемых примесей, содержащихся в электродах. Показательны в этом отношении данные работы [33], когда авторы, используя электроды различной чистоты, получили различные значения E (черный и светлые кружки на фиг. 3). Так как зависимость V от I не является строго линейной, то ненадежными оказались также лежащие ниже расчетной кривой значения E для дуги в аргоне, полученные нами путем пересчета данных Гольдмана [34] по формуле $E = (V_1 - V_2) / (l_1 - l_2)$, где V_1 — напряжение между электродами дуги при длине дугового промежутка $l_1 = 15$ мм и V_2 — напряжение при $l_2 = 10$ мм.

На фиг. 4 приведены результаты расчета температуры на оси разряда T_0 при различной силе тока. Для дуги в аргоне в пределах точности расчета выполняется соотношение $T_0 = 8000 + 1800 \lg I$, где T_0 — в °K, I — в а. В случае азота зависимость $T_0(I)$ в интервале $I=1-10$ а имеет подобный вид, но затем начинается резкое возрастание температуры при увеличении силы тока. Сопоставление кривых $T_0(I)$ и $\kappa(T)$ показывает, что наиболее крутой ход кривой $T_0(I)$ имеет место в интервале температур 10000—11000° K, что соответствует области минимума в зависимости теплопроводности азота от температуры [13]. Сравнение результатов расчета с экспериментом несколько затруднено малочисленностью подходящих экспериментальных данных, так как для проверки теории могут быть привлечены лишь результаты измерения температуры на достаточно длинных дугах¹. Удовлетворяющие последнему условию результаты измерений Колесникова [17] для дуги в аргоне с примесью водорода представлены на фиг. 4. Экспериментальные точки в целом хорошо согласуются с теоретической зависимостью T_0 от I , однако лежат несколько ниже расчетной кривой, что может быть обусловлено повышением теплопроводности аргонной плазмы вследствие присутствия водорода. Для дуги в азоте имеются лишь результаты, полученные Эдельсом и Виттакером [38] методом ударных волн при силе тока 10 и 30 а. Полученные ими значения температуры ниже расчетных на 500—600° K, что вполне естественно, так как использованный метод измерения дает температуру, несколько усредненную по сечению столба (а не T_0).

Таким образом, в заключение можно сказать, что применение теории теплового подобия для учета конвективного переноса тепла в дуговом разряде позволяет с удовлетворительной точностью вычислять параметры разряда при различном составе дуговой плазмы и силе тока от 1 до 300 а.

Поступила 20 VI 1964

ЛИТЕРАТУРА

1. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. Изд. иностр. лит., 1961.
2. Champion K. S. W. The energy balance equation for the positive columns of high pressure arcs. Proc. Phys. Soc. B, 1953, vol. 66, No. 3, p. 169.
3. Босворт Р. Ч. Л. Процессы теплового переноса. Гостехиздат, 1957.
4. Гребер Г., Эрк С., Григуль У. Основы учения о теплообмене. Изд. иностр. лит., 1958.
5. Suits C. G., Poritsky H., Application of heat transfer data to arc characteristics. Phys. Rev., 1939, vol. 55, No. 12, p. 1184.
6. Майкопар А. С. Модель стационарной открытой электрической дуги. Межвуз. научн. конф. по примен. физик. и математ. моделирования, 1959.
7. Залесский А. М. Электрическая дуга отключения. Госэнергоиздат, 1963.
8. Suits C. G. Convection currents in arcs in air. Phys. Rev., 1939, vol. 55, No. 2, p. 198.
9. Hagenah W. Das Strömungsfeld im freien Kohlebogen. Z. Phys., 1950, B. 128, H. 2, S. 279.
10. Sperling J. Das Temperaturfeld im freien Kohlebogen. Z. Phys., 1950, B. 128, H. 2, S. 269.
11. Кринберг И. А. О возможности математического описания положительного столба свободно горящей электрической дуги. Изв. СО АН СССР, 1963, № 3, вып. 1, стр. 106.
12. Holm R., Lotz A. Messungen der Gesamtstrahlung der Säule eines Wechselstrombogens in Luft. Wiss. Veröff. Siemens-Konzern, 1934, B. 13, H. 2, S. 87.
13. Schmitz G., Patt H. J. Die Bestimmung von Materialfunktionen eines Stickstoffplasmas bei Atmosphärendruck bis 15000° K. Z. Phys., 1963, B. 171, H. 3, S. 449.
14. Neumann W. Über den radialen Temperaturverlauf im stationären und im impulsmodulierten Argon-Hochtemperaturbogen. Beitr. Plasmaphys., 1962, B. 2, H. 2, S. 80.
15. Hess H., Kloss H.-G., Rademacher K., Seliger K. Vergleich zwischen einem Verfahren zur Bestimmung von Bogen temperaturen mit Hilfe von Stosswellen und einer Spektroskopischen Methode. Beitr. Plasmaphys., 1962, B. 2, H. 3, S. 171.
16. Ангельшт В. С. Распределение атомов натрия и меди в облаке дуги постоянного тока. Сб. тр. Кафедры эксперим. физики Киргизск. ун-та, 1961, стр. 13.
17. Колесников В. Н. Дуговой разряд в инертных газах. Дис., ВЭИ, М., 1963.

¹ Данное ограничение вызвано тем, что в предлагаемом способе расчета параметров столба пренебрегается влиянием электродов. Ориентировочно можно считать столб дуги независимым от электродов, если выполняется соотношение $l > 0.2 I$, где l — в мм, I — в а.

18. Предводителей А. С. и др. Таблицы термодинамических функций воздуха. Изд-во АН СССР, 1962.
19. Yun K.-S., Weissman S., Mason E. A. High-temperature transport properties of dissociating nitrogen and dissociating oxygen. Phys. Fluids, 1962, vol. 5, No. 6, p. 672.
20. Гиршфельдер Д., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. Изд. иностр. лит., 1961.
21. Vanderslice J. T., Weissman S., Masson E. A., Fallon R. J. High-temperature transport properties of dissociating hydrogen. Phys. Fluids, 1962, vol. 5, No. 2, p. 155.
22. Гурвич Л. В. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Изд-во АН СССР, 1962.
23. Кринберг И. А. Расчет температуры низкоточной дуги в воздухе. Докл. на 2-ом Сибирском совещании по спектр. анализу. Иркутск, 1963.
24. Кринберг И. А. К теории столба электрической дуги, горящей в условиях естественной конвекции. I. Ж. техн. физ., 1964, т. 34, № 5, стр. 888.
25. Гинзбург В. Л., Гуревич А. В. Нелинейные явления в плазме, находящейся в переменном электромагнитном поле. Успехи физ. наук, 1960, т. 70, № 2, стр. 201.
26. Колесников В. Н., Обухов-Денисов В. В. Эффективное сечение рассеяния медленных электронов на атомах водорода. Ж. эксперим. и теор. физ., 1962, т. 42, № 4, стр. 1001.
27. Neunaber R. H., Marino L. L., Rothe E. W., Trujillo S. M. Low-energy electron scattering from atomic nitrogen. Phys. Rev., 1963, vol. 129, No. 5, p. 2069.
28. Shkarofsky I. P., Bachynsky M. P., Johnston T. W. Collision frequency associated with high temperature air and scattering cross sections of the constituents. Planet. and Sp. Sci., 1961, vol. 6, p. 24.
29. Brüche E. Über den Querschnitt von Wasserstoff- und Stickstoffmolekülen gegenüber langsamen Elektronen. Ann. Phys., 1927, B. 82, H. 7, S. 912.
30. Даутов Г. Ю. Цилиндрическая дуга в аргоне. ПМТФ, 1963, № 2, стр. 21.
31. King L. A. The voltage gradient of the free burning arc in air or nitrogen. Proc. 5-th Int. Conf. Ionization Phenomena in Gases, 1962, Amsterdam, vol. 1, p. 871.
32. Suits C. G. High pressure arcs in common gases in free convection. Phys. Rev., 1939, vol. 55, No. 6, p. 561.
33. Somers P. J., Smit J. A. Measurements on arc discharges in nitrogen at 1 atm and higher pressure. Appl. Scient. Res. B, 1956, vol. 6, No. 1—2, p. 75.
34. Goldman K. Characteristics of the argon arc., Proc. 5-th Int. Conf. Ionization Phenomena in Gases, 1962, Amsterdam, vol. 1, p. 863.
35. Энгель А. Ионизованные газы. Физматгиз, 1959.
36. Edels H., Wnittaker D. The determination of arc temperatures from shock velocities. Proc. Roy. Soc. A, 1957, vol. 240, No. 1220, p. 54.

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ В ОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ ПРИ НАГРЕВЕ ТОКОМ В УСЛОВИЯХ СФЕРИЧЕСКОЙ СИММЕТРИИ

М. А. Каганов, В. А. Янгарбер

(Ленинград)

Рассмотрим температурное поле, возникающее в однородной среде вокруг электрода сферической формы при постоянной силе тока. Изменение температуры будет обусловлено выделением джоулева тепла в среде, внутри электрода, а также на границе между электродом и средой (вследствие наличия контактного сопротивления). Такого рода задача представляет интерес для расчета режима контактной электросварки, определения условий работы заземлений и некоторых других приложений. До сих пор она решалась лишь приближенно для конкретных численных примеров [1].

Ход изменения температуры на контакте между электродом и средой может быть использован для определения теплофизических характеристик среды [2,3]. Однако в расчетных формулах для определения коэффициентов теплопроводности и температуропроводности не учитывалось тепло, выделяемое в объеме исследуемого образца. Это может привести к существенной погрешности, особенно для материалов с относительно высоким удельным сопротивлением (полупроводники).