

ФИЗИКА

DOI 10.24412/2077-8481-2024-4-64-73

УДК 537.523.5:621.791.75

А. И. ЛЯПИН, канд. физ.-мат. наук, доц.

Белорусско-Российский университет (Могилев, Беларусь)

ТЕМПЕРАТУРА МОЛЕКУЛЯРНОГО И ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗОВ В ПОЛОЖИТЕЛЬНОМ СТОЛБЕ СВАРОЧНОЙ ДУГИ С «ХОЛОДНЫМ» КАТОДОМ, СВОБОДНО ГОРЯЩЕЙ ПРИ НОРМАЛЬНОМ ДАВЛЕНИИ

Аннотация

Получено выражение для температуры молекулярного газа как функции основных электрических параметров положительного столба сварочной дуги с холодным катодом при нормальном давлении. Выражение выведено на основе законов сохранения энергии при парных столкновениях частиц и превращении энергии электрического поля в энергию излучения. Результаты расчетов согласуются с известными теоретическими и экспериментальными данными. Полученное выражение правильно, по сравнению с существующей формулой, отражает механизм нагрева молекулярного газа. Результаты расчетов температуры молекулярного и электронного газов согласуются между собой.

Ключевые слова:

сварочная дуга, холодный катод, положительный столб, элементарные процессы, температура.

Для цитирования:

Ляпин, А. И. Температура молекулярного и электронного газов в положительном столбе сварочной дуги с «холодным» катодом, свободно горящей при нормальном давлении / А. И. Ляпин // Вестник Белорусско-Российского университета. – 2024. – № 4 (85). – С. 64–73.

Введение

При рассмотрении электрической дуги многие авторы полагают, что в сварочной (сильноточной) дуге положительный столб разряда можно считать равновесным. Такой подход характерен для теорий, в основе которых лежит термический механизм генерации свободных носителей заряда (термическая ионизация).

Известно, что в равновесной системе должен выполняться принцип детального равновесия, который предполагает равенство температур (скоростей) всех ее компонентов, включая излучение. В общем случае термическое равновесие может реализоваться в изолированной либо бесконечно протяжен-

ной плазме. В положительном столбе оба эти условия отсутствуют. Приток в столб дуги электрической энергии извне нарушает принцип детального равновесия. Например, в [1] экспериментально показано, что при токе дуги в сотни ампер температуры компонентов плазмы положительного столба значительно отличаются. Поэтому при разработке термической теории электрической дуги приходится вводить понятия «квазиизотермическое», «локальное квазиизотермическое» и т. д. состояния равновесия. Также отметим, что в термической теории один из основных параметров электрической дуги, плотность разрядного тока, определяется не электрическим полем, а температурой системы.

В [2] экспериментально получена

зависимость потенциала горения сварочной дуги от расстояния между железными электродами при диаметре катода 4 мм и постоянном разрядном токе 200 А. На основании анализа полученных результатов сделан вывод о том, что в «короткой» дуге (0,3...0,5 см) плотность тока и напряженность поля в положительном столбе изменяются от точки к точке в продольном направлении, т. е. имеет место осевая неоднородность. Таким образом, положительный столб сварочной «короткой» дуги при определенных условиях может находиться в стационарном, но не равновесном состоянии.

Целью настоящей работы является получение выражения для максимальной температуры молекулярного и электронного газов как функций основных электрических параметров положительного столба сварочной дуги с холодным катодом, свободно горящей при нормальном давлении.

Максимальная температура молекулярного и электронного газов в столбе сварочной дуги

Выражение для энергии, передаваемой за 1 с в единице объема положительного столба электронным газом молекулярному газу в результате столкновений, можно получить из следующих соображений. При движении электронов в электрическом поле положительного столба они сталкиваются с молекулами газа (пара) и передают им часть своей кинетической энергии. Эти потери энергии восполняются за счет работы электрического поля. При упругих столкновениях происходит превращение электрической энергии разрядного тока в тепловую энергию молекулярного газа положительного столба.

При заданном состоянии электронного газа с максвелловским распределением частиц по скоростям число dn электронов, скорости которых заключе-

ны в интервале от v до $v + dv$, определяется выражением [3]

$$dn = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot n_e \cdot \frac{v^2}{v_g^3} \cdot \exp\left(-\frac{v^2}{v_g^2}\right) \cdot dv, \quad (1)$$

где n_e – число электронов в единице объема; v_g – наиболее вероятная скорость.

Для числа столкновений f , совершаемых электроном за 1 с при скорости движения v и длине свободного пробега λ_e , имеет место следующее соотношение:

$$f = \frac{v}{\lambda_e}. \quad (2)$$

Произведение (1) и (2) дает число столкновений, испытываемых dn числом электронов за 1 с в единице объема:

$$dz = \frac{4 \cdot n_e}{\sqrt{\pi} \cdot \lambda_e} \cdot \frac{v^3}{v_g^3} \cdot \exp\left(-\frac{v^3}{v_g^2}\right) \cdot dv. \quad (3)$$

Если при упругом столкновении электрон передает молекуле часть x своей кинетической энергии, то переданная энергия будет равна

$$K_e = x \cdot \frac{m_e \cdot v^2}{2}, \quad (4)$$

где m_e – масса электрона.

Умножение (3) на (4) и интегрирование полученного выражения по всевозможным скоростям приводит к искомой формуле для энергии, которую электронный газ передает за 1 с в единице объема молекулярному газу в результате упругих столкновений со всевозможными скоростями [3]:

$$P = \frac{2 \cdot m_e \cdot n_e \cdot x \cdot v_g^3}{\sqrt{\pi} \cdot \lambda_e}. \quad (5)$$

Для дальнейших расчетов получим соотношения, которые связывают наиболее вероятную и дрейфовую скорости электрона с напряженностью электрического поля положительного столба.

Во время свободного пробега электрон под действием электрического поля приобретает направленную скорость вдоль силовой линии. В конце свободного пробега он сталкивается с молекулой, передает ей часть x своей энергии и может начать двигаться в любом направлении. Поэтому можно сказать, что энергия направленного движения электрона, полученная от поля, преобразуется в энергию хаотического движения, т. е. в теплоту. Иными словами, в результате столкновений частиц энергия электрического поля преобразуется во внутреннюю энергию электронного газа.

Разделим левую и правую части (5) на концентрацию n_e электронного газа. В результате получим выражение для энергии, которую один электрон передает за 1 с молекулярному газу в столкновениях со всевозможными скоростями:

$$P_e = \frac{2 \cdot m_e \cdot v_g^3 \cdot x}{\sqrt{\pi} \cdot \lambda_e}. \quad (6)$$

В стационарном режиме энергия, которую электрон при столкновении передает молекулярному газу, должна восполняться за счет работы электрического поля. Если электрон движется в электрическом поле с напряженностью E_c вдоль силовой линии со скоростью v_E , то справедливо следующее равенство [3]:

$$\frac{2 \cdot m_e \cdot v_g^3 \cdot x}{\sqrt{\pi} \cdot \lambda_e} = e \cdot v_E \cdot E_c. \quad (7)$$

Скорость направленного движения v_E связана с напряженностью поля и наиболее вероятной скоростью известной формулой

$$v_E = \frac{e \cdot \lambda_e}{m_e \cdot v_g} \cdot E_c. \quad (8)$$

Совместным решением (7) и (8) получим выражение для наиболее вероятной скорости [3]

$$v_g = \sqrt[8]{\frac{\pi}{4}} \cdot \sqrt{\frac{e}{m_e}} \cdot \sqrt{E_c \cdot \lambda_e} \cdot \frac{1}{\sqrt[4]{x}}. \quad (9)$$

Выражение для скорости упорядоченного движения вдоль силовой линии получим, подставив (9) в (8):

$$v_E = \frac{\sqrt[4]{2}}{\sqrt[8]{\pi}} \cdot \sqrt{\frac{e}{m_e}} \cdot \sqrt[4]{x} \cdot \sqrt{E_c \cdot \lambda_e}. \quad (10)$$

Концентрацию электронов n_e выразим через плотность разрядного тока j_p и скорость упорядоченного движения:

$$n_e = \frac{j_p}{e \cdot v_E}. \quad (11)$$

Подставив (9), (11) и (10) в (5), после преобразований придем к простому соотношению для энергии, которую электронный газ за 1 с в единице объема передает молекулярному газу в результате упругих столкновений:

$$P_m = j_p \cdot E_c. \quad (12)$$

Таким образом, выражение (12) дает мощность разрядного тока, превращающуюся в единице объема положительного столба во внутреннюю энергию. В стационарном режиме плотности потоков энергий, получаемой и отдаваемой положительным столбом, должны быть равны. Экспериментально установлено, что в сильнооточной сварочной дуге со стальными электродами 90 % от всех потерь энергии положительным столбом приходится на излучение [4]. На основании этого правую часть выражения (12) можно рассматри-

вать как энергию электрического поля, которая за 1 с в единице объема превращается в энергию излучения.

Предполагая, что столб короткой дуги имеет цилиндрическую форму и излучение в основном выходит через его боковую поверхность, левую и правую части (12) умножим на объем столба V_c :

$$V_c = \pi \cdot r_c^2 \cdot l_c, \quad (13)$$

где r_c – радиус столба; l_c – длина столба, и разделим на площадь его боковой поверхности S_θ :

$$S_\theta = 2 \cdot \pi \cdot r_c \cdot l_c. \quad (14)$$

В результате получим формулу для плотности потока энергии излучения через боковую поверхность положительного столба:

$$J = \frac{P_m \cdot r_c}{2} = \frac{j_p \cdot E_c \cdot r_c}{2}. \quad (15)$$

Здесь следует отметить, что в положительном столбе система «молекулярный газ – излучение» находится не в равновесном, а в стационарном состоянии, которое поддерживается внешним источником электрической энергии. Вместе с тем, поскольку излучение положительного столба возникает за счет внутренней энергии молекулярного и электронного газов (вещества), его можно считать тепловым.

Исходя из этого, температуру газа можно определить с помощью закона Стефана – Больцмана:

$$R = \alpha \cdot \sigma \cdot T_c^4, \quad (16)$$

где R – плотность потока энергии излучения; α – коэффициент не черноты излучателя; σ – постоянная Стефана – Больцмана, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴); T_c – абсо-

лютная температура столба.

Приравняв правые части (15) и (16) и выразив T_c , получим выражение для температуры молекулярного газа в положительном столбе:

$$T_c = \sqrt[4]{\frac{j_p \cdot E_c \cdot r_c}{2 \cdot \alpha \cdot \sigma}}. \quad (17)$$

Формула (17) дает максимальную температуру столба, т. к. вначале было указано, что энергия разрядного тока, выделяющаяся в столбе, выходит из него в виде излучения. При наличии дополнительных механизмов оттока энергии выражение (17) будет давать завышенные значения T_c .

В [2] на основе уравнения Саха для степени термической ионизации, баланса энергии в столбе и, полагая, что «равновесию» столба соответствует минимум градиента потенциала, была получена следующая формула для температуры T_c :

$$T_c = \frac{2 \cdot e \cdot U_i}{29 \cdot k}, \quad (18)$$

где U_i – потенциал ионизации молекул.

Подстановка в (18) значений постоянных величин приводит к простому выражению

$$T_c \approx 800 \cdot U_i. \quad (19)$$

Вследствие своей простоты формула (19) получила широкое применение при оценке температуры положительного столба дуги. В последующем числовой множитель в (19) уточнялся применительно к различным дугам. Отметим также, что соотношение (19) используется в некоторых работах последних лет [5].

Отличие формул (17) и (19) состоит в следующем. В формуле (17) температура определяется основными электрическими параметрами столба. Она получена для стационарного состояния,

которое поддерживается ионизацией газа электронами, получающими энергию от электрического поля [6]. Формула (19) выведена для «квазиравновесного столба», в котором генерация свободных носителей заряда происходит за счет термической ионизации. Кроме того, выражение (19) применимо при выполнении «принципа минимума напряженности электрического поля в столбе».

Чтобы получить соотношение для предельной температуры электронного газа в положительном столбе, воспользуемся известным выражением, связывающим температуру с наиболее вероятной скоростью:

$$T_e = \frac{v_g^2 \cdot m_e}{2 \cdot k}, \quad (20)$$

где k – постоянная Больцмана.

Подставив (9) в (20), получим формулу для стационарной температуры электронов T_e , которая устанавливается в положительном столбе при напряженности электрического поля E_c [3]:

$$T_e = \frac{\sqrt[4]{\pi}}{2 \cdot \sqrt{2}} \cdot \frac{e}{k} \cdot \frac{1}{\sqrt{x}} \cdot E_c \cdot \lambda_e. \quad (21)$$

Часть x кинетической энергии, которую в среднем при каждом ударе электрон передает молекуле газа, в общем случае определяется следующим выражением [1, 3]:

$$x = \frac{2 \cdot m_e}{m_m} \cdot \left(1 - \frac{K_m}{K_e} \right), \quad (22)$$

где m_m , K_m – масса и кинетическая энергия атома соответственно; m_e , K_e – масса и кинетическая энергия электрона.

Значение скорости и кинетической энергии электрона значительно превышает аналогичные значения для нейтральной молекулы. Поэтому с погрешностью в несколько процентов выраже-

ние (8) можно записать в следующем виде:

$$x = \frac{2 \cdot m_e}{m_m}. \quad (23)$$

Представим в (23) массу молекулы, как произведение относительной атомной массы A и атомной единицы массы, и полученное выражение представим в (21):

$$T_e = \frac{\sqrt[4]{\pi}}{2 \cdot \sqrt{2}} \cdot \frac{e}{k} \cdot \sqrt{\frac{a.e.m.}{2 \cdot m_e}} \cdot \sqrt{i \cdot A} \cdot E_c \cdot \lambda_e, \quad (24)$$

где i – число атомов в молекуле.

Подставив в (24) значения постоянных величин, окончательно получим

$$T_e = 1,65 \cdot 10^5 \cdot \sqrt{i \cdot A} \cdot E_c \cdot \lambda_e. \quad (25)$$

Длина свободного пробега электрона, движущегося со скоростью значительно превышающей скорость нейтральной молекулы, с которой он сталкивается, определяется следующей формулой:

$$\lambda_e = \frac{k \cdot T_c}{\pi \cdot r_m^2 \cdot p_m}, \quad (26)$$

где r_m – радиус нейтральной газовой молекулы; p_m – давление молекулярного газа.

Формула (25) дает максимально возможное значение стационарной температуры электронов, которые двигаются под действием электрического поля в газе. Из (25) следует, что температура электронного газа определяется как природой молекул газа, так и средней энергией, которую электрон приобретает в поле на длине свободного пробега λ_e . Поскольку λ_e обратно пропорциональна давлению молекулярного газа, то с ростом этого давления температура электронного газа должна снижаться.

Формулы (21) и (22) также применимы к столкновению иона с нейтральной молекулой. Поскольку в этом случае при ударе передается большая энергия, то температуры ионизированного и нейтрального газов не могут значительно отличаться. Напротив, температура электронного газа может быть намного выше температуры нейтрального газа.

Результаты модельных расчетов и их обсуждение

Для оценки температур воспользуемся имеющимися литературными данными для усредненных экспериментальных значений переменных, входящих в полученные выражения. В каче-

стве примера выберем дуги, свободно горящие при нормальном давлении между Fe–Fe, Ni–Ni, Cu–Cu, Al–Al и Ti–Ti электродами [7].

Можно утверждать, что в рассматриваемых случаях дуга горит в парах материалов соответствующих электродов. При этом металлические пары представлены одноатомными молекулами. В табл. 1 приведены выбранные значения необходимых переменных. Значения электрических параметров дуги взяты из [7], физические свойства материалов электродов – из [8].

В табл. 2 показаны значения температуры столба, измеренные разными методами [7].

Табл. 1. Значения переменных величин, входящих в выражения (17) и (19)

Материал электродов	A	$r_m, 10^{-10} \text{ м}$	$U_i, \text{ В}$	$E_{cs}, 10^3 \text{ В/м}$	$j_p, 10^7 \text{ А/м}^2$	$r_{cs}, 10^{-3} \text{ м}$	$\alpha_{н.ч.}$	$p, 10^5 \text{ Па}$	i
Al–Al	26,98	1,43	5,98	1,90	0,80	1,2...2	0,6	1	1
Ti–Ti	47,90	1,46	6,83	2,35	1,25				
Fe–Fe	55,85	1,26	7,89	2,50	2,00				
Ni–Ni	58,71	1,24	7,63	2,55	1,80				
Cu–Cu	63,65	1,28	7,72	2,95	1,30				

Табл. 2. Значения температуры столба

Электрод	Условие горения дуги	Метод измерения	Ток дуги, А	$T_{эксп}, \text{ К}$
Медный	В воздухе	По поглощению R-лучей	14	5470
		По скорости звука	10	6100
Стальной	В воздухе	По скорости звука	125	5020
		По интенсивности спектральных линий	420	6500

На рис. 1 приведены результаты расчетов по формулам (17) и (19) температур T_c молекулярного пара в положительном столбе дуги, свободно горящей при нормальном давлении. Температура плавления материала электрода определяет параметры как дуги, так и процесса сварки. Поэтому электроды расположены в порядке возрастания температуры плавления материала.

Иными словами, рис. 1 качественно отражает зависимость температуры молекулярного пара в столбе от температуры плавления материала электрода.

Из рис. 1 следует, что поведение кривых почти совпадает. Максимальное отличие в значении наблюдается для медных электродов и составляет около 20 %.

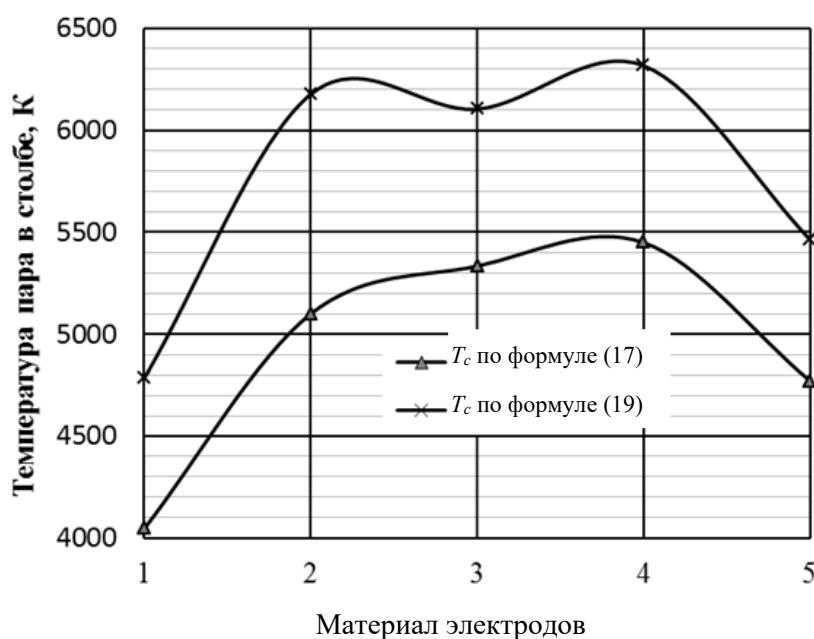


Рис. 1. Качественная зависимость температуры T_c молекулярного пара в положительном столбе дуги, рассчитанной по формулам (17) и (19), от температуры плавления электродов материала электродов: 1 – Al–Al; 2 – Cu–Cu; 3 – Ni–Ni; 4 – Fe–Fe; 5 – Ti–Ti

Наблюдаемое одинаковое поведение кривых можно объяснить следующим образом. Формула (17) получена на основе стационарности столба и законов сохранения энергий при парных столкновениях частиц и превращении энергии электрического поля в энергию излучения. При этом температура пара в столбе электрической дуги однозначно определяется ее основными измеряемыми электрическими параметрами. Вывод выражения (19) основан на квазиравновесности столба, термическом механизме генерации свободных носителей заряда в столбе и принципе минимума напряженности поля. В нем не присутствуют в явном виде электрические параметры дуги.

Сравнивая из самых общих соображений положения, лежащие в основе вывода формул (17) и (19), можно прийти к заключению, что они во многом совпадают. Действительно, равновесное состояние является частным случаем стационарного состояния, существование минимального значения энергии си-

стемы, соответствующего состоянию равновесия, следует из закона сохранения и превращения энергии. Также общими рассуждениями можно установить связь электрических параметров дуги с потенциалом ионизации газа U_i . Кроме того, сравнение рассчитанных значений температур с опытными данными, приведенными в табл. 2, показывает их удовлетворительное совпадение, по крайней мере, для стальных электродов. Здесь следует отметить, что в табл. 2 приведены значения тока, а в расчетах использовалась плотность тока. Впрочем, это не должно существенно повлиять на результат сравнения температур, т. к. для расчетов выбраны значения плотности тока, наиболее часто встречающиеся в литературе.

Чтобы установить отличия между результатами расчетов по формулам (17) и (19), расположим электроды в порядке возрастания атомной массы материала электрода и получим качественные зависимости температур T_c от относительной атомной массы. На

рис. 2 показаны качественные зависимости температуры молекулярного газа в положительном столбе дуги, рассчитанной по формулам (17) и (19), при нормальном давлении от атомной массы материала электрода.

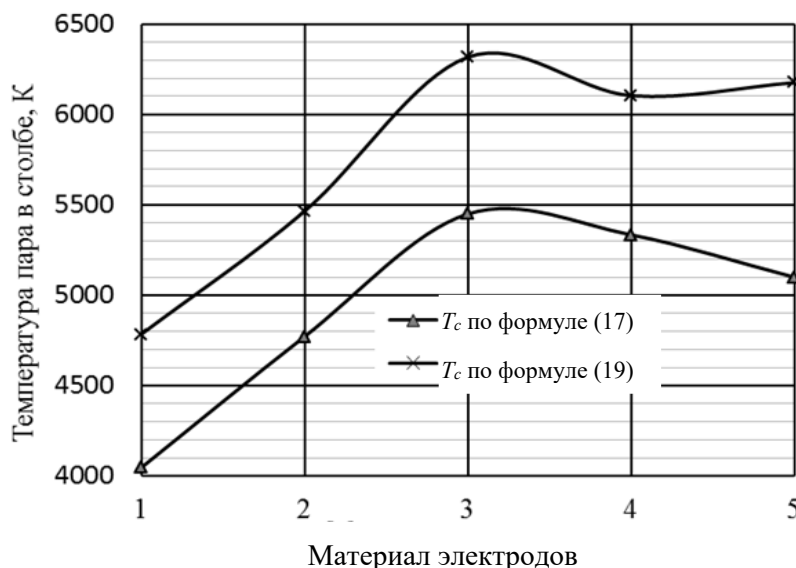


Рис. 2. Качественная зависимость температуры T_c молекулярного пара в положительном столбе дуги, рассчитанной по формулам (17) и (19), от атомной массы материала электрода: 1 – Al-Al; 2 – Ti-Ti; 3 – Fe-Fe; 4 – Ni-Ni; 5 – Cu-Cu

На рис. 2 видно, что если первая кривая T_c (см. формулу (19)) почти непрерывно растет, то вторая T_c (см. формулу (17)), достигнув максимума, начинает снижаться. Это можно объяснить тем, что с увеличением массы молекулы уменьшается доля x кинетической энергии, передаваемой электроном молекуле при столкновении. Таким образом, выражение (17) точнее, по сравнению с формулой (19), передает механизм нагрева молекулярного газа в столбе дуги. Температура электронного газа рассчитывалась по формуле (25), не намного отличающейся от известной [3]. Температура электронного газа может достигать, например, для Cu, значения, равного $T_e = 5 \cdot 10^4$ K. Судя по литературным данным [3], десятикратное превышение температуры электронного газа над молекулярным газом не является необычным. Для проверки корреляции между результатами расчетов для молекулярного и электронного

газов были проведены дополнительные расчеты. На рис. 3 показаны качественные зависимости нормированных к единице значений сравниваемых температур T_c и T_e , от атомной массы материала электрода.

На рис. 3 видно, что на участке 3–5 с ростом атомной массы температура молекулярного газа падает, а электронного растет, т. е. корреляция наблюдается.

Заключение

Получено выражение для температуры молекулярного газа как функции основных электрических параметров положительного столба сварочной дуги с холодным катодом при нормальном давлении. Выражение выведено на основе законов сохранения энергии при парных столкновениях частиц, и превращении энергии электрического поля в энергию излучения. Результаты расче-

тов согласуются с известными теоретическими и экспериментальными данными. Полученное выражение правильно, по сравнению с известной формулой,

отражает механизм нагрева молекулярного газа. Результаты расчетов температур молекулярного и электронного газов коррелируют между собой.

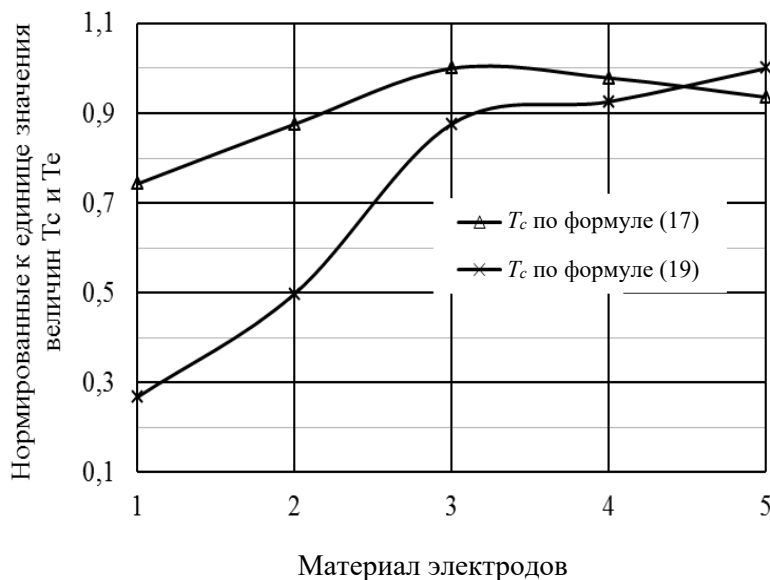


Рис. 3. Качественные зависимости нормированных значений температуры молекулярного T_c и электронного T_e газов от атомной массы материала электрода: 1 – Al-Al; 2 – Ti-Ti; 3 – Fe-Fe; 4 – Ni-Ni; 5 – Cu-Cu

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Грановский, В. Л. Электрический ток в газе: установившийся ток / В. Л. Грановский. – М. : Наука, 1971. – 526 с.
2. Энгель, А. Физика и техника электрического разряда в газах: в 2 т. Т. 2: Свойства газовых разрядов: технические применения / А. Энгель, М. Штенбек. – М. : ОНТИ, 1936. – 375 с.
3. Энгель, А. Физика и техника электрического разряда в газах: в 2 т. Т. 1: Основные законы / А. Энгель, М. Штенбек. – М. : ОНТИ, 1935. – 252 с.
4. Тиходеев, Г. М. Измерение мощности полного излучения столба дуги большой мощности (типа сварочной) / Г. М. Тиходеев // Известия АН СССР (ОТН). – 1957. – № 8.
5. Makhlin, N. M. Processes occurring at excitation of the welding arc (Review) / N. M. Makhlin // Avtomaticheskaya Svarka (Automatic Welding). – 2020. – № 9. – Р. 54–60.
6. Ляпин, А. И. Обобщенная модель элементарных процессов в области «холодного» катода сварочной дуги в парах при атмосферном давлении / А. И. Ляпин // Вестник Белорусско-Российского университета. – 2024. – № 1 (82). – Р. 108–117.
7. Лесков, Г. И. Электрическая сварочная дуга / Г. И. Лесков. – М.: Машиностроение, 1970. – 336 с.
8. Таблица физических величин : справочник / Под ред. акад. И. К. Кикоина. – М. : Атомиздат, 1976. – 1008 с.

Статья сдана в редакцию 18 июня 2024 года

Контакты:
ali_lyapin@tut.by (Ляпин Али Ибрагимович).

A. I. LYAPIN

**TEMPERATURE OF MOLECULAR AND ELECTRON GASES
IN THE POSITIVE COLUMN OF A COLD CATHODE WELDING ARC
BURNING FREELY AT NORMAL PRESSURE**

Abstract

An expression is obtained for the temperature of molecular gas as a function of the basic electrical parameters of the positive column of a cold cathode welding arc that burns freely at normal pressure. The expression is derived based on the laws of energy conservation in paired collisions of particles, and the conversion of electric field energy into radiation energy. The calculation results correlate with known theoretical and experimental data. The resulting expression correctly, in comparison with the existing formula, describes the heating mechanism of the molecular gas. The calculation results for the temperature of molecular and electron gases agree with each other.

Keywords:

welding arc, «cold» cathode, positive column, elementary processes, temperature.

For citation:

Lyapin, A. I. Temperature of molecular and electron gases in the positive column of a cold cathode welding arc burning freely at normal pressure / A. I. Lyapin // Belarusian-Russian University Bulletin. – 2024. – № 4 (85). – P. 64–73.