



ВЛИЯНИЕ ЗАЩИТНОГО ГАЗА НА КОНТРАКЦИЮ СВАРОЧНОЙ ДУГИ С ВОЛЬФРАМОВЫМ КАТОДОМ

П. В. ПОРИЦКИЙ, канд. физ.-мат. наук (НЦ «Ин-т ядерных исследований» НАН Украины, г. Киев),
В. П. ПРИЛУЦКИЙ, канд. техн. наук, **В. Н. ЗАМКОВ**, д-р техн. наук
(Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

Рассмотрено влияние характеристик газовой среды на процесс контракции (сжатия) сварочной дуги в атмосфере инертных газов. Проведены расчеты и показано, что степень сжатия дугового разряда определяется теплофизическими характеристиками газовой среды и процессами электрон-атомных столкновений. Выявлено влияние эффекта Рамзауэра на характеристики контракции дугового разряда.

Ключевые слова: контракция, инертный газ, сварочная дуга, эффект Рамзауэра

Сварочная дуга представляет собой электрический разряд в газовом канале (плазменном столбе), обладающем электрической проводимостью. Проводимость плазмы дуги является следствием термической ионизации газа при температурах, относительно высоких по сравнению с температурой электродов. При этом наблюдается баланс между тепловыделением в плазме вследствие прохождения электрического тока и отводом тепловой энергии в электроды и во внешнюю среду. От условий реализации теплового равновесия зависят пространственные характеристики положительного столба дуги и распределение в нем плотности тока. В свою очередь на основе анализа распределения плотности тока в положительном столбе дуги можно установить взаимосвязь между параметрами разряда для разных условий сварки.

Увеличение плотности тока (концентрации энергии) в сварочной дуге при прочих равных условиях приводит к возрастанию глубины проплавления металла при сварке, поэтому вопрос механизма контракции (сжатия) сварочной дуги особенно актуален. Это связано с повышенным вниманием специалистов к расширению технологических возможностей сварки вольфрамовым электродом путем изменения состава защитного газа и введения флюсов в зону дуги.

Контракция разряда имеет место при выполнении следующих условий [1–6]: объемная нейтрализация заряженных частиц преобладает над их диффузионным уходом на «стенки разрядной камеры»¹; частота образования заряженных частиц резко падает в направлении от оси разряда к периферии дуги. При этом степень сжатия разряда определяется температурной неоднородностью по его сечению. Тепловая контракция обусловлена уменьшением температуры на периферии разряда и увеличением плотности газа (при постоянном

давлении). Поэтому на периферии разряда электроны отдают большую часть энергии нейтральным частицам. Их температура падает. Это, в свою очередь, усиливает процессы рекомбинации и, как следствие, уменьшает концентрацию электронов. Энергия, которая передается от электронов к тяжелым частицам, зависит от их типа (атомы, ионы, молекулы и т. д.). Поэтому и степень сжатия дуги вследствие тепловой контракции будет зависеть от типа защитного газа.

Как правило, при определении параметров плазмы дугового разряда предполагают, что частота или сечение электрон-атомных столкновений не зависит от энергии электрона. Это позволяет существенно упростить соответствующие расчеты [3–6]. Однако такое предположение не всегда оправдано, так как сечение электрон-атомных столкновений может иметь немонотонную зависимость от энергии электрона. В частности, глубокий минимум наблюдается для некоторых инертных газов и щелочных металлов (эффект Рамзауэра) и это оказывает определяющее влияние на параметры разрядной плазмы.

Целью данной работы является исследование влияния физических характеристик защитных газов на контракцию положительного столба дуги. Для этого выполнен детальный анализ процессов, вызывающих тепловую контракцию, при условии, что электронная и газовая температуры в плазме столба дуги различны.

Локальное термодинамическое и ионизационное равновесие. Состояние плазмы дугового разряда нормального или высокого давления, к которому относится и сварочная дуга, принято характеризовать как локальное термодинамическое и ионизационное равновесие [3–7]. Вследствие высоких концентраций атомов и электронов процессы столкновения в такой плазме значительно более существенны, чем процессы переноса. Следовательно, перенос частиц под влиянием пространственной неоднородности незначителен, и в каждой точке разряда поддерживается состояние, близкое к равновесному. Оно характеризуется определенными газовой T и электронной T_e температурами, а распределения атомов и электронов по скоростям соответствуют максвелловской функции.

¹ В случае свободногорящей сварочной дуги под термином «стенка разрядной камеры» следует понимать зону на периферии разряда, где температура близка к температуре окружающей среды.



Указанные температуры устанавливаются при взаимодействии электронов с внешними полями, столкновении электронов с атомами и переносе тепла по сечению разряда. В то же время соотношение между T и T_e определяется только процессами столкновения и взаимодействием электронов с внешним электрическим полем. В случае сварки на постоянном токе, когда газоразрядная плазма находится в постоянном электрическом поле напряженности E , уравнение, определяющее соотношение между T и T_e , имеет вид [1, 8]

$$T_e - T = \frac{m_a}{3k} \left(\frac{eE}{m_e} \right)^2 \frac{\langle u^2 / v_{ea} \rangle}{\langle u^2 v_{ea} \rangle}, \quad (1)$$

где m_a — масса атома; k — постоянная Больцмана; e — заряд электрона; m_e — масса электрона; u — скорость электрона; угловые скобки означают усредненное распределение электронов по скоростям с использованием максвелловской функции; v_{ea} — частота столкновений электрона с атомами.

В частности, если v_{ea} не зависит от скорости электрона, формула (1) принимает вид

$$T_e - T = \frac{m_a \omega_e^2}{3k}, \quad (2)$$

где ω_e — дрейфовая скорость электронов, равная

$$\omega_e = \frac{eE}{m_e} \langle u^2 / v_{ea} \rangle. \quad (3)$$

Газоразрядная плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия, если характерное время обмена энергией между электронами (вследствие столкновений) мало по сравнению с характерным временем обмена энергией в их столкновениях с атомами и с характерным временем переноса энергии электронов в другие области разряда.

Рассмотрим газ при слабой ионизации, когда

$$kT_e \ll E_I, \quad (4)$$

где E_I — эффективная энергия ионизации газовой среды.

Для сварочной дуги, в которой поддерживается локальное термодинамическое равновесие, включая равновесие ионизационное, плотность электронов n_e в данной точке разряда связана с плотностью положительных ионов n_i и нейтральных атомов n_a уравнением Саха [7, 9, 10]:

$$\frac{n_e n_i}{n_a} = \frac{2g_i}{g_a} \left(\frac{2\pi m_e kT_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp \left(\frac{E_I}{kT_e} \right), \quad (5)$$

где h — постоянная Планка; g_i , g_a — статистический вес для основных состояний соответственно иона и атома.

Благодаря условию $kT_e \ll E_I$, плотность возбужденных атомов мала по сравнению с плотностью атомов в основном состоянии. Критерий локального ионизационного равновесия имеет вид [3, 11]

$$\tau_{\text{rec}} \ll \tau_{\text{dif}}, \quad (6)$$

где $\tau_{\text{rec}} \sim (K_{\text{rec}} n_e^2)^{-1}$ — характерное время рекомбинации отдельного электрона; $\tau_{\text{dif}} = r_{PS}^2 / a_g D_{\text{amb}}$ — характерное время диффузии электрона из области, занимаемой плазмой; K_{rec} — константа скорости трехчастичной рекомбинации электронов и ионов, определяемая формулой $K_{\text{rec}} = 6,4 \cdot 10^{-22} (1000 / T_e)^{9/2}$, см⁶/с [3–5]; r_{PS} — радиус области, занимаемой плазмой; a_g — параметр, зависящий от геометрии разряда (для цилиндрической геометрии $a_g = 5,78$); D_{amb} — коэффициент амбиполярной диффузии, который выражается через коэффициент диффузии ионов D_{ion} :

$$D_{\text{amb}} = D_{\text{ion}} \left(1 + \frac{T_e}{T} \right). \quad (7)$$

Коэффициент диффузии ионов в основном определяется процессом резонансной перезарядки и рассчитывается по формуле [5, 10]

$$D_{\text{ion}} N = d_{i0} \sqrt{T / T_{i0}}, \quad (8)$$

где N — количество тяжелых частиц (атомов и ионов) в единице объема; d_{i0} , T_{i0} — некоторые постоянные для данного газа.

Таким образом, локальное ионизационное равновесие имеет место, если

$$\eta = \frac{\tau_{\text{dif}}}{\tau_{\text{rec}}} = \frac{K_{\text{rec}} n_e^2 r_{PS}^2}{a_g D_{\text{amb}}} \gg 1. \quad (9)$$

Следует отметить, что этот критерий более сильный, чем критерий возможности описания газоразрядной плазмы двухтемпературной моделью, который имеет вид [8, 10]

$$n_e \sigma_{ee} \gg \frac{m_e}{m_a} n_a \sigma_{ea}, \quad (10)$$

где σ_{ee} , σ_{ea} — характерные сечения электрон-электронных и электрон-атомных столкновений.

Для аргоновой плазмы критерий (10) имеет вид $n_e / n_a \gg 2 \cdot 10^{-7}$ при $T_e = 10^3$ К и $n_e / n_a \gg 5 \cdot 10^{-6}$ [8] при $T_e = 10^4$ К.

Контракция положительного столба дуги. Рассмотрим плазму положительного столба сварочной дуги при условии его цилиндрической формы, наличия в нем локального термодинамического и ионизационного равновесия, постоянства давления по сечению разряда. Предположив интенсивность тепловыделения пропорциональной локальной плотности тока, запишем уравнение переноса тепла (уравнение Эленбааса–Геллера [3–6]) в виде

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left\{ r \left[\kappa(T) \frac{dT}{dr} + \kappa_e(T) \frac{dT_e}{dr} \right] \right\} + q(r) = 0, \quad (11)$$

где r — расстояние от оси разряда; $\kappa(T)$, $\kappa_e(T_e)$ — коэффициенты газовой и электронной теплопроводности; $q(r) = j(r)E$ — мощность тепловыделения в единице объема; $j(r) = \sigma E$ — плотность электрического тока; σ — электропроводность плазмы.



Уравнение (11) описывает перенос тепла по сечению разряда с учетом газовой и электронной теплопроводности. Из его решения определяется также поле температур в плазме дуги. Граничные условия выбираем следующим образом: температура дуги $T(0) = T_0$, температура на стенке разрядной камеры T_R (без ограничения общности рассмотрения) принимается постоянной (например, 300 К).

Вследствие наличия локального ионизационного равновесия в области плазмы, определяющей ее энергобаланс, температура электронов и газа меняется слабо. Это позволяет получить приближенное аналитическое решение уравнения (11) методом, подробно изложенным в работах [3–6]. Согласно этому методу предполагаются заданными зависимости плотностей тока и энерговыделения, а также связанных с ними величин от температуры по сечению разряда. Коэффициенты считаем постоянными и равными их значениям на оси разряда. Эти упрощения позволяют преобразовать уравнение (11) в обыкновенное дифференциальное уравнение, которое имеет аналитическое решение. Такое решение является приближенным, но позволяет анализировать влияние различных физических процессов на распределение температуры и других величин по сечению разряда.

Введя переменную

$$\theta = \frac{[T_e(0) - T_e(r)]E_I}{2kT_e^2(0)}, \quad (12)$$

получаем $n_e(r) = n_e(0)\exp(-\theta)$. Соответственно плотность тока и плотность энерговыделения изменяются по сечению разряда как $j(r) = j_0\exp(-\theta)$ и $q(r) = q_0\exp(-\theta)$, где $j_0 = j(0)$, $q_0 = q(0)$, а также $\kappa_e \sim n_e \sim \exp(-\theta)$.

Вводя безразмерную переменную

$$x = \left(\frac{r}{R}\right)^2, \quad (13)$$

где R — радиус разрядной камеры, получаем уравнение теплового баланса (11) в виде

$$\frac{d}{dx} \left(x [\exp(-\theta) + \xi] \frac{d\theta}{dx} \right) - A \exp(-\theta) = 0, \quad (14)$$

где ξ , A , ξ_r — параметры, определяющие распределение температуры по сечению

$$\xi = \zeta_T \frac{\kappa(T)}{\kappa_e(T_e)}, \quad A = \frac{q_0 R^2 E_I}{8kT_e^2 \kappa_e(T_e)}, \quad \zeta_r = \frac{dT(r)}{dT_e(r)}.$$

В данном приближении, как отмечалось выше, все значения коэффициентов задаются на оси разряда, а в качестве дополнительных условий используется постоянство напряженности электрического поля и давления p по сечению разряда. Первое слагаемое уравнения (14) описывает отвод теплоты за счет газовой и электронной теплопроводности, второе характеризует тепловыделение, связанное с прохождением электрического тока через плазму.

Рассмотрим последовательно режимы разряда, когда отвод теплоты определяется в одном случае газовой, в другом — электронной теплопроводностью. В первом предельном случае ($\xi \gg 1$) решение уравнения имеет вид

$$\theta = 2\ln[1+(Ax/2\xi)], \quad (15)$$

что соответствует следующему распределению плотности электронов по сечению:

$$n_e(r) = n_e(0) \exp(-\theta) = n_e(0)F(r), \quad (16)$$

где $F(r) = \frac{1}{(1 + (r/r_g)^2)^2}$, $r_g = \frac{16\zeta_T k T_e^2 \kappa(T)}{q_0 E_I}$.

Аналогичными зависимостями характеризуются распределения плотности тока и мощности энерговыделения:

$$j(r) = j_0 \exp(-\theta) = j_0 F(r), \quad (17)$$

$$q(r) = q_0 \exp(-\theta) = q_0 F(r). \quad (18)$$

Связь между мощностью единицы длины дугового разряда Q (силой тока I) и его температурой в центре разряда можно получить, проинтегрировав выражение (18) по сечению разряда (все значения величин в правой части берутся в центре разряда):

$$Q = IE = \int_0^R q(r) 2\pi r dr \approx \frac{16\pi\zeta_T k T_e \kappa(T)}{E_I}. \quad (19)$$

В другом предельном случае ($\xi \ll 1$) рассмотрим две области θ (в зависимости от того, каким членом в коэффициенте уравнения пренебрегаем). При $\theta > \ln(1/\xi)$ решением указанного уравнения является выражение (15).

В области $\theta < \ln(1/\xi)$, введя новую переменную $\psi = \exp(-\theta)$, получаем уравнение (14) в виде

$$\frac{d}{dx} \left(x \frac{d\psi}{dx} \right) + A\psi = 0. \quad (20)$$

Решение уравнения в общем случае выражается через функции Бесселя. Граничные условия выберем в виде $\psi(0) = 1$; $\psi(x_J) = 0$, где $x_J = (r_J/R)^2$, r_J — радиус плазмы ($r_J \leq R$). Область плазмы $0 \leq r \leq r_J$ вносит основной вклад в полный электрический ток разряда. Поэтому в области $0 \leq r \leq r_J$ (при $r > r_J$ $\psi = 0$) имеет смысл рассматривать только то решение, которое выражается через функцию Бесселя первого рода:

$$\psi = J_0(2\sqrt{Ax}). \quad (21)$$

Соответственно для плотности электронов имеем следующее распределение по сечению разряда:

$$n_e(r) = n_e(0) \exp(-\theta) = n_e(0) J_0 \left(2\sqrt{A} \frac{r}{R} \right), \quad 0 \leq r \leq r_J, \quad (22)$$

$$n_e(r) = 0, \quad r > r_J.$$

Аналогичными зависимостями описываются плотность энерговыделения и плотность тока



$$q(r) = q_0 J_0 \left(2\sqrt{A} \frac{r}{R} \right), 0 \leq r \leq r_j; \quad (23)$$

$$q(r) = 0, r > r_j,$$

$$j(r) = j_0 J_0 \left(2\sqrt{A} \frac{r}{R} \right), 0 \leq r \leq r_j; \quad (24)$$

$$j(r) = 0, r > r_j.$$

Для значения Q получаем выражение

$$Q \approx 1,36 q_0 r_j^2. \quad (25)$$

Для радиуса плазмы r_j , который отвечает обращению в нуль функции Бесселя, имеем

$$r_j^2 \approx \frac{5,78 R^2}{4A} \approx \frac{11,57 k T_e^2 \kappa_e(T_e)}{q_0 E_I}. \quad (26)$$

Откуда мощность единицы длины дугового разряда

$$Q = IE \approx \frac{15,7 k T_e^2 \kappa_e(T_e)}{E_I}. \quad (27)$$

Объединив соотношения (16)–(18) и (27), получим общее выражение для мощности тепловыделения на единицу длины разряда:

$$Q = IE \approx (16 \zeta_T \kappa(T) + 5 \kappa_e(T_e)) \frac{\pi k T_e^2}{E_I}. \quad (28)$$

Эффективный радиус плазмы определим на основании соотношения

$$\int_0^R n_e(r) 2\pi r dr = 1,36 n_e(0) r_0^2, \quad (29)$$

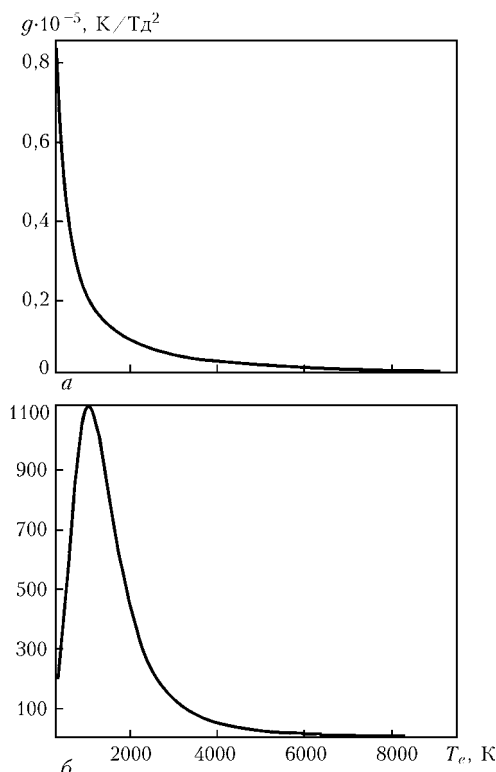


Рис. 1. Вид функции $g(T_e)$ для гелия (а) и аргона (б)

что дает в рассмотренных выше частных случаях соответственно $r_0^2 = 2,31 r_g^2$ и $r_0 = r_j$. Общее выражение для эффективного радиуса плазмы получается объединением выражений для радиусов из (16)–(18) и (26)

$$r_0^2 = (37,1 \zeta_T \kappa(T) + 11,6 \kappa_e(T_e)) \frac{k T_e^2}{q_0 E_I}. \quad (30)$$

Если параметр r_0 , который характеризует размеры области разряда, мал по сравнению с радиусом разрядной камеры R , контракция разряда имеет место. Из уравнения (30) следует, что при увеличении выделения энергии область, занимаемая разрядом, уменьшается. В то же время характерный радиус контракции r_0 зависит и от значения T_e . Отсюда следует, что при отрыве электронной температуры от газовой область плазмы увеличивается. Поскольку нижним пределом для температуры электронов является газовая температура, то наиболее сильная контракция имеет место при равенстве этих температур.

Отрыв электронной температуры. Для исследования характера отрыва электронной температуры в различных инертных газах выражение (1) удобно записать в виде [8]

$$T_e - T = \left(\frac{E}{n_a} \right)^2 g(T_e), \quad (31)$$

где

$$g(T_e) = \frac{m_a}{3k} \left(\frac{e}{m_e} \right)^2 \frac{\langle u^2/k_{ea} \rangle}{\langle u^2 k_{ea} \rangle}. \quad (32)$$

Здесь $k_{ea} = v/n_a = u \sigma_{ea}^*(u)$ — константа скорости электрон-атомных столкновений; σ_{ea}^* — транспортное (диффузное) сечение электрон-атомных столкновений.

Функция $g(T_e)$ не зависит от напряженности электрического поля E и плотности атомов n_a , поэтому является универсальной характеристикой отрыва электронной температуры от газовой². Различие электронной и газовой температур можно представить в виде произведения квадрата отношения E/n_a (приведенная напряженность электрического поля) и $g(T_e)$.

Вид функции $g(T_e)$ для различных газов приведен на рис. 1. Вследствие эффекта Рамзауэра $g(T_e)$ для аргона, криптона и ксенона имеет максимум. В результате при малых значениях E/n_a и газовых температур в плазме могут возникать неустойчивости. В частности, для ксенона значение критической приведенной напряженности электрического поля, ниже которой в плазме возможно развитие неустойчивостей, составляет 0,03 Тд [5, 6]. Поскольку область неустойчивостей в плазме соответствует низким электронным температурам (< 3500 К), данный факт в реальных условиях сварочной дуги не существует. Электронная теп-

² Отношение E/n_a принято выражать в таунсендах (Тд). 1 Тд = 10^{-17} В·см².



лопроводность в плазме зависит от температуры электронов. В предположении постоянства диффузного сечения рассеяния электронов на атомах коэффициент электронной теплопроводности может быть определен формулой [3–6]

$$\kappa_e = \kappa_{e0} \left(\frac{n_e}{n_a} \right) \left(\frac{T_e}{T_{e0}} \right)^{1/2}, \quad (33)$$

где T_{e0} и κ_{e0} — некоторые постоянные.

С повышением электронной температуры (согласно формуле (30)) следует ожидать, что размер области разряда будет увеличиваться более интенсивно, чем при линейной зависимости от T_e .

Поскольку характерный радиус контракции согласно формуле (30) зависит также от газовой теплопроводности, необходимо принимать во внимание их соотношение.

Модель дугового разряда. Факторы, вызывающие контракцию дугового разряда, существенно различаются по степени своего влияния. Поэтому для сравнения рассмотрим сварочные дуги в разных инертных газах при одинаковых значениях силы тока I . Уравнение (11) можно упростить введением тепловой функции

$$S = \int_0^{T_e} \kappa_e(T_e') dT_e' + \int_0^T \kappa(T') dT'. \quad (34)$$

Если предположить, что $\kappa(T) \sim T\gamma$, а значения газовой и электронной температур принять равными их значениям на оси разряда, то при выполнении условия (4) имеем

$$S = \kappa_e(T_e) \frac{2kT_e^2}{E_I} + \kappa(T) \frac{T}{1 + \gamma}. \quad (35)$$

В то же время дважды проинтегрировав уравнение (11), получим

$$S = 0,215q_0r_0^2 \ln\left(\frac{R}{r_0}\right). \quad (36)$$

Выражения (34)...(36) используем для расчета характеристик дугового разряда (при условии $E, p = \text{const}$), добавив к ним уравнение состояния $p = NkT \approx n_a kT$, закон Ома и условие квазинейтральности плазмы. В результате получим систему уравнений для расчета параметров дугового разряда:

$$T_e - T - \left(\frac{E}{n_a}\right)^2 g(T_e), \quad (37)$$

$$IE = \frac{2kT_e^2}{E_I} [16\kappa\zeta_T + 11,57\kappa_e] = q_0\pi r_q^2 = 0,431\pi q_0 r_0^2. \quad (38)$$

$$S = 0,215q_0r_0^2 \ln\left(\frac{R}{r_0}\right) = \frac{2\kappa_e kT_e^2}{E_I} + \frac{T\kappa}{\gamma + 1}, \quad (39)$$

$$p = NkT \approx n_a kT, \quad (40)$$

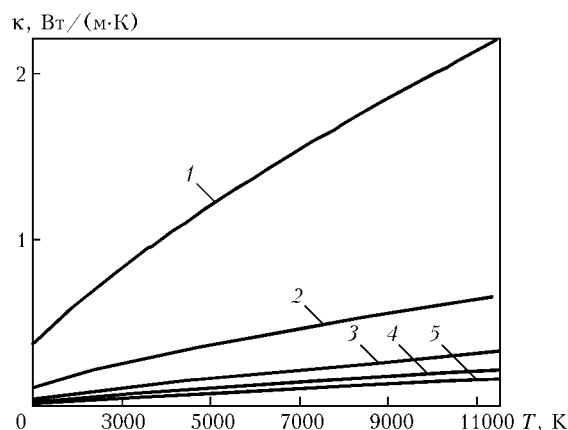


Рис. 2. Коэффициент газовой теплопроводности инертных газов: 1 — He; 2 — Ne; 3 — Ar; 4 — Kr; 5 — Xe

$$\frac{n_e^2}{n_a} = \frac{2g_i}{g_a} \left(\frac{2\pi m_e kT_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_I}{kT_e}\right) \quad (41)$$

$$I = \sigma E \pi r_0^2. \quad (42)$$

Здесь

$$r_0^2 = \frac{k_B T_e}{q_0 E_I} [37,1\kappa\zeta_T + 11,57\kappa_e], \quad q_0 = \sigma E^2,$$

$$\zeta_T = \frac{dT}{dT_e} = \left(1 - (T_e - T) \frac{d \ln g(T_e)}{dT_e} \right) \left(\frac{2T_e}{T} - 1 \right)^{-1}.$$

Коэффициент газовой теплопроводности инертных газов приближенно описывается формулой [12]

$$\lambda = \lambda_{273} (T/T_{273})^\gamma, \quad (43)$$

где $T_{273} = 273,16$ К, $\lambda_{273} = \lambda(T_{273})$.

Значения параметров λ_{273} и γ для различных газов представлены в табл. 1, на рис. 2 приведены значения коэффициентов газовой теплопроводности инертных газов в диапазоне 1000...11600 К, рассчитанные по формуле (43). Максимальную теплопроводность в указанном температурном интервале имеет гелий, минимальную — ксенон. Теплопроводность гелия более, чем на порядок превышает теплопроводность ксенона. Теплопроводность неона в 4...5 раз больше теплопроводности ксенона и в 2,5 раза меньше теплопроводности гелия. Теплопроводность аргона и криптона превышает показатель ксенона соответственно в 2 и 1,4 раза.

Значения электропроводности и электронной теплопроводности плазмы определяли по формулам [9, 13]

Таблица 1. Параметры формулы теплопроводности [12] для инертных газов

Газ	$\lambda_{273} \cdot 10^3$, Вт/(м·К)	γ
He	143,7	0,73
Ne	46,76	0,71
Ar	16,45	0,80
Kr	8,92	0,86
Xe	5,15	0,93



$$\sigma = \frac{n_e e^2 \langle u^2 \rangle}{m_e \langle u^2 v_{ea} \rangle}, \quad (44)$$

$$\kappa_e = \frac{5}{2} \frac{n_e k^2 T_e \langle u^2 \rangle}{m_e \langle u^2 v_{ea} \rangle}. \quad (45)$$

Поскольку диффузное сечение электрон-атомных столкновений для аргона, криптона и ксенона имеет минимум вследствие эффекта Рамзауэра, транспортные коэффициенты в плазме этих газов будут иметь максимум, что должно оказать влияние на характеристики контракции. Это не учитывалось в работах [3–6], авторы которых использовали зависимость (33). Система уравнений (37)...(45) позволяет при заданных значениях тока дуги I и давления p определить значения E , T_e , T , n_e , n_a , N , r_0 , и наоборот — при заданных значениях этих величин определить I и p .

При повышении степени ионизации дугового газа $\alpha = n_e/N$ до $10^{-4} \dots 10^{-3}$ становятся существенными столкновения электронов с ионами и влияние процессов ионизации-рекомбинации на теплоперенос [11]. Для учета этих явлений необходимо принимать во внимание частоту столкновений электронов со всеми тяжелыми частицами $\nu_e = \nu_{ea} + \nu_{ei}$, где ν_{ei} — частота электрон-ионных столкновений. Необходимо также учитывать сумму коэффициентов теплопроводности ($k_e + k_p$), где k_p — коэффициент теплопроводности, обусловленный процессами ионизации-рекомбинации.

Частота электрон-ионных столкновений выражается через диффузное сечение кулоновских столкновений $\sigma_{ei}^*(u)$ [13]:

$$\nu_{ei}(u) = n_i u \sigma_{ei}^*(u) = \frac{1}{4\pi} n_i \left(\frac{e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^2 \frac{L_{ei}}{u^3}, \quad (46)$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная; $L_{ei} = \ln \left(\frac{12\pi\epsilon_0 k T_e r_D}{e^2} \right)$ — кулоновский логарифм; $r_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T_e T}{n_e e^2 (T_e + T)}}$ — дебаевский радиус.

Коэффициент теплопроводности, обусловленный процессами ионизации-рекомбинации для случая слабой ионизации, имеет вид [1, 7]

$$\kappa_p = \frac{D_{amb} n_e}{2} \left(\frac{E_I}{k T_e} \right)^2. \quad (47)$$

Следует учесть, что теплопроводность, вызванная процессами ионизации-рекомбинации, может вносить заметный вклад в общую теплопроводность из-за большой величины $(E_I/k T_e)^2$. Значения сечений при расчетах принимали по данным [14], а коэффициенты диффузии ионов согласно [5, 15].

Результаты расчетов и их обсуждение. Приведенная выше система уравнений представляет собой модель дугового разряда при условии, что тепло, выделяющееся в плазменном канале, переносится в результате теплопроводности на стенки

разрядной камеры, где, в свою очередь, поддерживается определенная температура. Такие условия непосредственно отвечают дугам, стабилизированным стенками. При больших токах они характеризуются возрастающей вольт-амперной характеристикой в противоположность открытым дугам, у которых вольт-амперная характеристика падающая [16]. Благодаря контракции разряда плазма сосредоточивается в ограниченной области вблизи оси дуги, а значит следует ожидать, что при значительном превышении радиуса стенки относительно радиуса плазмы рассчитанные параметры разряда будут слабо зависеть от дальнейшего увеличения размеров разрядной камеры. Следовательно, случай $R \gg r_0$ можно рассматривать как отвечающий и открытой дуге. Естественно, что сварочная дуга с вольфрамовым катодом не имеет стабилизирующей стенки. Ее роль играют внешние факторы: потоки защитного газа, вызванные внешним обдувом, конвекцией [6, 11, 17], испарением поверхности анода [11, 18]. Обычно для открытой дуги за радиус стенки рекомендуется принимать радиус свечения разряда [19].

Рассмотренная модель описывает «длинную дугу», где тепловой поток отводится на стенки [11, 17]. Ее противоположностью является «короткая дуга» (такие дуги принято также называть дугами, стабилизированными электродами), в которой тепловой поток отводится главным образом в электроды. В этом случае определяющими становятся приэлектродные процессы. Однако согласно данным работы [20], сварочная дуга в инертном газе с вольфрамовым катодом является беспримесной. Это позволяет считать, что приэлектродные процессы в ней не оказывают непосредственного влияния на положительный столб. Поэтому для описания сварочной дуги с вольфрамовым катодом представляется более уместным использование именно модели «длинной дуги».

На рис. 3 приведены расчетные вольт-амперные ($E-I$) характеристики дуговых разрядов, на рис. 4 — расчетные вольт-амперные характеристики в переменных $ER - I/R$ (дуга без излучения описывается едиными кривыми в переменных r/R , ER и I/R [16]). На рис. 5 приведен расчет газовой и электронной температуры в дуге. Для аргона, криптона и ксенона при $R = 0,75$ см имеем возрастающую $E-I$ характеристику (рис. 3), для гелия и неона она является падающей. Результаты расчетов близки к экспериментально измеренным значениям напряженности электрического поля [14] и температуры в дуге [19]. Так, при режимах разряда, которые соответствуют плотностям тока $j_0 < 8,5 \cdot 10^2$ А/см², различие результатов расчетов с экспериментальными данными [18] не превышает 30 % (см. рис. 5). Полученные результаты согласуются также с данными, приведенными в работах [3–6] для ксеноновой и аргоновой дуг. В этих работах расчеты проводили по более упрощенной модели, основанной на выражениях (2) и (33). В них также в ряде случаев предполагалась независимость сечений электрон-атомных столкновений от энергии электрона, что не позволило выполнить расчет в области температур, отвеча-

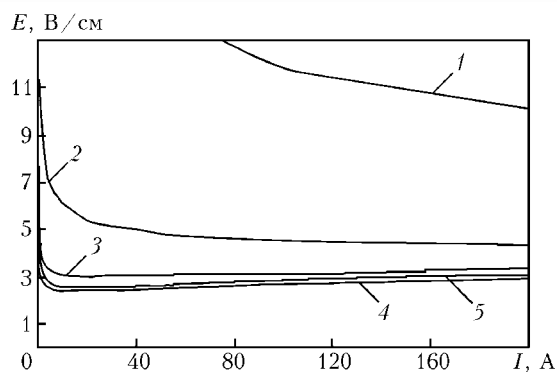


Рис. 3. Расчетные вольт-амперные ($E-I$) характеристики для дуговых разрядов при атмосферном давлении ($R = 0,75$ см): 1 — разряд в He; 2 — Ne; 3 — Ar; 4 — Kr; 5 — Xe

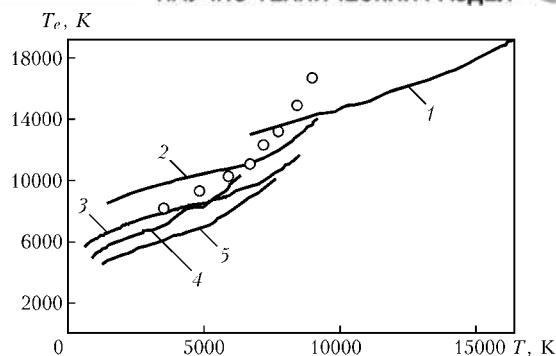


Рис. 5. Зависимость между газовой и электронной температурами в дуге атмосферного давления для $R = 0,75$ см: 1 — He; 2 — Ne; 3 — Ar; 4 — Kr; 5 — Xe; кружочки — эксперимент в аргоне [19]

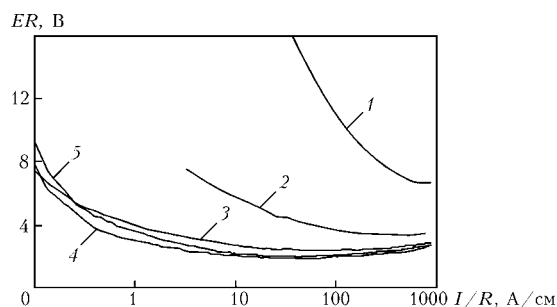


Рис. 4. Расчетные вольт-амперные ($ER - I/R$) характеристики для дуговых разрядов при атмосферном давлении: 1 — разряд в He; 2 — Ne; 3 — Ar; 4 — Kr; 5 — Xe

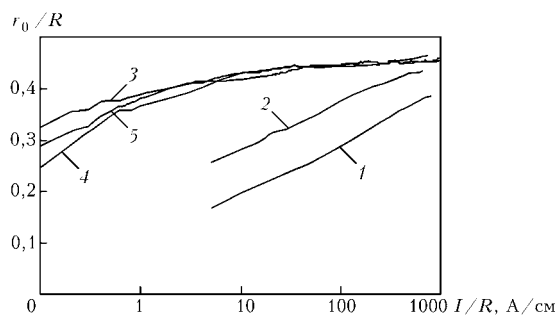


Рис. 6. Зависимость относительного радиуса контракции r_0/R от I/R для дуги при атмосферном давлении: 1 — He; 2 — Ne; 3 — Ar; 4 — Kr; 5 — Xe

Таблица 2. Параметры дуговых разрядов при атмосферном давлении

№ п/п	Газ	I , А	R , мм	r_0 , мм	E , В/см	T , К	T_e , К	Q , Вт/см	q_0 , Вт/см ³	α	ξ	η
1	Ar	50	1,5	0,69	16,9	5400	10240	$8,5 \cdot 10^2$	$1,3 \cdot 10^5$	$4,8 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$4,4 \cdot 10^3$
2	»»	200	7,5	3,37	3,33	7100	9880	$6,7 \cdot 10^2$	$4,3 \cdot 10^3$	$3,9 \cdot 10^{-2}$	$2,9 \cdot 10^{-2}$	$3,8 \cdot 10^2$
3	»»	400	7,5	3,34	3,60	7700	10600	$1,5 \cdot 10^3$	$9,6 \cdot 10^3$	$7,7 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$8,2 \cdot 10^4$
4	»»	600	10	4,45	2,76	8150	10700	$1,7 \cdot 10^3$	$6,1 \cdot 10^3$	$8,6 \cdot 10^{-2}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^5$
5	Xe	50	1,5	0,67	16,2	5310	9130	$8,1 \cdot 10^2$	$1,3 \cdot 10^5$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$4,1 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^5$
6	»»	200	7,5	3,39	3,07	6600	8800	$6,1 \cdot 10^2$	$3,9 \cdot 10^3$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$3,1 \cdot 10^6$
7	»»	400	7,5	3,40	3,34	7150	9400	$1,3 \cdot 10^3$	$8,5 \cdot 10^3$	$2,2 \cdot 10^{-1}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$5,9 \cdot 10^6$
8	»»	600	10	4,50	2,55	7760	9460	$1,5 \cdot 10^3$	$5,6 \cdot 10^3$	$2,4 \cdot 10^{-1}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$	$9,5 \cdot 10^6$

Продолжение таблицы

№ п/п	Газ	I , А	R , мм	r_0 , мм	E , В/см	T , К	T_e , К	Q , Вт/см	q_0 , Вт/см ³	α	ξ	η
9	He	200	7,5	2,53	10,1	13440	16670	$2,0 \cdot 10^3$	$2,3 \cdot 10^4$	$5,3 \cdot 10^{-2}$	0,23	99
10	»»	600	10	3,78	6,73	15630	17800	$4,0 \cdot 10^3$	$2,1 \cdot 10^4$	$1,1 \cdot 10^{-1}$	0,12	$3,9 \cdot 10^2$
11	Ne	200	7,5	3,15	4,35	8060	12370	$8,7 \cdot 10^2$	$6,5 \cdot 10^3$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$4,2 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^3$
12	»»	600	10	4,28	3,41	10320	13100	$2,0 \cdot 10^3$	$8,2 \cdot 10^3$	$4,3 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$	$4,1 \cdot 10^3$
13	Kr	50	1,5	0,68	15,3	4540	9200	$7,6 \cdot 10^2$	$1,2 \cdot 10^5$	$4,5 \cdot 10^{-2}$	$8,0 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^4$
14	»»	200	7,5	3,43	2,47	5380	8900	$5,8 \cdot 10^2$	$3,6 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$2,0 \cdot 10^5$
15	»»	400	7,5	3,38	3,21	5950	9530	$1,3 \cdot 10^3$	$8,3 \cdot 10^3$	$7,2 \cdot 10^{-2}$	$6,8 \cdot 10^{-3}$	$4,2 \cdot 10^5$
16	»»	600	10	4,80	2,32	8500	9400	$1,3 \cdot 10^3$	$4,5 \cdot 10^3$	$7,1 \cdot 10^{-2}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	$3,1 \cdot 10^5$

ющих рамзауэровскому минимуму в сечениях электрон-атомных столкновений.

Результаты расчетов параметров дуг при заданных I и r приведены в табл. 2 и на рис. 6. Эти данные позволяют утверждать, что более зна-

чительная контракция дугового разряда в инертных газах реализуется в условиях, когда перенос тепла осуществляется путем газовой теплопроводности, что соответствует режимам разряда с относительно малыми температурами электронов, а значит и ма-



лыми токами. По мере повышения тока и постоянстве радиуса стенки R , вызывающего повышение температуры электронов, увеличивается область, занимаемой плазмой. При дальнейшем росте сварочного тока размеры разрядной области изменяются мало (см. рис. 6). Если пренебречь этой слабой зависимостью радиуса контракции от приведенного тока I/R , то $r_0/R \approx \text{const}$ и $r_0 \sim R$ при доминировании электронной теплопроводности. Согласно выводу работы [21] линейная зависимость радиуса контракции от радиуса стенки является общей закономерностью тепловой контракции. Дальнейшее повышение температуры электронов и степени ионизации дугового газа усиливают влияние столкновений электронов с ионами, вследствие чего размеры разрядной области для дуги, стабилизированной стенками, изменяются мало. Этот эффект использован для создания мощных дуговых источников света [22]. Отметим, что при доминировании электронной теплопроводности наиболее сжатым по сравнению с другими инертными газами оказывается дуговой разряд в гелии. Следует подчеркнуть также, что аргон, криптон и ксенон относятся к газам с ярко выраженным эффектом Рамзауэра, который имеет квантовую природу и выражается в наличии минимума сечения электрон-атомных столкновений для электронов с энергией несколько меньше 1 эВ. Это явление определяет «прозрачность» слабоионизованного газа для таких электронов, вызывает увеличение отрыва электронной температуры от газовой, что уменьшает сжатие дуги. Характерный перегиб кривой зависимости T_e/T на рис. 5 соответствует области рамзауэровского минимума.

Следует иметь в виду, что вследствие различия значений сечений электрон-атомных столкновений влияние этого эффекта на контракцию дугового разряда в различных газах будет иметь существенные отличия. Так, при прочих равных условиях и небольших значениях сварочного тока, когда доминирует газовая теплопроводность, дуговой разряд в ксеноне значительно более сжат, чем в аргоне. Однако при сварке на больших токах, когда доминирует электронная теплопроводность, дуга в аргоне более сжата, чем в ксеноне (см. рис. 6). Поэтому, например, ксенон нельзя рассматривать как среду, в которой дуговой разряд будет сжат заведомо сильнее, чем в аргоне.

Выводы

1. Контракция сварочной дуги с вольфрамовым катодом в инертном газе определяется его теплофизическими свойствами и характеристиками электрон-атомных столкновений.

2. Наличие эффекта Рамзауэра у газа, в котором горит дуга, существенно ослабляет контракцию дугового разряда в соответствующем температурном интервале.

The paper analyzes the influence of gas medium characteristics on the process of contraction of welding arc in inert gas atmosphere. Calculations have been conducted, and it is shown that the degree of contraction of the arc discharge is determined by thermophysical characteristics of gas medium and processes of electron-atomic collisions. Influence of Ramzauer effect on the characteristics of contraction of an arc discharge is established.

3. Сжатие дугового разряда в инертном газе наиболее значительно при сварке на относительно малых токах, когда в процессе отвода тепла доминирует газовая теплопроводность. При повышении тока область, занимаемая плазмой, постепенно возрастает.

4. При сварке на больших токах наиболее сжатым является дуговой разряд в гелии.

5. При сварке на малых токах (при прочих равных условиях) степень сжатия дугового разряда возрастает в ряду $\text{Ar} \rightarrow \text{Xe} \rightarrow \text{Kr}$.

1. Елецкий А. В., Палкина Л. А., Смирнов Б. М. Явления переноса в слабоионизованной плазме. — М.: Атомиздат, 1975. — 336 с.
2. Елецкий А. В., Рахимов А. Т. Неустойчивости в плазме газового разряда // Химия плазмы. — 1977. — Вып. 4. — С. 123–167.
3. Eletskiy A. V., Smirnov B. M. Nonuniform gas discharge plasma // Physics-Uspekhi. — 1996. — **39**, № 11. — P. 1137–1156.
4. Смирнов Б. М. Сжатие положительного столба дуги высокого давления // Теплофизика высоких температур. — 1997. — **35**, № 1. — С. 14–18.
5. Smirnov B. M. Cluster plasma // Physics-Uspekhi. — 2000. — **43**, № 5. — P. 453–491.
6. Smirnov B. M., Smirnov M. B. Positive column of xenon arc discharge // Phys. Scripta. — 1997. — **56**, № 3. — P. 302–307.
7. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. — М.: Наука, 1971. — 544 с.
8. Смирнов Б. М. Кинетика электронов в газах и конденсированных системах // Успехи физ. наук. — 2002. — **172**, № 12. — С. 1411–1447.
9. Голаит В. Е., Жилинский А. П., Сахаров И. Е. Основы физики плазмы. — М.: Атомиздат, 1977. — 384 с.
10. Смирнов Б. М. Физика слабоионизованного газа. — М.: Наука, 1972. — 416 с.
11. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. — М.: Наука, 1982. — 375 с.
12. Фастовский В. Г., Ровинский А. Е., Петровский Ю. В. Инертные газы. — М.: Атомиздат, 1972. — 352 с.
13. Жданов В. М. Явления переноса в многокомпонентной плазме. — М.: Энергоатомиздат, 1982. — 176 с.
14. Хаксли Л., Кромpton P. Диффузия и дрейф электронов в газах: Пер. с англ. — М.: Мир, 1977. — 672 с.
15. Радциг А. А. Диффузия заряженных частиц в газе в постоянном электрическом поле // Химия плазмы. — 1981. — Вып. 8. — С. 230–263.
16. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. — Новосибирск: Наука, 1975. — 298 с.
17. Жовтянский В. А., Патрюк В. М. Особливості тепловідведення від електричної дуги в парах міді // Укр. фіз. журн. — 2000. — **45**, № 9. — С. 1059–1066.
18. Контракция дуги флюсом при сварке вольфрамовым электродом в аргоне / Б. Е. Патон, В. Н. Замков, В. П. Прилуцкий, П. В. Порицкий // Автомат. сварка. — 2000. — № 1. — С. 3–9.
19. Батенин В. М., Минаев П. В. О температуре на оси электрической дуги в аргоне // Теплофизика выс. температур. — 1969. — **7**, № 2. — С. 208–212.
20. Ерошенко Л. Е., Прилуцкий В. П., Замков В. Н. Исследование свечения паров анода в дуге при сварке титана вольфрамовым электродом в аргоне по слою флюса // Автомат. сварка. — 1997. — № 11. — С. 11–13.
21. Рахимов А. Т., Улинич Ф. Р. Контракция цилиндрического газового разряда // Докл. АН СССР. — 1969. — **187**, № 1. — С. 72–74.
22. Вассерман А. Л. Ксеноновые трубчатые лампы и их применение. — М.: Энергоатомиздат, 1989. — 88 с.

Поступила в редакцию 05.12.2003