



КОНТРАКЦИЯ СВАРОЧНОЙ ДУГИ С ВОЛЬФРАМОВЫМ КАТОДОМ В СМЕСЯХ ИНЕРТНЫХ ГАЗОВ

П. В. ПОРИЦКИЙ, канд. физ.-мат. наук (Ин-т ядер. исслед. НАН Украины),
В. П. ПРИЛУЦКИЙ, канд. техн. наук, **В. Н. ЗАМКОВ**, д-р техн. наук
(Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

Изучено влияние физических характеристик смесей инертных газов на контракцию положительного столба дуги. Показано, что изменение концентрации компонент смеси значительно влияет на их теплофизические свойства и общие характеристики электрон-атомных столкновений, которыми определяются электрофизические параметры дуги при определенных условиях ее горения. В связи с этим контракция сварочной дуги с вольфрамовым катодом в смесях инертных газов существенно зависит от соотношения концентрации компонент смеси. Определено, что сжатие дугового разряда в конкретной смеси газов наиболее значительно, если в процессе отвода тепла доминирует газовая теплопроводность.

Ключевые слова: сварка ТИГ, эффект Рамзауэра, сварочная дуга, вольфрамовый катод, смесь инертных газов, тепловая контракция, газовая теплопроводность

Эффективность сварки вольфрамовым электродом зависит при прочих равных условиях от глубины проплавления основного металла и прямо связана с концентрацией энергии (плотностью тока) в дуге. При сварке ТИГ используют несколько способов повышения концентрации энергии в столбе дуги; один из них — применение смеси инертных газов. Так, например, сварку погруженной дугой, как правило, выполняют в смеси аргона и гелия, что дает возможность при увеличении глубины проплавления получать швы без дефектов.

Целью настоящей работы является исследование влияния физических характеристик смесей инертных газов на контракцию положительного столба дуги.

Для дуговых разрядов характерно явление контракции, которое возникает при уменьшении области, занимаемой разрядной плазмой. В работах [1, 2] исследованы различные механизмы контракции дуги в инертных газах. Однако полученные при этом результаты не следует распространять на случай использования смесей инертных газов, поскольку свойства газовых смесей и многокомпонентной плазмы разрядов в этих смесях не являются аддитивными относительно свойств отдельных компонент [3–6]. Для сварочной дуги характерна тепловая контракция, возникновение которой обусловлено процессами переноса тепла [7, 8]. Проведем анализ процессов, вызывающих тепловую контракцию, полагая при этом, что электронная T_e и газовая T температуры в плазме столба дуги различные.

Двухтемпературная термическая плазма. Основной для рассмотрения характеристик дугового разряда является уравнение переноса тепла (уравнение Эленбааса–Геллера [7–9]). Его решение зависит от значений коэффициентов переноса (тран-

спортных коэффициентов), которые являются функциями температуры и концентрации заряженных частиц в плазме дуги. В свою очередь концентрация заряженных частиц в плазме определяется температурой, причем вид этой зависимости существенно отличается при различных состояниях плазмы. Рассмотрим сначала состояние плазмы дугового разряда.

В работе [2] утверждается, что в плазме сварочной дуги, состоящей из инертного газа, имеет место локальное термодинамическое и ионизационное равновесие, для которого характерны определенные газовая T и электронная T_e температуры. Соотношение между ними для случая сварки на постоянном токе можно записать в виде [8–10]

$$T_e - T = \left(\frac{E}{n_a} \right)^2 g(T_e), \quad (1)$$

где $g(T_e) = \frac{m_a}{3k} \left(\frac{e}{m_e} \right)^2 \frac{\langle u^2/k_{ea} \rangle}{\langle u^2 k_{ea} \rangle}$; m_a , m_e — масса соответственно атома и электрона; u — скорость электрона; $k_{ea} = v/n_a = u\sigma_{ea}^*(u)$ — константа скорости электрон-атомных столкновений; n_a — плотность атомов; σ_{ea}^* — транспортное (диффузное) сечение электрон-атомных столкновений. Причем функция $g(T_e)$ является универсальной характеристикой отрыва электронной температуры от газовой и для данного вида газа не зависит ни от напряженности электрического поля E , ни от плотности атомов n_a .

Критерий применимости формулы (1), который также отвечает возможности введения T_e и T температур для описания низкотемпературной плазмы, имеет следующий вид [10, 11]:

$$n_e \sigma_{ee} > \frac{m_e}{m_a} n_a \sigma_{ea}, \quad (2)$$



где n_e — плотность электронов; σ_{ee}, σ_{ea} — характерные сечения соответственно электрон-электронных и электрон-атомных столкновений.

Поскольку обычно для плазмы дуговых рядов $\sigma_{ee} \gg \sigma_{ea}$, то этот критерий может нарушаться только в случае малой степени ионизации газа. Плотность электронов, как правило, является экспоненциальной функцией электронной температуры, поэтому нарушение критерия (2) будет иметь место при низких (для условий плазмы дуги) значениях T_e .

Рассмотрим состояние газа при слабой ионизации, когда

$$kT_e \ll E_I, \quad (3)$$

где E_I — эффективная энергия ионизации газовой среды.

Если эта среда является смесью газов, то E_I можно рассчитать с помощью энергии ионизации компонент смеси:

$$E_I = -kT_e \ln \left[\frac{1}{(g_i/g_a)_{eff}} \sum_j x_j \frac{g_{ij}}{g_{aj}} \exp \left(-\frac{E_{I,j}}{kT_e} \right) \right],$$

где g_i, g_a — статистические веса основных состояний соответственно иона и атома; $(g_i/g_a)_{eff} = \sum_j (g_{ij}/g_{aj})x_j$ — эффективное отношение

статистических весов; $E_{I,j}$ — энергия ионизации компоненты; x_j — молярная доля компоненты; индекс j обозначает принадлежность к j -й компоненте смеси. При таком определении E_I в случае предельно малого содержания дополнительных компонент значения этого параметра совпадают с энергией ионизации однокомпонентного газа.

Отметим, что исходя из условия (3) плотность возбужденных атомов в плазме мала по сравнению с их плотностью в основном состоянии.

Выражение (1) можно также использовать с некоторыми изменениями для расчета термической плазмы газовых смесей. Так, обобщая метод сферических гармоник для кинетического уравнения Больцмана в случае газовых смесей, получаем, что отрыв электронной температуры можно рассчитать как

$$T_e - T = \frac{\mu_a}{3k} \left(\frac{eE}{m_e} \right)^2 \frac{\langle u^2/v_{ea} \rangle}{\langle u^2 v_{ea}^* \rangle}, \quad (4)$$

где μ_a — эффективная масса атома смеси; v_{ea} и v_{ea}^* — соответственно суммарная и эффективная частота столкновений электронов с атомами смеси, которые определяются следующим образом:

$$\frac{1}{\mu_a} = \sum_j \frac{x_j}{m_{aj}}; \quad v_{ea} = \sum_j v_{ea,j}; \quad v_{ea}^* = \sum_j \frac{m_{aj}}{\mu_a} v_{ea,j}$$

где m_{aj} — масса атома компоненты смеси; $v_{ea,j}$ — частота столкновений с атомами данной компоненты.

При повышении степени ионизации $\alpha = n_e/N$ (где N — плотность тяжелых частиц) до $1 \cdot 10^{-4} \dots 1 \cdot 10^{-3}$ становятся существенными столкновения электро-

нов с ионами. Для учета кулоновских столкновений в слабоионизированной плазме необходимо в использованных формулах заменить частоту электрон-атомных столкновений на суммарную частоту столкновений электронов с тяжелыми частицами $v_e = n_{ea} + v_{ei}$; $v_e^* = v_{ea}^* + v_{ei}^*$, где v_{ei}, v_{ei}^* — частота электрон-ионных столкновений соответственно суммарная и эффективная, которая выражается через транспортное сечение кулоновских столкновений [2] и определяется аналогично введенной выше частоте электрон-атомных столкновений.

Кроме того, повышение концентрации заряженных частиц усиливает эффекты, вызванные неидеальностью низкотемпературной плазмы, а именно уменьшение давления плазмы и энергии ионизации атома в плазме. Указанные эффекты будем учитывать с помощью наиболее распространенного метода дебаевской поправки или «коррекции Грима» [12]:

$$\Delta p = \frac{n_e e^2}{12\pi\epsilon_0 r_D}; \quad \Delta E_I = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_D},$$

где Δp — уменьшение давления; e — заряд электрона; ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума; r_D — дебаевский радиус; ΔE_I — уменьшение энергии ионизации газовой среды.

Знание зависимости, существующей между электронной и газовой температурами, а также значений концентрации заряженных частиц позволяет рассчитать коэффициенты переноса в плазме дугового разряда в смеси инертных газов.

Транспортные коэффициенты термической плазмы газовых смесей. Современное состояние теории газовых смесей, а также многокомпонентной плазмы характеризуется отсутствием единого подхода к описанию процессов переноса. Причиной этого является очень сложный характер зависимости свойств газовых смесей и плазмы от свойств чистых газов и концентрации компонент. Детальный анализ современных теоретических представлений приведен в [3–6].

В настоящей работе для расчета коэффициентов переноса использовали методы, рекомендованные в [4, 5] и подходящие для смесей инертных газов и многокомпонентной плазмы дуги.

Теплопроводность газов, как известно, практически не зависит от давления (кроме случая низкого давления), а коэффициент теплопроводности инертных газов приближенно описывается с помощью формулы из работы [13]:

$$\kappa = \kappa_{273}(T/T_{273})^\gamma,$$

где $T_{273} = 273,16$ К; $\kappa_{273} = \kappa(T_{273})$; $0,70 < \gamma < 0,95$.

Особенностью теплопроводности газовых смесей является неаддитивность этой характеристики относительно теплопроводности каждой компоненты смеси. Для расчетов газовой теплопроводности смеси двух инертных газов использовали известную формулу Васильевой [3, 4]:



$$\kappa = \frac{\kappa_1}{1 + A_{12} \frac{x_2}{x_1}} + \frac{\kappa_2}{1 + A_{21} \frac{x_1}{x_2}},$$

где коэффициенты A_{lj} ($l, j = \{1, 2\}; l \neq j$) рассчитаны согласно приближенному методу Мэзона–Саксена [3, 4]:

$$A_{lj} = \frac{0,85}{2\sqrt{2}} \left(1 + \frac{m_{al}}{m_{aj}} \right)^{-1} \left(1 + \left(\frac{k_l}{k_j} \right)^{1/2} \left(\frac{m_{al}}{m_{aj}} \right)^{1/4} \right)^2,$$

где k_l, k_j — коэффициент теплопроводности отдельной компоненты; m_{al}, m_{aj} — масса атомов; индексы l и j — вид частиц в смеси газов.

Коэффициент теплопроводности вследствие процессов ионизации-рекомбинации κ_p согласно [10] определяли как

$$\kappa_p = \frac{D_{amb} n_e}{2} \left(\frac{E_I}{kT_e} \right)^2,$$

где D_{amb} — коэффициент амбиполярной диффузии.

Эта величина может вносить существенный вклад в общую теплопроводность вследствие большого значения $(E_I/kT_e)^2$.

Коэффициент амбиполярной диффузии выражается через коэффициент диффузии ионов D_{ion} согласно [8, 10]:

$$D_{amb} = D_{ion} \left(1 + \frac{T_e}{T} \right). \quad (5)$$

Коэффициент диффузии ионов может быть рассчитан следующим образом [8, 15]:

$$D_{ion} N = d_{i0} \sqrt{T/T_{i0}}, \quad (6)$$

где d_{i0} — постоянная для данного типа иона и буферного газа при $T_{i0} = 1000$ К.

В расчетах использовали данные о диффузии ионов, полученные в работах [14, 15]. Следует отметить, что при диффузии иона в газе коэффициент диффузии определяется в основном процессом резонансной перезарядки.

В случае газовой смеси коэффициент амбиполярной диффузии вместо (5) определяется как [5]:

$$D_{amb} = \sum_i \frac{n_i}{n_e} D_i \left(1 + \frac{T_e}{T} \right),$$

где сумма берется по всем видам ионов; D_i — коэффициент диффузии i -го вида в данной смеси, который рассчитывается как

$$D_i = 1 / \left(\sum_l \frac{x_l}{D_{il}} \right),$$

где x_l — молярная доля l -й компоненты смеси; D_{il} — коэффициент взаимной диффузии иона в l -й компоненте смеси, определяемый по (6).

Электропроводность плазмы и электронную теплопроводность находят из выражений [5, 16]:

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \langle u^2 \rangle}{m_e \langle u^2 \nu_{ea} \rangle}; \quad k_e = \frac{5}{2} \frac{n_e k^2 T_e \langle u^2 \rangle}{m_e \langle u^2 \nu_{ea} \rangle}.$$

Как уже отмечалось выше, при повышении степени ионизации вместо частоты столкновений ν_{ea} следует выбирать частоту ν_e , которая определяется исходя из суммарного сечения столкновений электронов с тяжелыми частицами. При расчетах параметров дугового разряда транспортные сечения выбирали по табулированным данным [17].

Согласно приведенным выше зависимостям теплопроводность термической плазмы в двухтемпературной модели характеризуют несколько коэффициентов, которые отображают разные механизмы теплопроводности. С одной стороны, эти коэффициенты зависят от электронной или газовой температур, а с другой, между электронной и газовой температурами существует взаимосвязь, определяемая выражением (4). Таким образом, найдены необходимые для решения уравнения теплопереноса транспортные коэффициенты, а также соотношение между электронной и газовой температурами.

Модель дугового разряда. Рассмотрим плазму положительного столба сварочной дуги при условии его цилиндрической формы, наличии в нем локального термодинамического и ионизационного равновесия, постоянства давления по сечению разряда. Предполагая, что интенсивность тепловыделения пропорциональна локальной плотности тока, запишем уравнение переноса тепла в виде

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \left(\kappa(T) \frac{dT}{dr} + (\kappa_e(T_e) + \kappa_p(T_e)) \frac{dT_e}{dr} \right) \right] + q(r) = 0, \quad (7)$$

где r — расстояние от оси разряда; $\kappa(T)$, $\kappa_e(T_e)$, $\kappa_p(T_e)$ — коэффициенты соответственно газовой, электронной теплопроводности и теплопроводности вследствие процесса ионизации-рекомбинации; $q(r) = j(r)E$ — мощность тепловыделения в единице объема; $j(r) = \sigma E$ — плотность электрического тока.

Уравнение (7) описывает перенос тепла по сечению разряда с учетом газовой и электронной теплопроводности. Поле температур в плазме дуги определяем из этого уравнения. Как и в работе [2], граничные условия выбираем следующим образом: температура в центре дуги $T(0) = T_0$; температуру стенки разрядной камеры T_R (без ограничения общности рассмотрения) принимаем равной некоторому постоянному значению (например, 300 К).

Следуя процедуре, изложенной в работе [2], для расчета параметров дугового разряда получаем следующую систему алгебраических уравнений:

$$T_e - T_0 = \left(\frac{E}{N} \right)^2 g(T_e); \quad (8a)$$

$$IE = \frac{\pi k T_e^2}{E_I} \left[16 k \zeta_T \left(\frac{1}{1 + (r_g/R)^2} \right) + 5(k_e + k_p) \right]; \quad (8b)$$



$$S = 0,215q_0r_0^2 \ln(R/r_0); \quad (8в)$$

$$p + \Delta p = NkT_0 + n_e kT_e; \quad (8г)$$

$$\frac{n_e^2}{n_a} = \frac{2g_i}{g_a} \left(\frac{2\pi m_e kT_e}{h^2} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{E_I}{kT_e}\right); \quad (8д)$$

$$I = \sigma E \pi r_0^2. \quad (8е)$$

Здесь I — ток дуги; R — радиус стенки разрядной камеры; S — тепловая функция; $q_0 = \sigma E^2$; $\zeta_T = \frac{dT_0}{dT_e} = \left(1 - (T_e - T_0) \frac{d \ln g(T_e)}{dT_e}\right) \left(\frac{2T_e}{T_0} - 1\right)^{-1}$; r_0 — характерный радиус плазмы (радиус контракции), определяемый из соотношения $r_0^2 \approx 1,32r_g^2 + r_J^2$, где r_g и r_J — характерные радиусы контракции при доминировании соответственно газовой и электронной теплопроводности в процессе переноса тепла. Эти радиусы вычисляются из соотношений

$$r_g^2 = \frac{16kT_e^2 \zeta_T}{q_0 E_I}, \quad r_J^2 = \frac{11,6kT_e^2 (\kappa_e + \kappa_p)}{q_0 E_I}.$$

Отметим, что физический смысл радиуса контракции в данной модели состоит в том, что на таком расстоянии от оси разряда плотность тока уменьшается примерно в 15... 20 раз.

Дополнительными условиями к системе уравнений (8а)–(8е) являются квазинейтральность плазмы $n_e = n_i$, постоянство напряженности электрического поля $E = \text{const}$ и внешнего давления $p = \text{const}$.

Система уравнений (8а)–(8е) отличается от аналогичной системы, использованной в работе [2], тем, что в ней учитываются наличие в плазме дуги ионов и кулоновских столкновений, а также эффектов неидеальности низкотемпературной плазмы и влияния геометрического фактора на теплоперенос (8б).

Тепловая функция S определяется следующим образом:

$$S = \int_0^{T_e} (\kappa_e(T_e') + \kappa_p(T_e')) dT_e' + \int_0^{T_0} \kappa(T') dT'.$$

Для отдельных инертных газов, когда $k(T) \propto T^\gamma$, и при значениях газовой и электронной температур, принятых равными их значениям на оси разряда, имеем

$$S = (\kappa_e(T_e) + \kappa_p(T_e)) \frac{2\kappa T_e^2}{E_I} + k(T_0) \frac{T_0}{1 + \gamma}.$$

В случае смесей инертных газов, учитывая малую разницу между показателями степени γ , можно получить для тепловой функции следующее простое приближенное выражение:

$$S = (\kappa_e(T_e) + \kappa_p(T_e)) \frac{2\kappa T_e^2}{E_I} + k^*(T_0) T_0,$$

где $k^*(T_0)$ определяется для смеси двух инертных газов как

$$k^*(T_0) = \frac{\kappa_1}{(1 + A_{12} \frac{x_2}{x_1})(1 + \gamma_1)} + \frac{\kappa_2}{(1 + A_{21} \frac{x_1}{x_2})(1 + \gamma_2)}.$$

Таким образом, система уравнений (8а)–(8е) позволяет при заданных значениях тока дуги I и давления p вычислить E , T_e , T_0 , n_e , n_a , N , r_0 .

Результаты расчетов и их обсуждение. Полученная система уравнений представляет собой модель дугового разряда при условии, что тепло, выделяющееся в плазменном канале, переносится за счет теплопроводности на стенки разрядной камеры, где поддерживается определенная температура. Естественно, что сварочная дуга с вольфрамовым катодом не имеет стабилизирующей стенки. Ее роль играют внешние факторы — потоки защитного газа, вызванные внешним обдувом, конвекцией [1, 18, 19] или испарением поверхности анода [1, 18]. Отметим, что для открытой дуги за радиус стенки рекомендуется принимать радиус свечения разряда [19].

Эта модель описывает сварочную «длинную дугу», где тепловой поток отводится на стенки [18, 20]; в «короткой дуге» он отводится главным образом в электроды. Однако, исходя из результатов работы [21] для описания сварочной дуги с вольфрамовым катодом более уместно использовать модель «длинная дуга».

Известно, что характеристики дуги, в которой перенос тепла излучением пренебрежимо мал, описываются кривыми в переменных r/R (приведенный радиус), ER (приведенное напряжение) и I/R (приведенный ток) [22]. На рис. 1 представлены расчетные обобщенные вольт-амперные характеристики в переменных $ER - I/R$, а на рис. 2 — расчетные и экспериментальные кривые зависимости электронной температуры от приведенного тока I/R [19, 23]. При их сравнении можно сделать вывод, что если плотность тока в дуге составляет $j_0 < 1 \text{ кА/см}^2$, различие в результатах расчета и эксперимента не превышает 30%. При более вы-

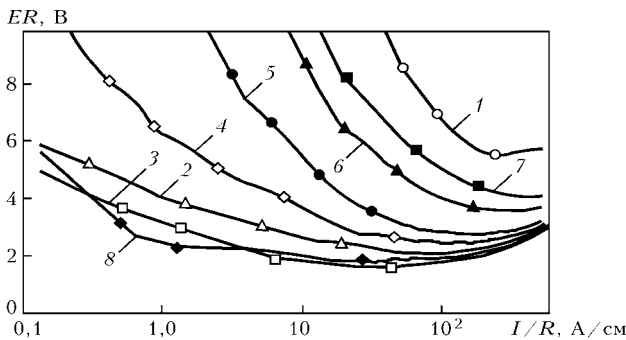


Рис. 1. Расчетные вольт-амперные характеристики ($ER - I/R$), полученные для дуговых разрядов при атмосферном давлении: 1 — гелий; 2 — аргон; 3 — ксенон; 4 — смесь гелий+аргон (10 об. %:90 об. %); 5 — то же (20 об. %:80 об. %); 6 — то же (50 об. %:50 об. %); 7 — то же (70 об. %:30 об. %); 8 — смесь аргон+ксенон (50 об. %:50 об. %)

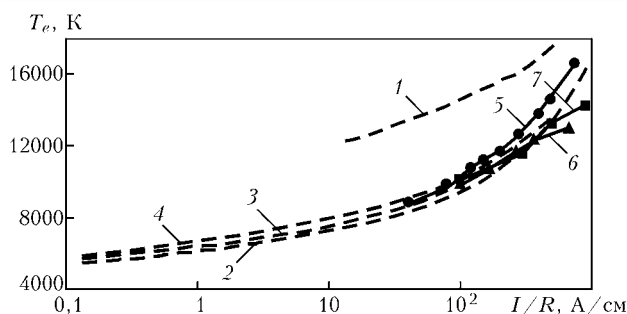


Рис. 2. Зависимость электронной температуры T_e в дуге атмосферного давления от приведенного тока I/R : 1 – гелий; 2 – аргон; 3 – гелий + аргон (30 об. %:70 об. %); 4 – то же (70 об. %:30 об. %); 5–7 – аргон; 5 – обобщение результатов экспериментов [21]; 6, 7 – результаты экспериментов соответственно при $R = 3$ и 2 мм [24]

сокой плотности тока расчетные данные оказываются завышенными, поскольку при этом не учитывается излучение как при переносе тепла, так и в ионизационном балансе плазмы [24]. Отметим, что для аргоновой дуги указанный диапазон плотности тока соответствует температуре ниже 11000 К, при которой излучением обычно пренебрегают [23].

Результаты расчетов параметров дуг при заданных значениях I представлены в таблице и на рис. 3. Полученные данные с учетом изложенных в работе [2], позволяют составить следующую картину контракции дуги в инертных газах и их смесях без учета излучения (рис. 4). Наиболее значительная контракция дугового разряда реализуется в условиях, когда перенос тепла осуществляется за счет газовой теплопроводности. Это соответствует режимам сварочной дуги с относительно малой электронной температурой, а значит, и малыми токами. При повышении тока и температуры электронов происходит увеличение области, занимаемой плазмой. Причем в газе, для которого имеет место эффект Рамзауэра, этот рост значительно более интенсивен, чем для газа, где этот эффект отсутствует (см. рис. 4, а и б, область А).

При дальнейшем увеличении тока дуга переходит в режим, когда доминирующей становится электронная теплопроводность, значение радиуса контракции стабилизируется (см. рис. 4, область В), причем электроны передают свою энергию главным образом при столкновениях с нейтральными

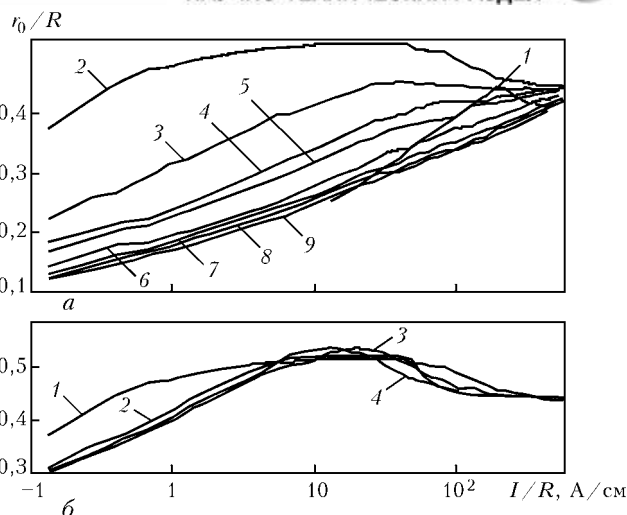


Рис. 3. Зависимость приведенного радиуса контракции дуги r_0/R от приведенного тока I/R в смесях аргон + гелий (а) и аргон + ксенон (б): 1 – гелий; 2 – аргон; 3, 4 – гелий + аргон соответственно 10 об. %:90 об. % и 20 об. %:80 об. %; а: 5, 6 – гелий + аргон соответственно 30 об. %:70 об. % и 50 об. %:50 об. %; 7–9 – гелий+аргон соответственно 70 об. %:30 об. %, 80 об. %:20 об. %, 90 об. %:10 об. %; б: 1 – аргон; 2 – ксенон; 3, 4 – аргон + ксенон соответственно 10 об. %:90 об. %, 20 об. %:80 об. %

атомами. В этом случае $r_0/R \approx \text{const}$, вследствие чего $r_0 \propto R$ [25].

Если ток дуги продолжает возрастать, то это приводит к повышению электронной температуры и степень ионизации газовой среды увеличивается. Усиливается влияние столкновений электронов с ионами, вследствие чего размеры разрядной области для дуги, стабилизированной стенками, начинают уменьшаться (ср. рис. 4, а и 4, б, область С). Отметим, что этот эффект использован для создания мощных дуговых источников света [26]. При еще более сильном токе размеры разрядной области стабилизируются (ср. рис. 4, а и 4, б, область D). Однако необходимо иметь в виду то, что при рассмотрении контракции дуги с доминирующими электрон-ионными столкновениями следует принимать во внимание влияние излучения как на теплоперенос, так и на ионизационные процессы в плазме. Влияние излучения существенно изменяет вид кривых в областях С и D (см. рис. 4).

Следует подчеркнуть, что аргон, криптон и ксенон относятся к газам с ярко выраженным эффектом Рамзауэра, который имеет квантовую при-

Параметры дуговых разрядов при атмосферном давлении и $R = 0,75$ см

Газ	I , А	r_0 , мм	E , В/см	T_0 , К	T_e , К	Q , Вт/см	q_0 , Вт/см ²	$\alpha \cdot 10^2$	ξ	η
Гелий	200	4,45	2,76	8150	10700	$1,7 \cdot 10^3$	$6,1 \cdot 10^3$	8,6	$1,3 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^5$
Гелий+аргон (30 об. %:70 об. %)	100	3,10	4,17	9500	10520	$4,2 \cdot 10^2$	$1,7 \cdot 10^3$	2,9	$4,1 \cdot 10^{-1}$	$6,2 \cdot 10^3$
Гелий+аргон (70 об. %:30 об. %)	200	3,00	5,68	11470	12300	$1,1 \cdot 10^3$	$4,9 \cdot 10^3$	8,3	$4,3 \cdot 10^{-1}$	$5,0 \cdot 10^3$
Аргон	100	3,70	2,90	8570	10200	$2,9 \cdot 10^2$	$8,1 \cdot 10^2$	2,4	$2,5 \cdot 10^{-1}$	$1,3 \cdot 10^4$
Аргон+ксенон (80 об. %:20 об. %)	100	3,52	2,93	9200	10200	$4,4 \cdot 10^2$	$1,3 \cdot 10^5$	9,4	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$1,2 \cdot 10^5$
Аргон+ксенон (20 об. %:80 об. %)	100	3,45	2,63	8820	9330	$2,6 \cdot 10^2$	$7,8 \cdot 10^3$	8,8	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$3,6 \cdot 10^5$
Ксенон	100	3,44	2,54	8940	9360	$2,6 \cdot 10^2$	$7,3 \cdot 10^2$	1	$8 \cdot 10^{-2}$	$5,1 \cdot 10^5$

Примечание. Q – мощность дуги; ξ – отношение газовой теплопроводности к электронной; η – параметр установленного локального термодинамического равновесия.

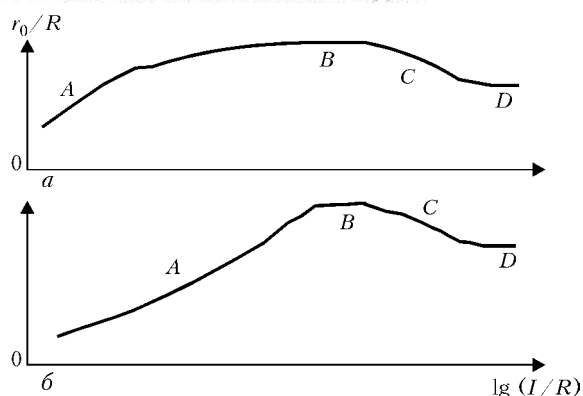


Рис. 4. Зависимость приведенного радиуса контракции дуги r_0/R от приведенного тока I/R для газа с наличием эффекта Рамзауэра (а) и без него (б) (объяснение см. в тексте)

роду и выражается наличием минимума сечения электрон-атомных столкновений для электронов с энергией несколько меньше 1 эВ. Это явление определяет «прозрачность» слабоионизированного газа для таких электронов, вызывает увеличение отрыва электронной температуры от газовой, что уменьшает сжатие дуги. Однако в газовых смесях влияние эффекта Рамзауэра может быть нейтрализовано. Так, добавление к аргону гелия, для которого указаный эффект не имеет места, существенно усиливает сжатие дуги (см. рис. 3, а). При этом заметное усиление контракции наблюдается при добавлении 20...30 об. % гелия к аргону. При дальнейшем возрастании объемной доли гелия в смеси относительное увеличение сжатия ослабляется. Поэтому с точки зрения контракции дуги и увеличения глубины проплавления наиболее эффективной для сварки вольфрамовым электродом представляется смесь с добавкой 20...50 об. % гелия к аргону. Заметим также, что дуговой разряд в смеси гелий + аргон может быть сильнее контрагирован, чем в чистом гелии. Это достигается при достаточно больших токах и содержании гелия в смеси более 50 об. %. В то же время качественного изменения характера контракции в смесях аргон + ксенон не происходит по сравнению с контракцией в чистых газах (см. рис. 3, б), поскольку для обоих случаев имеет место эффект Рамзауэра.

Следовательно, контракция дугового разряда в смесях инертных газов существенно зависит от соотношения концентраций компонент смеси. Изменение последней значительно влияет на теплофизические характеристики смеси и общие характеристики электрон-атомных столкновений, которыми определяются электрофизические параметры дуги при определенных условиях горения разряда.

Таким образом, контракция сварочной дуги с вольфрамовым катодом в смесях инертных газов в значительной степени зависит от соотношения концентраций компонент смеси. Это происходит вследствие того, что изменение концентрации компонент существенно влияет на теплофизические свойства смеси и общие характеристики электрон-атомных столкновений, которыми определяются электрофизические параметры дуги при определенных условиях ее горения.

Сжатие дугового разряда в конкретной смеси газов наиболее значительно, когда в процессе отвода тепла доминирует газовая теплопроводность.

Наличие эффекта Рамзауэра у газа, в котором горит дуга, увеличивает «прозрачность» газовой среды для электронов, что уменьшает сжатие дугового разряда в соответствующем диапазоне температур. Однако в газовых смесях влияние эффекта Рамзауэра может быть нейтрализовано благодаря подбору состава газовой смеси. Так, добавка к газу с наличием эффекта Рамзауэра определенного количества газа без него существенно уменьшит «прозрачность» газовой среды для электронов, что усиливает контракцию дуги. Такой подход открывает возможности для управления контракцией сварочной дуги путем изменения состава рабочей среды.

1. 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.
2. Poritsky P. V., Prilutsky V. P., Zamkov V. N. Effect of a shielding gas on a contraction of the tungsten-cathode welding arc // Paton Welding J. — 2004. — № 6. — P. 2–9.
3. Шашков А. Г., Абраменко Т. Н. Теплопроводность газовых смесей. — М.: Энергия, 1970. — 288 с.
4. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. — Л.: Химия, 1982. — 592 с.
5. Жданов В. М. Явления переноса в многокомпонентной плазме. — М.: Энергоатомиздат, 1982. — 176 с.
6. Буждан Я. М. О плотности теплового потока и движущих силах диффузии в многокомпонентном идеальном газе // Теплофизика и аэромеханика. — 2002. — 9, № 11. — С. 133–141.
7. Синкевич О. А., Стаханов И. П. Физика плазмы. — М.: Высш. шк., 1991. — 191 с.
8. Eletskii A. V., Smirnov B. M. Nonuniform gas discharge plasma // Physics-Uspekhi. — 1996. — 39, № 11. — P. 1137–1156.
9. Смирнов Б. М. Сжатие положительного столба дуги высокого давления // Теплофизика высоких температур. — 1997. — 5, № 1. — С. 14–18.
10. Елецкий А. В., Палкина Л. А., Смирнов Б. М. Явления переноса в слабоионизованной плазме. — М.: Атомиздат, 1975. — 336 с.
11. Смирнов Б. М. Кинетика электронов в газах и конденсированных системах // Усп. физ. наук. — 2002. — 172, № 12. — С. 1411–1447.
12. Griem H. R. High-density correction in plasma spectroscopy // Phys. Rev. — 1962. — 128. — P. 997–999.
13. Фастовский В. Г., Ровинский А. Е., Петровский Ю. В. Инертные газы. — М.: Атомиздат, 1972. — 352 с.
14. Smirnov B. M. Cluster plasma // Physics-Uspekhi. — 2000. — 43, № 5. — P. 453–491.
15. Радциг А. А. Диффузия заряженных частиц в газе в постоянном электрическом поле // Химия плазмы. — 1981. — 8. — С. 230–263.
16. Голаит В. Е., Жилинский А. П., Сахаров И. Е. Основы физики плазмы. — М.: Атомиздат, 1977. — 384 с.
17. Хаксли Л., Кромттон Р. Диффузия и дрейф электронов в газах. — М.: Мир, 1977. — 672 с.
18. Жовтянский В. А., Патріюк В. М. Особливості тепловідведення від електричної дуги в парах міді // Укр. фіз. журн. — 2000. — 43, № 9. — С. 1059–1066.
19. Батенин В. М., Минаев П. В. О температуре на оси электрической дуги в аргоне // Теплофизика высоких температур. — 1969. — 7, № 2. — С. 208–212.
20. Жуков М. Ф., Коротеев А. С., Урюков Б. А. Прикладная динамика термической плазмы. — Новосибирск: Наука, 1975. — 298 с.
21. Ерошенко Л. Е., Замков В. Н., Прилуцкий В. П. Исследование свечения паров анода в дуге при сварке титана вольфрамовым электродом в аргоне по слою флюса // Автомат. сварка. — 1997. — № 11. — С. 11–13.
22. Десятков Г. А., Энгельшт В. С. Теория цилиндрического дугового разряда. — Фрунзе: Илим, 1985. — 147 с.



23. Асиновский Э. И., Кириллин А. В., Низовский В. Л. Стабилизированные электрические дуги и их применение в теплофизическом эксперименте. — М.: Наука, 1992. — 264 с.
24. Биберман Л. М., Воробьев В. С., Якубов И. Т. Кинетика неравновесной низкотемпературной плазмы. — М.: Наука, 1982. — 375 с.
25. Рахимов А. Т., Улинич Ф. Р. Контракция цилиндрического газового разряда // Докл. АН СССР. — 1969. — 187, № 1. — С. 72–74.
26. Вассерман А. Л. Ксеноновые трубчатые лампы и их применение. — М.: Энергоатомиздат, 1989. — 88 с.

Effect of physical characteristics of inert gas mixtures on contraction of the positive arc column has been studied. It is shown that variations in the concentration of the mixture components has a substantial influence on their thermal-physical properties and general characteristics of electron-atom collisions, which determine electric-physical parameters of the arc under its certain burning conditions. In this connection, contraction of the tungsten-cathode welding arc in the inert gas mixtures greatly depends upon the proportion of the mixture components. It has been found that contraction of the arc discharge in a specific gas mixture is most significant if the gas thermal conductivity is dominant during the heat removal process.

Поступила в редакцию 06.09.2004

ТЕХНОЛОГИЯ И ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ АВТОМАТИЗИРОВАННОЙ СВАРКИ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ И ВЕРТИКАЛЬНЫХ ШВОВ В МОНТАЖНЫХ УСЛОВИЯХ

В ИЭС им. Е. О. Патона разработана техника и технология автоматизированной сварки вертикальных и горизонтальных (на вертикальной плоскости) швов с принудительным (или в комбинации со свободным) формированием шва. Свариваемые толщины — 8...60 мм. Использование при сварке современных сварочных материалов — самозащитных и газозащитных порошковых проволок — обеспечивает качество сварных соединений, удовлетворяющее требованиям нормативной документации.

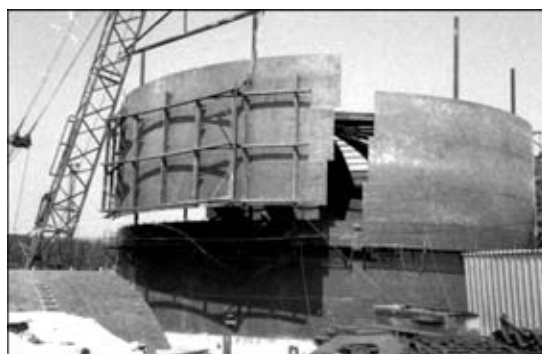
Применение оптимальных режимов сварки способствует повышению производительности процесса в 2...4 раза по сравнению с традиционными процессами механизированной и ручной сварки.

Для реализации данной технологии разработаны легкие монтажные сварочные аппараты блочно-модульной конструкции, перемещающиеся по рельсовым направляющим, закрепленным непосредственно на свариваемом изделии.

Предлагаемые технология и оборудование наряду с высокой производительностью обеспечивают требуемое качество сварных швов, не зависящее от квалификации сварщика, ручной или механизированной сварки, отличаются простотой и надежностью, существенно облегчают труд сварщиков, работающих в монтажных условиях.

Разработанные технология и оборудование предназначены для изготовления крупногабаритных сварных металлоконструкций в монтажных условиях с целью автоматизации сварки швов в различных пространственных положениях.

Контакты: 03680, Украина, Киев-150, ул. Боженко, 11
Институт электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины
Отд. № 37, тел./факс: (38044) 287 24 66



Сварка на монтаже стенки резервуара



Выполнение сварки горизонтального шва