



МОДЕЛЬ ИСПАРЕНИЯ МЕТАЛЛА ПРИ ДУГОВОЙ, ЛАЗЕРНОЙ И ЛАЗЕРНО-ДУГОВОЙ СВАРКЕ

И. В. КРИВЦУН, канд. физ.-мат. наук (Ин-т электросварки им. Е. О. Патона НАН Украины)

Предложена модель многокомпонентной плазмы, формирующейся вблизи поверхности металла при дуговой, лазерной и лазерно-дуговой сварке в защитных газах. Модель основана на системе балансных соотношений для потоков тяжелых частиц, потоков их импульса и энергии в кнудсеновском слое вблизи поверхности металла, испаряющегося в плазму внешнего газа. Получены выражения для плотности электронного и ионных токов, текущих на поверхность металла и распределения потенциала в многокомпонентной приповерхностной плазме (дуговой, лазерной или комбинированной).

Ключевые слова: лазерная сварка, дуговая сварка, лазерно-дуговая (комбинированная) сварка, приповерхностная плазма, кнудсеновский слой, металл, поверхность, испарение, исследования

Основными факторами, определяющими проплавление металла при дуговой, лазерной или лазерно-дуговой (комбинированной) сварке, являются тепловое и динамическое воздействие используемого источника тепла на поверхность сварочной ванны. Поэтому знание закономерностей взаимодействия с металлами электрической дуги и лазерного пучка является необходимым условием для научно обоснованного прогнозирования и управления соответствующими сварочными процессами.

При воздействии на металлы высококонцентрированных источников тепла (электрическая дуга, лазерный пучок или их комбинация) возможен нагрев поверхности металла до температур, сравнимых с температурой кипения и выше. Такой нагрев вызывает заметное испарение металла в окружающую среду, в результате чего она становится многокомпонентной, т. е. содержащей, наряду с частицами внешнего газа, частицы металлического пара. До тех пор, пока парциальное давление пара меньше давления внешней среды, атомы металла диффундируют в нее (диффузионный режим испарения), а давление на поверхность металла практически равно внешнему давлению. При дальнейшем увеличении температуры поверхности металла давление пара становится больше внешнего и начинается разлет пара (конвективный режим испарения), сопровождающийся появлением реактивной силы, действующей на поверхность металла. В этом случае давление на сварочную ванну, определяющее динамику движения ее поверхности, а в конечном счете и проплавление металла, может значительно превысить давление внешней среды [1], а уносимая потоком пара энергия сублимации атомов с поверхности металла дает существенный вклад в энергетический баланс этой поверхности [2].

Важным фактором, влияющим на процессы испарения металла при рассматриваемых способах сварки, является то, что внешняя по отношению к металлу среда существенно ионизирована, т. е. содержит как нейтральные частицы (атомы и молеку-

лы газа, атомы металла), так и заряженные (электроны и ионы различных сортов и зарядов). Физические явления, протекающие в такой многокомпонентной плазме (выделение энергии за счет протекания электрического тока; поглощение и рефракция лазерного пучка; тепло-, массо- и электроперенос между плазмой и металлом), во многом определяют характеристики теплового и динамического воздействия рассматриваемых источников тепла на поверхность сварочной ванны. Исходя из этого целью настоящей работы является детальное теоретическое исследование процессов, протекающих в многокомпонентной приповерхностной плазме при дуговой, лазерной и лазерно-дуговой сварке в защитных газах.

Модель приповерхностной плазмы. Для описания процессов в дуговой, лазерной или комбинированной плазме, граничащей с поверхностью металла (рис. 1), будем использовать единый подход [3–5], в рамках которого приповерхностный слой плазмы условно делится на три зоны. Первая зона, непосредственно примыкающая к поверхности, — это слой пространственного заряда. В нем нарушается условие квазинейтральности плазмы и формируется основное падение потенциала между плазмой и металлом. Этот слой предполагается бесстолкновительным, поскольку при давлении, близком к атмосферному, и характерных для рассматриваемых способов сварки значениях температуры электронов $T_e \cong 1...2$ эВ толщина этого слоя \bar{x} , соизмеримая с радиусом Дебая $r_D \leq 10^{-5}$ см*, оказывается существенно меньше характерных длин свободного пробега частиц плазмы $l \cong 10^{-2}...10^{-4}$ см.

Вторая зона — ионизационная область квазинейтральной плазмы (или предслоя), где происходит интенсивная генерация заряженных частиц за счет ионизации плазменными электронами атомов газа, которые десорбируются с поверхности, и испаряющихся атомов металла. Образующиеся здесь ионы под влиянием электрического поля, создаваемого более подвижными электронами, ускоряются по направлению к поверхности металла и рекомбинируют вблизи нее. Таким образом, в пределах ионизационной области плазмы нарушаются условия

*Здесь и далее все оценки порядков величин выполнены для аргоновой плазмы атмосферного давления.

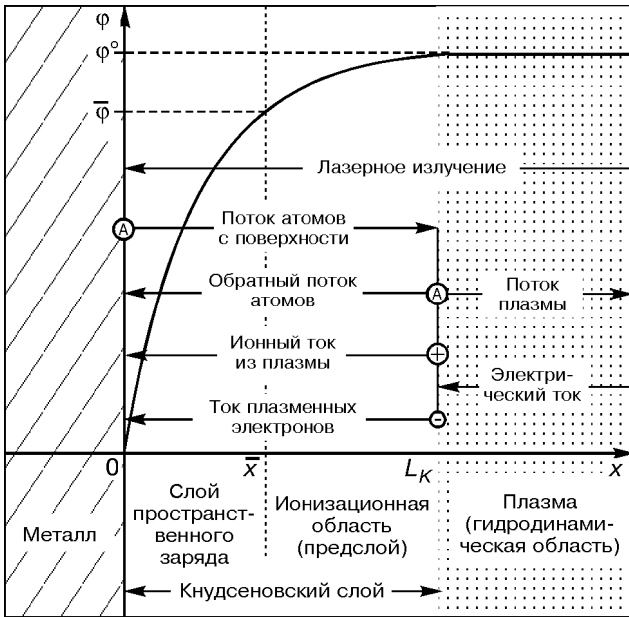


Рис. 1. Структура приповерхностной плазмы, потоки частиц и распределение потенциала в кнудсеновском слое: ϕ , $\bar{\phi}$ — значения потенциала соответственно на внешней границе кнудсеновского слоя и слоя пространственного заряда; А — атомы; + — ионы; — — электроны

локального ионизационного равновесия и, кроме того, происходит заметное изменение потенциала плазмы (рис. 1), которое может быть соизмеримо с падением потенциала в слое пространственного заряда.

На расстоянии от поверхности металла, равном нескольким длинам свободного пробега тяжелых частиц, проходит граница кнудсеновского слоя толщиной L_k , за пределами которого начинается третья зона — гидродинамическая область плазмы, где устанавливается локальное термодинамическое равновесие как по поступательным, так и по внутренним степеням свободы частиц. Поскольку для рассматриваемых условий толщина кнудсеновского слоя $L_k \leq 10^{-2}$ см оказывается значительно меньше характерных поперечных размеров зоны контакта плазмы с поверхностью металла и радиуса кривизны этой поверхности $a \cong 10^{-1}$ см, кнудсеновский слой, а тем более предслой и слой пространственного заряда, можно в дальнейшем считать плоскими и квазиодномерными. Последнее означает, что пространственным изменением характеристик плазмы вдоль границы слоев можно пренебречь по сравнению с их изменением поперек каждого слоя.

В рамках такого подхода приповерхностная плазма фактически состоит из двух основных областей — неравновесной ($x < L_k$) и гидродинамической ($x > L_k$), для которой первая область является поверхностью разрыва. Следует отметить, что ввиду малости величины L_k по сравнению с характерными размерами гидродинамической области плазмы достаточно хорошим приближением при описании гидродинамических процессов является условное совмещение внешней границы кнудсеновского слоя с поверхностью металла. Параметры плазмы на этой границе (концентрации и температуры частиц, скорость и давление плазмы), играющие роль граничных условий для нахождения зна-

чений указанных величин в гидродинамической области, могут быть вычислены, если известны функции распределения плазменных частиц по скоростям. В общем случае для их определения необходимо решать сложную систему кинетических уравнений относительно функций распределения частиц всех сортов с учетом взаимодействия заряженных частиц с электрическим полем в предслое и в слое пространственного заряда, а также неупругих процессов в ионизационной области (ионизация, рекомбинация, перезарядка и др.). Точное решение такой задачи в настоящее время отсутствует, поэтому предлагается использовать приближенный подход, основанный на введении определенных допущений относительно вида функций распределения на границах слоев и получении балансных соотношений для потоков частиц, потоков их импульса и энергии. Подобный подход применялся ранее для описания кнудсеновского слоя, который образуется вблизи поверхности металла, испаряющегося под воздействием мощного лазерного излучения в вакуум [6] и в газ с противодействием [1], а также при испарении металла в плазму в катодном пятне вакуумной электрической дуги [7, 8].

Прежде чем реализовать предлагаемый подход, рассмотрим более детально процессы, протекающие в кнудсеновском слое, который формируется вблизи поверхности металла при его испарении в плазму внешнего газа атмосферного давления. Предположим, что между плазмой и этим металлом протекает электрический ток (при дуговой или комбинированной сварке), причем в дальнейшем будет рассматриваться только тот случай, когда металл является анодом дуги. Что касается лазерной сварки, то в этом случае электрический ток между плазмой и поверхностью будет полагаться равным нулю.

Токперенос и распределение потенциала в кнудсеновском слое. Допустим, что плазма на внешней границе кнудсеновского слоя характеризуется следующими параметрами: n_e^0 — концентрация электронов; $n_{\alpha 0}^0$ — концентрация атомов; $n_{\alpha z}^0$ — концентрация ионов ($\alpha = g$ — для частиц внешнего газа; $\alpha = m$ — для частиц металла; Z — зарядовое число); Ze — заряд иона; e — элементарный заряд; T_e — температура электронов; T — температура тяжелых частиц, предполагаемая одинаковой для всех сортов атомов и ионов, но отличной от T_e (двухтемпературная модель плазмы); m_e — масса электрона; M_α — массы тяжелых частиц (атомов и ионов) газа и металла; j — нормальная к поверхности металла компонента плотности электрического тока в приповерхностной плазме. Как уже было отмечено, при давлении внешнего газа, близком к атмосферному, кнудсеновский слой может считаться тонким и квазиодномерным. Посему значения величин n_e^0 , $n_{\alpha 0}^0$, $n_{\alpha z}^0$, T_e , T и j можно рассматривать как локальные параметры, соответствующие определенной точке поверхности металла, характеризующейся локальным значением температуры его поверхности T_{ms} .

Будем считать, что перенос тока в кнудсеновском слое осуществляется только электронами и ионами, поступающими из плазмы (предполагается, что все



ионы, попавшие на поверхность металла, рекомбинируют там и возвращаются в плазму в виде атомов; отсутствуют потоки электронов, отраженных от поверхности и эмитируемых металлом). Тогда суммарная плотность электрического тока j , текущего из плазмы на поверхность (в случае лазерной плазмы $j = 0$), может быть представлена в виде

$$j = j_e - j_i, \quad (1)$$

где j_e — плотность электронного тока на поверхность металла;

$$j_i = \sum_{\alpha, Z \geq 1} j_{\alpha Z}$$

— суммарная плотность ионного тока (для ионов всех сортов и зарядов), причем в качестве направления тока в плазме принято направление движения электронов.

Численные оценки показывают, что для рассматриваемых условий характерные длины свободного пробега электронов $l_{ea} \cong 10^{-2}$ см соизмеримы с L_K , поэтому электронную компоненту плазмы в пределах кнудсеновского слоя с достаточной степенью точности можно считать бесстолкновительной, а температуру электронов постоянной по толщине этого слоя. Кроме того, поскольку потенциал плазмы оказывается, как правило, выше потенциала поверхности металла, что выполняется вплоть до значений $j \cong 10^5$ А/см², движение электронов тормозится электрическим полем, а ионов — ускоряется по направлению к поверхности. В этом случае распределение концентрации электронов в кнудсеновском слое может быть принято в виде бoльцмановского распределения:

$$n_e(x) = n_e^0 \exp\left[-\frac{e[\Phi^0 - \Phi(x)]}{k_B T_e}\right], \quad (2)$$

где Φ^0 — потенциал плазмы относительно поверхности металла ($\Phi^0 > 0$); $\Phi(x)$ — распределение потенциала в этом слое (см. рис. 1); k_B — постоянная Больцмана. Тогда плотность тока электронов, достигающих поверхности, может быть определена с помощью соотношения

$$j_e = \frac{1}{4} en_e^0 v_{Te} \exp\left(-\frac{e\Phi^0}{k_B T_e}\right), \quad (3)$$

где $v_{Te} = \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}}$ — тепловая скорость электронов на внешней границе слоя.

Для вычисления значений ионных токов, текущих на поверхность металла, необходимо рассмотреть процессы в ионизационной области, где происходит интенсивная генерация ионов и их ускорение к поверхности. Для этого используем подход, предложенный в работах [9, 10]. Он основывается на предположении, что длина свободного пробега ионов относительно кулоновских столкновений между собой l_{ii} значительно меньше соответствующей длины для упругих столкновений ионов с атомами l_{ia} и длины свободного пробега атомов по отношению к актам ионизации l_{ion} . Характерные значения указанных величин для рассматриваемых

условий следующие: $l_{ii} \cong 10^{-5}$ см; $l_{ia} \cong 10^{-2}$ см; $l_{ion} \cong 10^{-2}$ см. В данном случае можно считать, что ионы в предслое плазмы интенсивно максвеллизированы и приобретают общую скорость направленного движения $V_i(x)$, для определения которой можно использовать уравнение движения «ионной жидкости» как целого:

$$\sum_{\alpha, Z \geq 1} M_{\alpha} n_{\alpha Z} V_i \frac{dV_i}{dx} + \frac{dp_i}{dx} + \sum_{\alpha, Z \geq 1} Z e n_{\alpha Z} \frac{d\Phi}{dx} = 0, \quad (4)$$

где $p_i(x) = \sum_{\alpha, Z \geq 1} n_{\alpha Z}(x) k_B T$ — полное ионное давление (температура тяжелых компонент полагается постоянной по толщине предслоя). Поскольку предполагается, что все ионные компоненты ускоряются как целое, то, учитывая квазинейтральность плазмы в ионизационной области и используя зависимость $n_e(x)$, определяемую формулой (2) в явном виде, решение этого уравнения можно записать следующим образом:

$$V_i^2(x) = \frac{\sum_{\alpha, Z \geq 1} 2 \left(Z + \frac{T}{T_e} \right) e n_{\alpha Z}^0}{\sum_{\alpha, Z \geq 1} M_{\alpha} n_{\alpha Z}^0} [\Phi^0 - \Phi(x)], \quad (5)$$

где начальная скорость ионов на внешней границе предслоя полагается пренебрежимо малой.

Для нахождения концентраций заряженных частиц на границе слоя пространственного заряда используем уравнения непрерывности для каждой ионной компоненты. Умножив эти уравнения на соответствующее значение Z , просуммировав по всем сортам и зарядам ионов с учетом условия квазинейтральности плазмы в ионизационной области, получим

$$\frac{d(n_e V_i)}{dx} = \sum_{\alpha, Z \geq 1} Z \dot{n}_{\alpha Z} \neq 0, \quad (6)$$

где $\dot{n}_{\alpha Z}$ — скорость изменений концентраций соответствующих ионов, связанная с неупругими процессами. Без решения этого уравнения можно сразу определить концентрацию заряженных частиц на границе предслоя и слоя пространственного заряда.

Выбрав в качестве этой границы такое значение \bar{x}^* , при котором нарушается условие квазинейтральности плазмы, т. е. $\frac{dn_e}{dx} \Big|_{x=\bar{x}^*} = \infty$ [11], с помощью (6) находим

$$\bar{n}_e = n_e^0 \exp\left(-\frac{1}{2}\right); \bar{n}_{\alpha Z} = n_{\alpha Z}^0 \exp\left(-\frac{1}{2}\right), \quad (7)$$

$$\alpha = m, g; Z \geq 1$$

и, согласно (2),

*Здесь и далее черта над буквой означает, что величина относится к внешней границе слоя пространственного заряда.



$$\bar{\varphi} = \varphi^0 - \frac{1}{2} \frac{k_B T_e}{e} \quad (8)$$

Подставив (8) в (5), получим выражение, определяющее скорость ионов на границе слоя пространственного заряда

$$\bar{V}_i = \sqrt{\frac{k_B T_e}{M_\alpha} \frac{\sum_{\alpha; Z \geq 1} (Z + \frac{T_e}{T}) n_{\alpha Z}^0}{\sum_{\alpha; Z \geq 1} M_\alpha n_{\alpha Z}^0}} \quad (9)$$

Используя (7), запишем плотности ионных токов на поверхности металла в следующем виде:

$$j_{\alpha Z} = Z e n_{\alpha Z}^0 \exp\left(-\frac{1}{2}\right) \bar{V}_i, \quad \alpha = m, g; Z \geq 1. \quad (10)$$

Определив электронную и ионные составляющие электрического тока, текущего из плазмы на поверхность, можно найти потенциал плазмы относительно металла. Подставляя (3) и (10) в уравнение (1), получим

$$\varphi^0 = \frac{k_B T_e}{e} \ln \left[\frac{n_e^0 v_{Te}}{4[j + \sum_{\alpha; Z \geq 1} Z e n_{\alpha Z}^0 \exp(-\frac{1}{2}) \bar{V}_i]} \right] \quad (11)$$

Особо следует отметить, что скорость ионов на границе предслоя, определяемая выражением (9), должна удовлетворять критерию образования слоя пространственного заряда (критерий Бома [12]). Для нахождения указанного критерия в случае многокомпонентной плазмы используем подход, описанный в [11]. Полагаем, что все ионы «холодные», имеющие общую скорость движения \bar{V}_i по направлению к поверхности металла. С учетом того, что электроны имеют больцмановское распределение и отсутствуют потоки заряженных частиц с поверхности металла, уравнение Пуассона для бесстолкновительного слоя пространственного заряда можно записать следующим образом:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = 4\pi e \left\{ \bar{n}_e \exp\left[-\frac{e(\bar{\varphi} - \varphi)}{k_B T_e}\right] - \sum_{\alpha; Z \geq 1} \frac{Z \bar{n}_{\alpha Z}}{\sqrt{1 + \frac{2Ze(\bar{\varphi} - \varphi)}{M_\alpha \bar{V}_i^2}}} \right\} \quad (12)$$

Условие существования решения этого уравнения при $x \leq \bar{x}$ можно найти, умножив его на $d\varphi/dx$, проинтегрировав от \bar{x} до x и полагая (см. [11])

$$\frac{d\varphi}{dx} \Big|_{x=\bar{x}} \approx 0.$$

Разложив полученное решение в ряд вблизи точки $x = \bar{x}$ ($\varphi \approx \bar{\varphi}$) и используя условие квазинейтральности плазмы на границе слоев, находим выражение, обобщающее критерий Бома для случая

незамагниченной плазмы, содержащей ионы разных масс и зарядов:

$$\bar{V}_i \geq \sqrt{\frac{k_B T_e}{M_\alpha} \sum_{\alpha; Z \geq 1} \frac{Z^2 n_{\alpha Z}^0}{n_e^0}} \quad (13)$$

что согласуется с (9).

Наконец, решение уравнения Пуассона (12) для слоя пространственного заряда позволяет вычислить напряженность электрического поля на поверхности металла

$$E_s = -\frac{d\varphi}{dx} \Big|_{x=0}.$$

Это необходимо для определения тока эмиссии и оценки его вклада в токоперенос между плазмой и металлом. Полагая в первом интеграле этого уравнения $x = 0$ ($\varphi = 0$), можно показать, что в рассматриваемых условиях $E_s \leq 10^6$ В/см и характерные значения плотности тока термоавтоэлектронной эмиссии, например для железа, при $T_{ms} \cong 3000$ К не превышают 10 А/см² (для сравнения, $j_i \cong 10^3$ А/см²). Таким образом, пренебрегая током эмиссии при записи выражения (1), имеем достаточно хорошее приближение.

Испарение металла в плазму с противодавлением. Рассмотрим испарение металла в плазму окружающего газа, имеющего давление p^0 . При попадании в плазму часть испарившихся атомов ионизируется. В результате при давлении ионизированного пара меньше p^0 приповерхностная плазма содержит, наряду с электронами, атомами и ионами внешнего газа (газ в дальнейшем предполагается атомарным), атомы и ионы металла, т. е. является двухкомпонентной. При увеличении давления пара выше p^0 он начинает оттеснять плазму внешнего газа и формируется поток ионизированного металлического пара (однокомпонентной плазмы) с поверхности металла.

В обоих случаях для нахождения характеристик плазмы на внешней границе кнудсеновского слоя будем использовать общий подход, аналогичный приведенному в [1], с учетом того, что внешняя по отношению к металлу среда ионизирована [7, 8] и может быть одно- или двухкомпонентной. Суть предлагаемого подхода заключается в следующем. При переходе через кнудсеновский слой должны сохраняться потоки тяжелых частиц (атомов и ионов) отдельно для газовой и металлической компонент плазмы (предполагается, что внешний газ является инертным и не вступает в химические реакции с атомами металла), а также потоки их импульса и суммарный поток энергии поступательного движения всех тяжелых частиц. Поскольку тяжелые компоненты плазмы в гидродинамической области могут иметь неравные скорости (например, при диффузионном режиме испарения), но, как предполагается, — одинаковую температуру, балансные соотношения для потока импульса записываются отдельно для каждой компоненты, а для потока энергии — суммарно. Кроме того, при записи этих соотношений необходимо учитывать соответствующие вклады в потоки импульса и энергии ионов от электрического поля в объеме кнудсеновского



слоя. Все получаемые балансные соотношения следует рассматривать как локально-одномерные, по аналогии с обычными газодинамическими разрывами [13].

Следуя [1], зададим функции распределения тяжелых частиц по скоростям на границах кнудсеновского слоя в явном виде. Учитывая то, что на внешней границе слоя устанавливается равновесие по поступательным степеням свободы тяжелых частиц, соответствующие функции распределения при $x = L_K$ могут быть заданы в виде локально-максвелловских распределений:

$$f_{mz}(\vec{v}) = n_{mz}^0 \left(\frac{M_m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{M_m}{2k_B T} [(v_x - u)^2 + v_{\parallel}^2] \right\}, \quad Z \geq 0; \quad (14)$$

$$f_{gz}(\vec{v}) = n_{gz}^0 \left(\frac{M_g}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{M_g}{2k_B T} [v_x^2 + v_{\parallel}^2] \right\}, \quad Z \geq 0, \quad (15)$$

где u — средняя скорость частиц металла ($u \geq 0$); $v_{\parallel}^2 = v_y^2 + v_z^2$. При записи (15) учитывается, что средняя скорость тяжелых частиц газа равна нулю, т. е. потоки атомов и ионов газа на поверхность металла компенсируются потоком атомов газа, испускаемых этой поверхностью, поскольку предполагается, что частицы газа не проникают в глубь металла и не накапливаются на его поверхности.

В качестве второй границы для получения балансных соотношений вместо поверхности металла можно выбрать внешнюю границу слоя пространственного заряда, являющегося в рассматриваемых условиях тонким ($\bar{x} \ll L_K$) и бесстолкновительным. Такой выбор обусловлен тем, что на этой границе уже определены концентрация и скорости ионов, а функции распределения атомов можно считать неизменными в пределах слоя пространственного заряда. Тогда для атомов металла при $x = \bar{x}$ можно принять [1]

$$f_{m0}(\vec{v}) = \begin{cases} n_{ms} \left(\frac{M_m}{2\pi k_B T_{ms}} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{M_m}{2k_B T_{ms}} [v_x^2 + v_{\parallel}^2] \right\}, & v_x > 0; \\ \beta_{m0} n_{m0}^0 \left(\frac{M_m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{M_m}{2k_B T} [(v_x - u)^2 + v_{\parallel}^2] \right\}, & v_x < 0. \end{cases} \quad (16)$$

Здесь β_{m0} — коэффициент пропорциональности, фактически определяющий, какая часть испарившихся атомов возвращается на поверхность металла; n_{ms} — концентрация атомов насыщенного пара вблизи поверхности металла [6], соответствующая данному локальному значению температуры этой поверхности T_{ms} :

$$n_{ms} = \left(\frac{2\pi M_m v_0^{*2}}{k_B T_{ms}} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{\lambda_v}{k_B T_{ms}} - 1 \right), \quad (17)$$

где v_0^* — эффективная дебаевская частота колебаний атомов в металле; λ_v — работа выхода атома из расплава. Что касается той части функции распределения, которая описывает поведение атомов металла, возвращающиеся на поверхность ($v_x < 0$), то она, согласно [1], предполагается пропорцио-

нальной функции распределения атомов на внешней границе кнудсеновского слоя (14).

Учитывая принятое допущение, что все ионы металла, приходящие на его поверхность рекомбинируют вблизи нее, поглощаются поверхностью и испускаются только в виде атомов, для ионов металла при $x = \bar{x}$ можно записать

$$f_{mz}(\vec{v}) = \begin{cases} 0, & v_x > 0; \\ \beta_{mi} n_{mz}^0 \left(\frac{M_m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{M_m}{2k_B T} [(v_x - u_{mi})^2 + v_{\parallel}^2] \right\}, & v_x < 0; Z \geq 1. \end{cases} \quad (18)$$

Здесь коэффициент β_{mi} учитывает изменение концентрации ионов металла на границе слоя пространственного заряда по сравнению с их концентрацией на внешней границе кнудсеновского слоя, а введение параметра $u_{mi} \neq u$ ($u_{mi} < 0$) позволяет учесть скорость ионов, возвращающихся на поверхность металла, которую они приобретают в предслое плазмы.

По аналогии с (16), (18) для тяжелых частиц газа при $x = \bar{x}$ можно записать

$$f_{g0}(\vec{v}) = \begin{cases} n_{gs} \left(\frac{M_g}{2\pi k_B T_{ms}} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{M_g}{2k_B T_{ms}} [v_x^2 + v_{\parallel}^2] \right\}, & v_x > 0; \\ \beta_{g0} n_{g0}^0 \left(\frac{M_g}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{M_g}{2k_B T} [v_x^2 + v_{\parallel}^2] \right\}, & v_x < 0 \end{cases} \quad (19)$$

и

$$f_{gz}(\vec{v}) = \begin{cases} 0, & v_x > 0; \\ \beta_{gi} n_{gz}^0 \left(\frac{M_g}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left\{ -\frac{M_g}{2k_B T} [(v_x - u_{gi})^2 + v_{\parallel}^2] \right\}, & v_x < 0; Z \geq 1, \end{cases} \quad (20)$$

где параметры функций распределения тяжелых частиц газа β_{g0} , β_{gi} и u_{gi} имеют тот же смысл, что и для частиц металла.

Для определения параметров функций распределения ионов $\beta_{\alpha i}$ и $u_{\alpha i}$ ($\alpha = m, g$) поступим следующим образом. С помощью (18), (20) вычислим концентрацию ионов всех сортов, а также и их скорости, предполагающиеся равными, на внешней границе слоя пространственного заряда:

$$\bar{n}_{\alpha z} = \int f_{\alpha z}(\vec{v}) d\vec{v}; \quad \bar{V}_i = \frac{1}{\bar{n}_{\alpha z}} \int v_x f_{\alpha z}(\vec{v}) d\vec{v}; \quad \alpha = m, g; \quad Z \geq 1. \quad (21)$$

Приравняв полученные результаты соответственно к выражениям (7) и (9), получим

$$\beta_{\alpha i} = \frac{2 \exp\left(-\frac{1}{2}\right)}{1 - \Phi(\gamma_{\alpha i})}; \quad (22)$$

$$w_{\alpha i} \equiv \bar{V}_i \left(\frac{2\pi M_{\alpha}}{k_B T} \right)^{1/2} = \frac{2 \{ \exp(-\frac{1}{2}) - \gamma_{\alpha i} \sqrt{\pi} [1 - \Phi(\gamma_{\alpha i})] \}}{1 - \Phi(\gamma_{\alpha i})}, \quad \alpha = m, g,$$

где

$$\gamma_{\alpha i} = - \left(\frac{M_{\alpha} u_{\alpha i}^2}{2k_B T} \right), \quad \alpha = m, g; \quad (23)$$



$w_{\alpha i}$ — безразмерные скорости ионов, возвращающихся на поверхность металла; $\Phi(x) = 2/\sqrt{\pi} \int_0^x \exp(-\xi^2) d\xi$ — интеграл вероятности. Для сравнения отметим, что в работах [7, 8] вычисляемая на внутренней границе кнудсеновского слоя скорость ионов металла приравнивалась к u_{mi} , что, по сути, не справедливо для полумаксвелловских функций распределения типа (18).

Если задать функцию распределения тяжелых частиц на границах ионизационной области в явном виде, то легко получить искомые балансные соотношения, приравняв результаты вычисления соответствующих потоков при $x = L_K$ и $x = \bar{x}$. При этом потоки импульса и энергии при $x = \bar{x}$ должны вычисляться с учетом притока импульса и энергии ионов со стороны электрического поля в объеме этой области. Тогда, учитывая (22), (23) и вводя обозначение безразмерной скорости пара на границе кнудсеновского слоя

$$\gamma_m = \left(\frac{M_m u^2}{2k_B T} \right)^{1/2} \quad (24)$$

(здесь u — скорость металлического пара на внешней границе кнудсеновского слоя), искомые балансные соотношения можно записать следующим образом:

для потоков частиц

$$n_{ms} T_{ms}^{1/2} = \left(n_{m0}^0 [2\gamma_m \sqrt{\pi} + \beta_{m0} \{ \exp(-\gamma_m^2) - \gamma_m \sqrt{\pi} [1 - \Phi(\gamma_m)] \}] + \sum_{Z \geq 1} n_{mZ}^0 [2\gamma_m \sqrt{\pi} + \exp(-\frac{1}{2} w_{mi}^2)] \right) T^{1/2}; \quad (25)$$

$$n_{gs} T_{ms}^{1/2} = \left(n_{g0}^0 \beta_{g0} + \sum_{Z \geq 1} n_{gZ}^0 \exp(-\frac{1}{2} w_{gi}^2) \right) T^{1/2}; \quad (26)$$

для потоков импульса

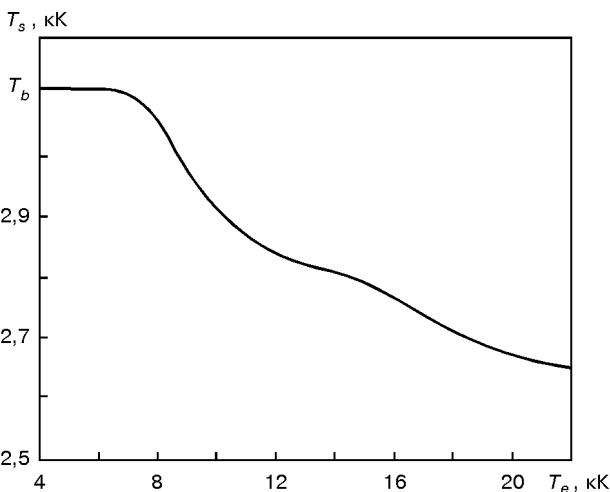


Рис. 2. Зависимость температуры поверхности железа T_s , при которой давление ионизированного пара равно атмосферному, от температуры электронов T_e плазмы

$$n_{ms} T_{ms} = \left(n_{m0}^0 [2(1 + 2\gamma_m^2) + \beta_{m0} \left\{ \frac{2\gamma_m}{\sqrt{\pi}} \exp(-\gamma_m^2) - (1 + 2\gamma_m^2) [1 - \Phi(\gamma_m)] \right\}] + \sum_{Z \geq 1} n_{mZ}^0 [2(1 + 2\gamma_m^2) - \exp\left(-\frac{1}{2} \left(1 - \frac{w_{mi}^2}{2\pi} - \frac{\gamma_{mi} w_{mi}}{\sqrt{\pi}} \right) \right)] \right) T; \quad (27)$$

$$n_{gs} T_{ms} = \left(n_{g0}^0 (2 - \beta_{g0}) + \sum_{Z \geq 1} n_{gZ}^0 [2 \left(1 - \exp\left(-\frac{1}{2} \left(1 - \frac{w_{gi}^2}{2\pi} - \frac{\gamma_{gi} w_{gi}}{\sqrt{\pi}} \right) \right) \right) \right] \right) T; \quad (28)$$

для потока энергии

$$\left(\frac{n_{ms}}{\sqrt{M_m}} + \frac{n_{gs}}{\sqrt{M_g}} \right) T_{ms}^{3/2} = \left(\frac{n_{m0}^0}{\sqrt{M_m}} \left[\gamma_m \left(\frac{5}{2} + \gamma_m^2 \right) \sqrt{\pi} + \beta_{m0} \left\{ \left(1 + \frac{\gamma_m^2}{2} \right) \exp(-\gamma_m^2) - \frac{\gamma_m}{2} \left(\frac{5}{2} + \gamma_m^2 \right) \right\} \right] \times \sqrt{\pi} [1 - \Phi(\gamma_m)] \right) + \sum_{Z \geq 1} \frac{n_{mZ}^0}{\sqrt{M_m}} \left[\gamma_m \left(\frac{5}{2} + \gamma_m^2 \right) \sqrt{\pi} + \exp\left(-\frac{1}{2} \left(1 - \frac{w_{mi}^2}{8\pi} + \frac{\gamma_{mi}^2}{2} \right) \right) \left(1 - \frac{w_{mi}^2}{8\pi} + \frac{\gamma_{mi}^2}{2} \right) w_{mi} - \frac{\gamma_{mi} \sqrt{\pi}}{2} \right] + \frac{n_{g0}^0}{\sqrt{M_g}} \beta_{g0} + \sum_{Z \geq 1} \frac{n_{gZ}^0}{\sqrt{M_g}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(1 - \frac{w_{gi}^2}{8\pi} + \frac{\gamma_{gi}^2}{2} \right) \right) \left(1 - \frac{w_{gi}^2}{8\pi} + \frac{\gamma_{gi}^2}{2} \right) w_{gi} - \frac{\gamma_{gi} \sqrt{\pi}}{2} \right] T^{3/2}. \quad (29)$$

Таким образом, для определения n_{m0}^0 , n_{gs} , β_{m0} , β_{g0} и T имеем систему пяти уравнений (25)–(29). Остальные параметры $n_{\alpha Z}^0$ ($\alpha = m, g$), входящие в эту систему уравнений, находятся из условий ионизационного равновесия в гидродинамической области плазмы, концентрация атомов насыщенного пара n_{ms} определяется выражением (17), а температура поверхности металла T_{ms} и безразмерная скорость пара на границе кнудсеновского слоя γ_m являются внешними параметрами.

Как уже отмечалось выше, в том случае, когда давление ионизированного пара превышает внешнее давление

$$n_e^0 k_B T_e + \sum_{Z \geq 0} n_{mZ}^0 k_B T > p^0$$

реализуется конвективный режим испарения и приповерхностная плазма становится однокомпонентной. При этом система балансных соотношений упрощается и сводится к трем уравнениям (25), (27) и (29) при $n_{gs} = n_{gZ}^0 = 0$ ($Z \geq 0$) относительно неизвестных n_{m0}^0 , β_{m0} и T .

При отсутствии ионизации ($n_{\alpha Z}^0 = 0$, $\alpha = m, g$; $Z \geq 1$) полная система уравнений (25)–(29) обобщает результаты [1], полученные для случая быстрого поверхностного испарения металла в газ с про-



тиводавлением (конвективный режим) и для диффузионного испарения, когда внешняя среда является многокомпонентной. При конвективном режиме испарения во внешний газ без ионизации ($n_{m0}^0 k_B T > p^0$) данная система имеет известное аналитическое решение [1], а при диффузионном режиме ($n_{m0}^0 k_B T \leq p^0$), полагая скорость диффузии атомов пара во внешний газ пренебрежимо малой ($\gamma_m \approx 0$), это решение можно приближенно представить в виде

$$n_{m0}^0 = n_{ms}; \quad n_{gs} = n_{g0}^0 = \frac{p^0}{k_B T} - n_{m0}^0; \quad \beta_{m0} = \beta_{g0} = 1; \quad T = T_{ms}. \quad (30)$$

Указанные решения могут быть использованы, например, для расчета потока массы Q_M и потока энергии Q_E с поверхности расплава, а также давления P на эту поверхность при лазерной обработке металлов без образования приповерхностной плазмы. Вычислив соответствующие потоки, находим [2]

$$\begin{aligned} Q_M &= M \frac{n_{m0}^0}{m} M_s; \\ Q_E &= \frac{5}{2} n_{m0}^0 k_B T M_s \left(1 + \frac{1}{3} M^2\right) + \frac{\lambda_v}{M} Q_M; \\ P &= n_{m0}^0 k_B T \left(1 + \frac{5}{3} M^2\right) + n_{g0}^0 k_B T, \end{aligned} \quad (31)$$

где $M \equiv u/s$ — число Маха для потока пара на внешней границе кнудсеновского слоя; $s = \sqrt{5k_B T / 3M_m}$ — местная скорость звука (пар предполагается одноатомным идеальным газом). Из соотношений (30) и (31) следует, что при диффузионном режиме испарения ($M \approx 0$) результирующие потоки массы и энергии практически равны нулю, а давление на поверхность расплава равно внешнему давлению (т. е. пар при таких условиях можно считать насыщенным).

Проведенный анализ кнудсеновского слоя плазмы не позволяет вычислить значение M для потока пара на внешней границе слоя. Иными словами, скорость разлета пара может быть задана произвольно без нарушения законов сохранения массы, импульса и энергии при переходе через кнудсеновский слой. Этот результат не является неожиданным, поскольку то же самое справедливо и в отношении условий Ренкина–Гюгонно для ударных волн [13]. Значения величины u (или M) определяются состоянием течения плазмы в гидродинамической области, а также требованием, чтобы кнудсеновский слой оставался присоединенным к поверхности металла [1].

Процессы ионизации и состав плазмы за пределами кнудсеновского слоя. Для замыкания полученной выше системы балансных соотношений необходимо определить концентрацию всех заряженных частиц на внешней границе кнудсеновского слоя. Поскольку предполагается, что плазма в гидродинамической области является квазинейтральной и ионизационно-равновесной, состав такой многокомпонентной плазмы можно определить используя следующую систему уравнений:

уравнения Саха с учетом неидеальности плазмы [14]

$$\begin{aligned} \frac{n_e^0 n_{\alpha Z+1}^0}{n_{\alpha Z}^0} &= \left(\frac{2\pi m_e k_B T_e}{h^2} \right)^{3/2} \times \\ &\times \frac{2\theta_{\alpha Z+1}}{\theta_{\alpha Z}} \exp \left[- \frac{e(U_{\alpha Z+1} - \Delta U_Z)}{k_B T_e} \right], \quad \alpha = m, g; \quad Z \geq 0 \end{aligned} \quad (32)$$

(здесь h — постоянная Планка; $\theta_{\alpha Z}$ — статистические суммы для тяжелых частиц сорта αZ ; $U_{\alpha Z}$ — их потенциалы ионизации для перехода частиц сорта α из зарядового состояния Z в состояние $Z + 1$; $\Delta U_Z = e(Z + 1)/r_D$ — снижения соответствующих потенциалов ионизации, обусловленные взаимодействием заряженных частиц в плазме);

радиус Дебая

$$r_D = \left[\frac{k_B T_e}{\sum_{\alpha; Z \geq 1} n_{\alpha Z}^0 (Ze)^2} \right]^{1/2};$$

условие квазинейтральности плазмы

$$n_e^0 = \sum_{\alpha; Z \geq 1} n_{\alpha Z}^0 Z, \quad \alpha = m, g; \quad (33)$$

закон парциального давления, определяющий полное газостатическое давление плазмы (с учетом электронного давления) на внешней границе кнудсеновского слоя

$$p = n_e^0 k_B T_e + \sum_{Z \geq 0} n_{mZ}^0 k_B T + \sum_{Z \geq 0} n_{gZ}^0 k_B T, \quad (34)$$

где

$$p = \begin{cases} p^0, & n_e^0 k_B T_e + \sum_{Z \geq 0} n_{mZ}^0 k_B T \leq p^0; \\ n_e^0 k_B T_e + \sum_{Z \geq 0} n_{mZ}^0 k_B T, & n_e^0 k_B T_e + \sum_{Z \geq 0} n_{mZ}^0 k_B T > p^0, \end{cases} \quad (35)$$

а снижением давления вследствие неидеальности плазмы пренебрегается.

Уравнения (32)–(35) замыкают систему уравнений для описания кнудсеновского слоя, возникающего вблизи поверхности металла при его испарении в плазму внешнего газа, и содержат дополнительный внешний параметр T_e — температуру электронов. Таким образом, полное рассмотрение кнудсеновского слоя можно произвести, задав всего три внешних параметра (T_{ms} , u и T_e), для определения которых необходимо использовать уравнение теплопроводности в объеме металла, уравнение движения плазмы в гидродинамической области и уравнение баланса энергии для плазменных электронов. Здесь следует отметить, что в рамках рассматриваемой модели приповерхностной плазмы плотность тока j , протекающего из плазмы на поверхность металла, не является независимым внешним параметром, определяющим процесс испарения, поскольку величина j не входит в явном виде ни в балансные соотношения, ни в уравнения для определения ионизационного состава плазмы.

Проанализируем приведенные выше соотношения для нахождения давления плазмы, определяющего ее движение в гидродинамической области. Как следует из (35), давление на внешней границе



кнудсеновского слоя остается постоянным ($p = p^0$) до тех пор, пока температура поверхности металла такова, что соответствующее значение парциального давления ионизированного пара меньше или равно значению внешнего давления, и начинает возрастать (при прочих равных условиях) с увеличением T_{ms} . Рост давления сопровождается разлетом пара и соответствующим увеличением давления на поверхность расплава, определяющего динамику ее движения в процессе воздействия лазерного пучка, электрической дуги или их комбинации. Роль граничной температуры поверхности, при которой начинается разлет пара во внешнюю среду атмосферного давления в отсутствие ионизации, играет температура кипения металла T_b , при которой давление насыщенного пара равно атмосферному. Влияние электронного давления, определяемого концентрацией и температурой электронов, на указанную граничную температуру можно проиллюстрировать с помощью графика, приведенного на рис. 2. На этом графике показана зависимость температуры поверхности железа, при которой

$$n_e^0 k_B T_e + \sum_{Z \geq 0} n_{mZ}^0 k_B T_{ms} = p^0 = 1 \cdot 10^5 \text{ Па,}$$

от температуры электронов плазмы, рассчитанная на основе упрощенных соотношений (30) с дальнейшим учетом ионизации (32) и квазинейтральности плазмы (33). Как следует из рис. 2, температура поверхности металла, выше которой давление на его поверхность начинает превышать атмосферное, при наличии ионизации оказывается существенно меньше T_b . При этом одновременно с ростом T_e наблюдается ее уменьшение. Таким образом, например, при нагреве металлов лазерным излучением небольшой мощности (не приводящим к образованию собственной лазерной плазмы) использование внешнего ионизатора, которым является электрическая дуга, позволяет существенно снизить пороговую температуру поверхности для перехода от теплопроводностного режима проплавления металла к более эффективному режиму глубокого проплавления. Наряду с дополнительным дуговым нагревом поверхности металла дугой, это является одной из основных причин повышения эффективности лазерно-дуговой сварки по сравнению с лазерной сваркой при использовании лазеров малой и средней мощности.

Выводы

1. Получена общая система уравнений для описания многокомпонентной плазмы, формирующейся вблизи испаряющейся поверхности металла при дуговой, лазерной или комбинированной сварке в защитных газах.

Model of a multicomponent plasma, forming over the metal surface in shielded-gas arc, laser and laser-arc welding, is suggested. The model is based on the system of balanced relations for flows of heavy particles, their impulse and energy in a Knudsen layer near the surface of metal evaporating to the external gas plasma. Expressions are obtained for determination of density of electron and ion current passing from plasma to the metal surface and for distribution of potential in multicomponent near-surface plasma (arc, laser or combined).

2. Данная система уравнений позволяет определить состав многокомпонентной приповерхностной плазмы, температуру тяжелых частиц, значения электронных и ионных токов, текущих из плазмы на поверхность, а также распределение потенциала в кнудсеновском слое в зависимости от локальных значений температуры поверхности металла и температуры электронной компоненты плазмы, скорости разлета пара и плотности тока на внешней границе кнудсеновского слоя.

3. Полученные уравнения составляют основу для расчета характеристик теплового и динамического воздействия дуговой, лазерной или комбинированной плазмы на поверхность сварочной ванны при соответствующих способах сварки в защитных газах.

Автор выражает благодарность Ю. Л. Васенину за участие в обсуждении публикуемого материала.

1. Knight Ch. J. Theoretical modeling of rapid surface vaporization with back pressure // AIAA J. — 1979. — **17**, № 5. — P. 519–523.
2. Воздействие лазерного излучения на материалы / Р. В. Арутюнян, В. Ю. Баранов, Л. А. Большов и др. — М.: Наука, 1989. — 367 с.
3. Бейлис И. И., Любимов Г. А., Раховский В. И. Диффузионная модель прикатодной области сильноточного дугового разряда // Докл. АН СССР. — 1972. — **203**, № 1. — С. 71–74.
4. Приэлектродные процессы в дуговых разрядах / М. Ф. Жуков, Н. П. Козлов, А. В. Пустогаров и др. — Новосибирск: Наука, 1982. — 157 с.
5. Анодные процессы в сильноточном дуговом разряде / Г. А. Дюжев, В. А. Немчинский, С. М. Школьник и др. // Химия плазмы. — 1983. — № 10. — С. 169–209.
6. Действие излучения большой мощности на металлы / С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Ходыко и др. — М.: Наука, 1970. — 272 с.
7. Бейлис И. И. К теории эрозионных процессов катодной области дугового разряда // Докл. АН СССР. — 1982. — **262**, № 6. — С. 1356–1361.
8. Бейлис И. И. Течение прикатодной плазмы дуги в кнудсеновском слое // Теплофизика высоких температур. — 1986. — **24**, № 3. — С. 437–444.
9. Зондовые измерения в низкотемпературной плотной плазме при высоких степенях ионизации / Ф. Г. Бахит, Г. А. Дюжев, Н. К. Митрофанов и др. // Журн. техн. физики. — 1973. — **43**, № 12. — С. 2574–2583.
10. Жаринов А. В., Сапожкин Ю. В. Динамика тяжелых частиц вблизи отрицательно заряженной стенки в плотной полностью ионизированной плазме // Физика плазмы. — 1983. — **9**, № 2. — С. 397–400.
11. Чен Ф. Электрические зонды // Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна, С. Леонарда. — М.: Мир, 1967. — С. 94–164.
12. Bohm D. The characteristics of electrical discharges in magnetic fields / Ed. A. Guthrie, R. K. Wakerling. — New York: McGraw-Hill, 1949. — 77 p.
13. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. — М.: Наука, 1986. — 736 с.
14. Градиовский В. Л. Электрический ток в газе. Установившийся ток. — М.: Наука, 1971. — 543 с.

Поступила в редакцию 07.12.2000