

3. Геллер Ю. А. Инструментальные стали / Ю. А. Геллер. – М. : Металлургия, 1983. – 527 с.

4. Новиков И. И. Теория термической обработки металлов : учебник для вузов / И. И. Новиков. – М. : Металлургия, 2003. – 297 с.

Одержано 22.02.2011

Опріщенко Т. А., Дяченко С. С., Кузьменко О.О., Христофоров А. І., Костік В.О.

Роль параметрів першого відпуску у підвищенні стійкості інструменту зі сталі Р6М5

Досліджений вплив температурно-часових параметрів першого відпуску на структуру та властивості загартованої швидкорізальної сталі Р6М5 після другого відпуску. Запропонований принцип вибору температури і часу витримки при першому відпуску залежно від умов роботи інструменту.

Ключові слова: швидкорізальна сталь, стійкість різального та штампового інструменту, відпуск, температурно-часові параметри, умови експлуатації інструменту.

Oprishchenko T., Dyachenko S., Kuzmenko O., Christoforov A., Kostik V. Role of the first tempering parameters in the increase of tool resistance from the high-speed steel P6M5

The influence of the first tempering time-temperature parameters on the structure and properties of the conditioning high-speed steel P6M5 after second tempering was investigated. The principle of choosing the first tempering temperature and holding time depending on the tool operating conditions is proposed.

Key words: high-speed steel, cutting and stamping tool resistance, tempering, time-temperature parameters, tool operating conditions.

УДК 533.924

Д-р техн. наук А. В. Ершов, С. В. Сейдаметов, канд. техн. наук И. М. Коцур,
д-р техн. наук Г. И. Камель

Национальный технический университет, г. Запорожье

ВЛИЯНИЕ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ НА ЗОНДОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЕ АРГОНА

Предложена физическая модель влияния параметров температурного пограничного слоя плоского зонда, которая по-новому интерпретирует результаты зондовых измерений ионного тока в плазме высокого давления. Показано сопоставление аналитических зависимостей с результатами численного расчета.

Ключевые слова: ионизация, рекомбинация, амбиполярная диффузия, пограничный слой, парциальное давление, равновесная плазма.

Применение плазменных технологий для нанесения покрытий или модификации поверхности требует оптимизации режимов технологического процесса по плотности тока, температуре плазмы и другим рабочим параметрам состояния. Однако контроль параметров, в первую очередь температуры плотной плазмы, представляет сложную научно-техническую проблему. Значительный интерес представляют зондовые методы измерения параметров плотной плазмы, разработки которых непосредственно связаны с исследованиями процессов взаимодействия плазмы с поверхностью металла.

Метод зондовых измерений температуры электронов и концентрации ионов, разработанный для плазмы низкого давления [1], позволяет определить локальные параметры плазмы в точке контакта с поверхностью зонда. Если учесть, что в плазме низкого давления

столкновениями частиц можно пренебречь, то измеренные локальные параметры отражают состояние плазмы на значительном расстоянии от поверхности зонда, которое сопоставимо с длиной свободного пробега заряженных частиц.

В плазме высокого давления применение данного метода позволяет определить только параметры пристеночной кнудсеновской зоны, в которой концентрация частиц может отличаться на порядок величины от концентрации частиц в невозмущенной плазме. Причиной указанного отличия является возникновение диффузионного и температурного пограничных слоев в окрестности зонда, для которых характерно наличие термической и ионизационной неравновесности плазмы. Возникновение ионного тока термодиффузии связано с ионизационными процессами в пристеночной зоне разряда. Несмотря на актуальность, пробле-

ма в общем виде не решена. Существует метод расчета ионного тока при постоянной температуре плазмы, [2]. Однако этот метод применим при сравнительно малой толщине или отсутствии температурного пограничного слоя. Однако при наличии вязкого пограничного слоя толщины диффузионного и температурного пограничных слоев становятся соизмеримы и принятые допущения нарушаются.

Целью работы является разработка метода определения температуры плазмы атмосферного давления за пределами температурного пограничного слоя зонда по результатам измерения плотности ионного тока насыщения на зонд.

В качестве основного допущения принимается, что наиболее интенсивная ионизация происходит в отдаленной от анода высокотемпературной части температурного пограничного слоя, где плазма квазиравновесна. В пристеночной низкотемпературной части пограничного слоя, несмотря на значительную неравновесность плазмы, скорость рекомбинации ионов уменьшается и приводит к сравнительно небольшому, в пределах 20 %, снижению плотности ионного тока. Численные расчеты прианодной области подтверждают правомерность такого допущения [3].

Процессы диффузии ионов в пограничном слое зонда вызваны как неравномерностью распределения температуры при квазиравновесной концентрации ионов, так и процессами рекомбинации ионов на поверхности зонда. Если внешнее поле достаточно малое, то ионы, возникающие в ионизационной зоне, диффундируют к поверхности зонда где и рекомбинируют практически полностью. Уравнения для потоков диффузии и ионизационного равновесия были решены для случая постоянной температуры плазмы в приближении амбиполярной диффузии ионов, [2] когда пренебрегают влиянием разрядного тока на напряженность электрического поля и скорость диффузии ионов. Такое приближение оправдано в случае отрицательного падения потенциала между плазмой и зондом, когда внешнее электрическое поле заметно меньше внутреннего, созданного концентрационной неоднородностью плазмы. Полученное выражение для плотности ионного тока на зонд можно использовать для определения размеров диффузионной зоны:

$$j_i = 2eD_i \frac{dn_i}{dy} = en_{i0}^2 \sqrt{k_p D_i}, \quad (1)$$

где D_i – коэффициент диффузии ионов;

n_{i0} – их равновесная концентрация;

k_p – коэффициент рекомбинации при тройных столкновениях.

Оценим толщину диффузионного слоя – δ_δ , принимая градиент концентрации ионов постоянным:

$$\delta_\delta = \frac{2}{n_{i0}} \sqrt{\frac{D_i}{k_p}}. \quad (2)$$

Полученное выражение определяет толщину слоя, в котором происходит изменение концентрации ионов от равновесной величины – n_{i0} в столбе плазмы, до нулевого значения на поверхности электрода. Относительное изменение потоков ионов в слое на расстоянии – y от поверхности электрода можно оценить соотношением:

$$\frac{\Delta j_i}{j_i} = \frac{y}{\delta_\delta} = y \frac{n_i}{2} \sqrt{\frac{k_p}{D_i}}. \quad (3)$$

Как видно из (3), относительное изменение ионного тока зависит от уровня концентрации ионов – n_i на расстоянии – y от поверхности электрода. Из (3) следует, что вблизи поверхности электрода существует зона «замороженной» диффузии, в которой плотность ионного тока постоянна.

Толщину такой зоны можно определить, задавая допустимое относительное изменение ионного тока – $\Delta j_i / j_i$

$$y = \frac{\Delta j_i}{j_i} \frac{2}{n_i} \sqrt{\frac{D_i}{k_p}}. \quad (4)$$

Оценки показывают, что при: $\Delta j_i / j_i = 0,2$; $n_i = 3 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$; $D_i = 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$; $k_p = 10^{-40} \text{ м}^6/\text{с}$ [5, 6, 7], толщина слоя, в котором наблюдается «замороженная» диффузия, составит – $y = 0,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, что сопоставимо с толщиной температурного пограничного слоя.

Таким образом, рассмотренная модель диффузионного слоя позволяет не учитывать ионизационно – рекомбинационные процессы в пристеночной низкотемпературной части пограничного слоя, что не приводит к существенным погрешностям в расчетах плотности ионного тока на электрод.

Определим плотность ионного тока j_i в квазиравновесной плазме в зависимости от градиента температуры, используя уравнение амбиполярной диффузии ионов [2]:

$$j_i = -2eD_i \frac{1}{T} \frac{d(n_i T)}{dy}, \quad (5)$$

где e – заряд электрона;

D_i – коэффициент диффузии ионов;

T – температура плазмы;

y – поперечная координата;

n_i – концентрация ионов, определяемая из формулы Саха в виде:

$$P_i = n_i k T = \sqrt{P_a} \cdot K T^{5/4} e^{-\frac{eE_i}{2kT}}, \quad (6)$$

где P_i и P_a – парциальные давления ионов и атомов; k – постоянная Больцмана;

K – константа в уравнении Саха;
 E_i – потенциал ионизации атомов.

Предполагается, что ионизация однократная и парциальные давления ионов и электронов равны. Из формулы (6) находится градиент давления электронов в квазиравновесной плазме, при постоянном парциальном давлении атомов, что справедливо при малой степени ионизации:

$$\frac{d(n_e T)}{dy} = \frac{d(n_e T)}{dT} \cdot \frac{dT}{dy} = \frac{dT}{dy} n_e \cdot \left(\frac{5}{4} + \frac{eE_i}{2kT} \right). \quad (7)$$

Таким образом, формула (7) связывает градиент давления ионов с градиентом температуры плазмы. При этом величина плотности ионного тока запишется:

$$j_i = \frac{2eD_i}{T} \frac{dT}{dy} n_i \left(\frac{5}{4} + \frac{eE_i}{2kT} \right). \quad (8)$$

Для определения условия максимума плотности ионного тока определим зависимость коэффициента диффузии D_i , теплопроводности λ , [6] и плотности теплового потока q от температуры:

$$D_i = D_{i0} \left(\frac{T}{T_0} \right)^d; \quad \lambda = \lambda_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^l; \quad \frac{dT}{dy} = -\frac{q}{\lambda}. \quad (9)$$

Для течения в окрестности передней критической точки в уравнении теплопередачи для верхней части пограничного слоя наиболее существенными процессами являются перенос энтальпии электронов током разряда и энтальпии тяжелых частиц осевой составляющей скорости V , которая в этой зоне постоянна:

$$\frac{d}{dy} \left(\lambda \frac{dT}{dy} \right) = (\rho c_p V - 5kj/2e) \rho c_p V \frac{dT}{dy}.$$

При однократном интегрировании уравнения теплопередачи в пределах от верхней границы слоя до слоя с текущей температурой находим, что величина теплового потока пропорциональна разности температуры потока плазмы T_0 и текущей температуры пограничного слоя T :

$$q = -\lambda dT/dy = (\rho c_p V - 5kj/2e) \cdot (T_0 - T). \quad (10)$$

Дифференцируя (8) по T с учетом (9), (10) и приравнявая нулю производную, находим температуру слоя, в котором плотность ионного тока максимальна:

$$T_m = T_0 \left(1 - \frac{1}{eE_i / 2kT_m + d - l - 0,75} \right). \quad (11)$$

Учитывая, что согласно численным расчетам [3, 4], соотношение между пристеночными потоками q_w и j_{iw} и потоками q_m и j_{im} в слое с температурой T_m имеют вид: $j_{iw} = 0,8 j_{im}$, $q_m = 0,8 q_w$, определим соотношение между пристеночным потоком ионов и потоком тепловой энергии из (8) и (11):

$$j_{iw} / q_w = 1,28 e D_i n_{im} \left(\frac{5}{4} + eE_i / 2kT_m \right) / \lambda T_m. \quad (12)$$

Величина T_m составляет (0,8–0,85) T_0 . Физический смысл T_m состоит в том, что эта величина является температурной границей, отделяющей зону ионизации от зоны рекомбинации. Расчет отношения плотности ионного тока и теплового потока, полученный в соответствии с формулой (12), приведен в табл. 1, в зависимости от температуры столба плазмы T_0 .

Графическая зависимость плотности тока ионов, определяемая формулой (12) показана на рис 1. в виде наклонных линий. Горизонтальными линиями показан расчет в приближении постоянной температуры плазмы по формуле (1).

Наклонные и горизонтальные линии стыкуются при определенных значениях плотности теплового потока. Положение стыка наклонных и горизонтальных линий определяют плотность теплового потока q_{II} , при котором происходит переход от модели ионизации в температурном пограничном слое к диффузионной модели с постоянной температурой плазмы. Величины тепловых потоков перехода q_{II} при $T_0 > 10^4 K$ достаточно высоки $q_{II} > 10^7$ Вт/м² и практически недостижимы в стационарных условиях, ввиду низкой термостойкости зонда. Таким образом, в условиях измерений в плотной плазме плотность

Таблица 1 – Результаты расчета плотности ионного тока на нейтральную стенку

$T_m \cdot 10^{-3} K$	9	9,5	10	10,5	11	11,5
$T_0 \cdot 10^{-3} K$	10,5	11,3	12,1	13	13,8	14,6
$j_{iw} \cdot 10^3 / q_w, \frac{A}{Bt}$	3,45	4,34	5,45	6,8	8,4	9,8
$n_e \cdot 10^{-22}, M^{-3}$	0,532	0,925	1,51	2,34	3,46	4,91
$D_i \cdot 10^4 \frac{M^2}{c}$	10,94	11,96	12,97	14,08	15,20	16,31
$\lambda, \frac{Bt}{M * K}$	0,4171	0,5349	0,6528	0,848	1,043	1,238

ионного тока существенно зависит от плотности конвективного теплового потока на зонд, что необходимо учитывать при измерении температуры плазмы. Полученная зависимость температуры плазмы от плотности ионного тока показана на рис. 2 для разных значений плотности конвективного теплового потока на зонд.

Слияние кривых 3, 4, 5 на рис. 2 при температурах ниже $11 \cdot 10^3$ К показывает, что при соответствующей плотности теплового потока на зонд толщина температурного пограничного слоя существенно меньше толщины зоны амбиполярной диффузии ионов.

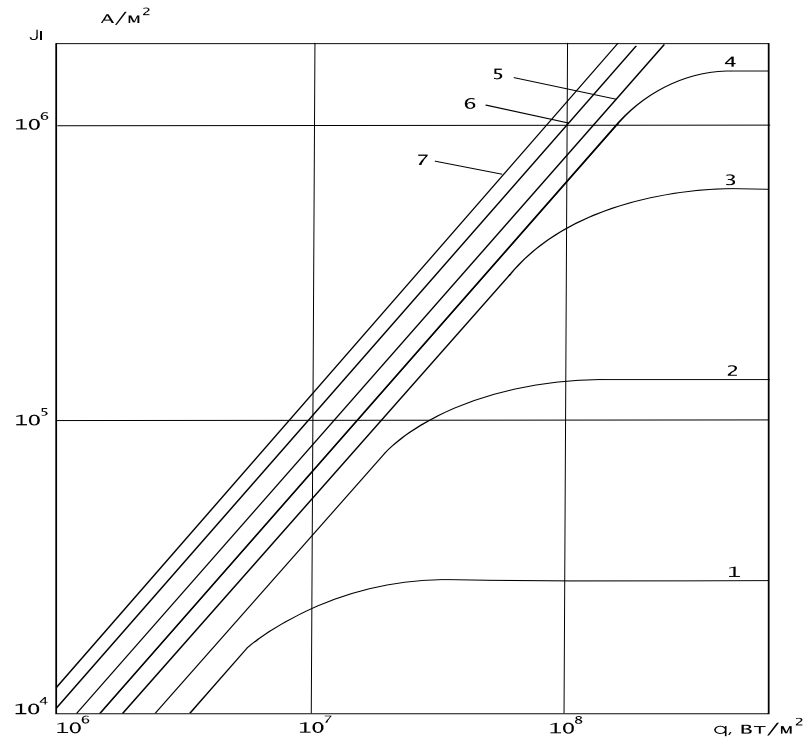


Рис. 1. Зависимость плотности ионного тока от плотности теплового потока на поверхность зонда:

1, 2, 3, 4, 5, 6, 7 соответствуют $T = 10^4; 1,1 \cdot 10^4; 1,2 \cdot 10^4; 1,3 \cdot 10^4; 1,4 \cdot 10^4; 1,5 \cdot 10^4; 1,6 \cdot 10^4$ К

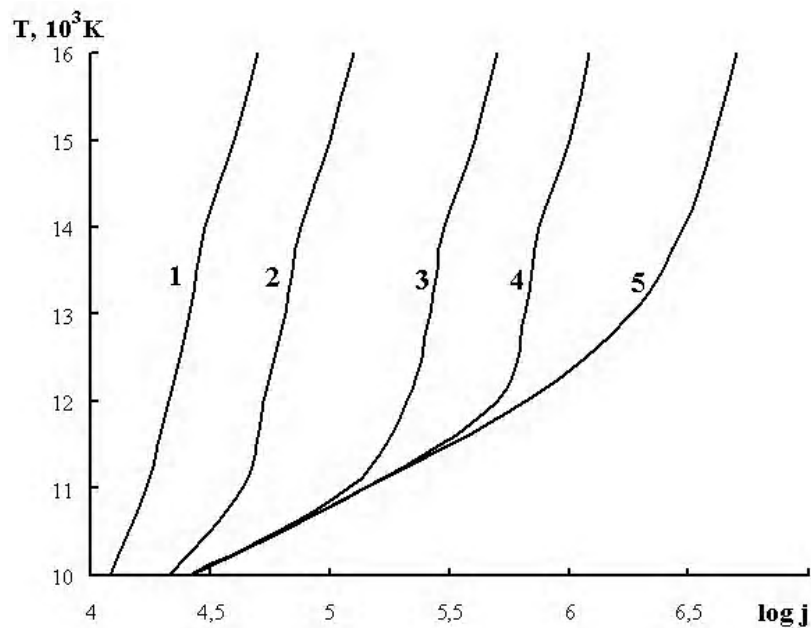


Рис. 2. Зависимость температуры плазмы от плотности ионного тока и конвективного теплового потока на зонд:

1–5 соответствует плотности конвективного теплового потока: $0,4 \cdot 10^7; 10^7; 4 \cdot 10^7; 10^8; 4 \cdot 10^8$ Вт/м²

Выводы

1. Определены плотности теплового потока на зонд, при которых проявляется влияние температурного пограничного слоя на плотность ионного тока. Показано, что для определения температуры плотной плазмы по величине плотности ионного тока на зонд необходимо измерение и плотности конвективного теплового потока на поверхность зонда.

2. В работе обосновано допущение о применимости приближения «замороженной» диффузии в низкотемпературной зоне пограничного слоя инертных газов, что позволяет упростить расчет процессов рекомбинации ионов в этой зоне.

3. Получены зависимости температуры плазмы от плотности ионного тока и конвективного теплового потока на поверхность зонда, которые могут быть использованы для измерения температуры плазмы.

Список литературы

1. О зондовых измерениях при средних давлениях / В. М. Захарова, Ю. М. Каган, К. С. Мустафин, В. И. Пель

2. Ульянов К. Н. Теория электрических зондов в плотной плазме / К. Н. Ульянов // ЖТФ. – 1970. – № 4. – С. 790–798.
3. Паневин И. Г. Исследование прианодных процессов в сильноточных разрядах высокого давления / И. Г. Паневин, И. П. Назаренко А. В. Ершов // Экспериментальные исследования плазмотронов. – Новосибирск : Наука, 1977. – С. 340–357.
4. Ершов А. В. Оценка энергопереноса на анод дугового разряда в инертных газах. / А. В. Ершов, О. Г. Быковский // Автоматическая сварка.– 2004. – № 6 (614). – С. 11–14.
5. Гольдфарб В. М. Оптическое излучение / В. М. Гольдфарб // Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы. – М. : Наука, 1971. – С. 169–232.
6. Кулик П. П. Упругие взаимодействия и явления переноса / П. П. Кулик // Очерки физики и химии низкотемпературной плазмы. – М. : Наука, 1971. – С. 5–56.
7. Kruger Ch. H. Nonequilibrium in Confined – Arc Plasma / Ch. H. Kruger // Phys of Fluids. – 1970. – Vol. 13. – N 7. – P. 1737–1746.

Одержано 09.03.2011

Єршов А.В., Сейдаметов С.В., Коцур І.М., Камель Г.І. Вплив пограничного шару на зондові вимірювання температури в густій плазмі аргону

Запропоновано фізичну модель впливу параметрів температурного граничного шару плоского зонду, яка по новому інтерпретує результати зондових вимірювань іонного струму у плазмі високого тиску. Наведено співставлення аналітичних залежностей з результатами числового розрахунку.

Ключові слова: іонізація, рекомбінація, амбіполярна дифузія, пограничний шар, парціальний тиск, рівноважна плазма.

Ershov A., Seidametov S., Kotsur G., Kamel I. The influence of boundary layer on probe measurements of temperature in dense plasma of argon

Physical model of boundary layer temperature parameters influence of plane probe that interprets in different way the results of probe measurements of the ion current in high pressure plasma has been proposed. The comparison of analytical relationship to the results of numerical computation was shown.

Key words: ionization, recombination, ambipolar diffusion, boundary layer, partial pressure, equilibrium plasma.

УДК 669.245.018.044:620.193.53

Д-р техн. наук А. Д. Коваль, канд. техн. наук А. Г. Андриенко,
канд. техн. наук С. В. Гайдук, канд. техн. наук В. В. Кононов

Национальный технический университет, г. Запорожье

ВЛИЯНИЕ ТАНТАЛА НА СТРУКТУРУ И ПРОЧНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛИТЕЙНОГО ЖАРОПРОЧНОГО КОРРОЗИОННОСТОЙКОГО НИКЕЛЕВОГО СПЛАВА ЖСЗЛС

Исследовано влияние тантала в диапазоне легирования от 1,5 до 3,5 % по массе на структуру и механические свойства литейного жаропрочного коррозионностойкого никелевого сплава ЖСЗЛС. Приведены результаты металлографических исследований и механических испытаний опытных составов в сравнении с промышленным сплавом ЖСЗЛС без добавок тантала.

Ключевые слова: литейные жаропрочные коррозионностойкие никелевые сплавы; многокомпонентная система легирования; термическая обработка; структура; морфология фаз; кратковременная и длительная прочность.