

НАГРЕВ И ИСПАРЕНИЕ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАКРОЧАСТИЦ В ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫХ СИСТЕМАХ

А.А. Бизюков, Е.В. Ромащенко, К.Н. Середя, А.Д. Чибисов*

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, Харьков, Украина;

**Восточноукраинский национальный университет им. В. Даля, Луганск, Украина*

Характерной особенностью дугового разряда в вакууме является наличие в плазменном потоке макро-частиц – капель материала катода. Удаление капельной фазы с помощью сепарации существенным образом снижает скорость нанесения покрытий, и эффективность метода оказывается низкой. В настоящей работе изучается энергетический баланс макро-частиц, находящихся в плазме катодного факела вакуумной дуги, в которую вводится электронный пучок. Рассматриваются процессы энергообмена макро-частиц с частицами плазмы и электронами пучка, а также возможность их испарения под воздействием потоков заряженных частиц в пространстве массопереноса.

ВВЕДЕНИЕ

“Пылевая плазма” в настоящее время является одним из наиболее интенсивно развивающихся направлений современной физики плазмы. В частности, в технологии упрочнения инструментов и в машиностроении широко применяются защитные покрытия, получаемые конденсацией вещества из плазменного потока, генерируемого дугой низкого давления, в условиях ионной бомбардировки конденсата. Характерной особенностью дугового разряда в вакууме является наличие на катодной поверхности быстро перемещающихся катодных пятен. Эрозия поверхности катода вакуумной дуги под воздействием катодного пятна обуславливает генерацию потоков ионов, нейтрального пара и макро-частиц – капель (иногда – твердых осколков) материала катода. Вклад капельной фазы в полный массоперенос материала катода может достигать 90%. Макро-частицы имеют размеры 1...100 мкм, однако встречаются более крупные и более мелкие частицы. Скорость движения капель составляет $10^2...10^4$ см/с [1]. Количество макро-частиц зависит от материала катода, тока дугового разряда, теплового режима и геометрии катода [2]. Наличие макро-частиц материала катода в плазме вакуумной дуги ограничивает применимость данного метода в таких областях, как оптика, микроэлектроника, точная механика, медицина, поскольку такие характеристики, как адгезия покрытия с поверхностью, пористость, шероховатость поверхности покрытия оказываются неудовлетворительными для решения целого спектра технологических задач. Наиболее распространенный способ уменьшения концентрации капель в плазменном потоке вакуумной дуги основан на разделении траекторий капельной и ионной фаз. К настоящему времени разработано большое количество различных фильтров и сепараторов, эффективно удаляющих капельную фазу из плазменного потока [3]. Однако удаление основной составляющей массопереноса из плазменного потока вакуумной дуги существенным образом снижает скорость нанесения покрытий, и эффективность метода оказывается сравнимой с другими методами осаждения покрытий, такими как метод магнетронного нанесения покрытий и метод нанесения ионно-лучевым распылением.

В настоящей работе изучается энергетический баланс макро-частицы, находящейся в пучково-плазменной системе и испытывающей энергообмен с частицами плазмы и электронами пучка, а также рассматривается принципиальная возможность уменьшения количества капель в плазменном потоке вакуумной дуги в результате их испарения под действием потоков заряженных частиц в пространстве массопереноса.

СТАЦИОНАРНОЕ ЗНАЧЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА МАКРОЧАСТИЦЫ В ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОЙ СИСТЕМЕ

Макро-частица, находящаяся в пучково-плазменной системе, под воздействием различных процессов заряжается до некоторого потенциала φ_s , величина которого определяется из условия равенства суммы всех токов на ее поверхности.

Процессы взаимодействия сферической металлической макро-частицы с частицами плазмы и с направленным потоком заряженных частиц достаточно хорошо изучены [4], и токи ионов и электронов плазмы на поверхность металлической макро-частицы имеют вид:

$$I_i = \sqrt{8\pi} a^2 n_0 v_{Ti} \left(1 - \frac{e\varphi_s}{T_i} \right),$$

$$I_e = \sqrt{8\pi} a^2 n_0 v_{Te} \exp\left(\frac{e\varphi_s}{T_e} \right),$$

где a – радиус макро-частицы; n_0 – плотность плазмы; T_e и T_i – температуры электронов и ионов соответственно; $v_{Te} = \sqrt{\frac{kT_e}{m_e}}$ и $v_{Ti} = \sqrt{\frac{kT_i}{m_i}}$ – тепловые

скорости электронов и ионов; m_i и m_e – массы ионов и электронов.

Ток электронов пучка на поверхность макро-частицы определяется выражением:

$$I_b = \pi a^2 n_b v_{eb} \left(1 - \frac{e\varphi_s}{\varepsilon_b} \right),$$

где n_b – плотность электронов пучка; $v_{eb} = \sqrt{\frac{2k\varepsilon_b}{m_e}}$ – скорость электронов пучка; e – заряд электрона; ε_b –

энергия электронов пучка. Ток вторичных электронов может быть вычислен по формуле:

$$I_{es} = I_b \delta_e (\varepsilon_b - e\varphi_s),$$

где δ_e – коэффициент вторичной электрон-электронной эмиссии материала макрочастицы.

В настоящей работе рассматриваются макро-частицы, разогретые до высокой температуры T , $T_{melt} \leq T \leq T_{boil}$, где T_{melt} и T_{boil} – температуры плавления и кипения материала макрочастицы соответственно. В данных условиях эффект термоэлектронной эмиссии оказывает существенное влияние на величину потенциала макрочастицы. Ток термоэлектронной эмиссии I_{th} с учетом эффекта Шоттки может быть вычислен по формуле:

$$I_{th} = \frac{2a^2(T)^2}{\pi} \frac{F^{3/4} T^{-1}}{\sin(F^{3/4} T^{-1})} e^{[-(\varphi - \sqrt{F})/T]}.$$

Здесь плотность тока записана в единицах $m_e^3 e^9 \hbar^{-7} = 2,37 \cdot 10^{14}$ А/см², поле F в единицах $m^2 e^5 \hbar^{-4} = 5,15 \cdot 10^9$ В/см, температура T и работа выхода φ в единицах $me^4 \hbar^{-2} = 27,1$ эВ [5].

С учетом основных механизмов зарядки макро-частицы уравнение баланса токов на её поверхности принимает вид:

$$I_i + I_e + I_b(1 - \delta_e(\varepsilon_b - e\varphi_s)) + I_{th} = 0. \quad (1)$$

В зависимости от соотношения токов, приходящих и уходящих с поверхности макрочастицы, и величины энергии электронов пучка ее установившийся электрический потенциал может быть как отрицательным, так и положительным.

НАГРЕВ И ИСПАРЕНИЕ МАКРОЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ

Макрочастицы, испытывая столкновения с электронами и ионами плазмы, а также с нейтральной компонентой, обмениваются с ними энергией, что может приводить к нагреву или охлаждению макро-частиц в плазме [6]. Введение в систему электронного пучка существенным образом изменяет характер процессов энергообмена макрочастицы с компонентами плазмы и электронами пучка и может приводить к более интенсивному нагреву, либо даже к частичному или полному испарению макрочастицы.

В случае отсутствия электронного пучка можно выделить несколько процессов энергообмена между макрочастицей и окружающей плазмой, приводящих к изменению температуры макрочастицы. Нагрев макрочастицы обуславливается получением ею энергии от электронов плазмы, достигающих ее поверхности, и от ионов плазмы, ускоряющихся в электрическом поле макрочастицы, а также вследствие энергии рекомбинации ионов плазмы на поверхности макрочастицы. Вместе с нагревом макро-частицы происходит ее охлаждение в результате теплового излучения и в результате испарения атомов материала макрочастицы с ее поверхности. При введении электронного пучка в такую систему появляется еще один процесс обмена энергией, связанный с взаимодействием электронов пучка и макро-частицы.

Равновесная температура T_{eq} , до которой может нагреться макрочастица, определяется из уравнения

баланса энергий на ее поверхности:

$$P_i^{pl} + P_e^{pl} + P_e^b - P^{rad}(T_{eq}) = 0. \quad (2)$$

Тогда зависимость температуры макрочастицы от времени описывается уравнением:

$$mc \frac{dT}{dt} = P_i^{pl} + P_e^{pl} + P_e^b - P^{rad}(T), \quad (3)$$

где c – удельная теплоемкость материала макро-частицы,

$P_i^{pl} = \frac{I_i^{pl}}{e} (e\varphi_s + \varepsilon_{rec})$, $P_e^{pl} = \frac{I_e^{pl}}{e} (T_e - e\varphi_s)$,

$P_e^b = \frac{I_e^b}{e} (\varepsilon_b - e\varphi_s)$ – мощности, передаваемые макро-частице при ее взаимодействии с ионами, электронами плазмы и электронами пучка соответственно;

$P^{rad} = \alpha \sigma T^4$ – мощность теплового излучения макро-частицы; α – коэффициент интегральной излучающей способности материала (степень черноты); σ – постоянная Стефана-Больцмана; ε_{rec} – энергия рекомбинации ионов плазмы на поверхности макрочастицы.

При расчетах предполагалось, что начальная температура макрочастицы соответствует температуре плавления материала T_{melt} , и макрочастица может нагреться до температуры кипения материала T_{boil} .

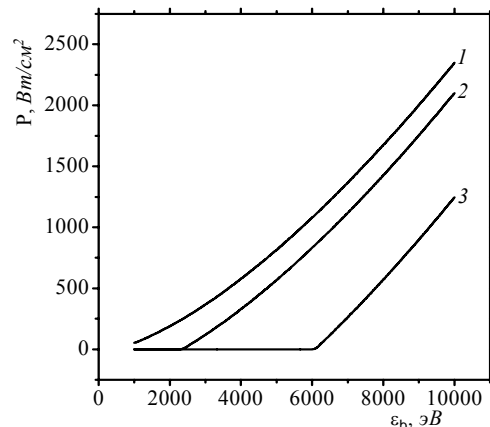


Рис.1. Стационарная суммарная мощность, отнесенная к единице площади поверхности макрочастицы, передаваемая макрочастице в системе плазма-пучок в зависимости от энергии электронного пучка для различных материалов ($n_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $n_b = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $a = 10^{-3} \text{ см}$); 1 – материал макрочастицы – Si; 2 – материал макрочастицы – Ti; 3 – материал макрочастицы – Mo

Стационарная суммарная мощность, отнесенная к единице площади поверхности макрочастицы, передаваемая макрочастице в системе плазма-пучок в зависимости от энергии электронного пучка для различных материалов, приведена на Рис.1. Из рисунка видно, что при энергиях пучка ниже некоторой пороговой для каждого материала суммарная мощность на поверхности макрочастицы равна нулю, что соответствует установлению равновесной температуры $T_{eq} < T_{boil}$. В таком режиме вся передаваемая макро-частице энергия излучается с её поверхности. С увеличением энергии пучка увеличивается и равновесная температура, до которой может разогреться макро-частица. При достижении температуры кипения рост температуры прекращается и вся энергия пучка вкладывается в процесс испарения.

Равновесная температура T_{eq} , до которой может нагреться макрочастица в системе плазма-пучок в зависимости от энергии электронов пучка для различных материалов, полученная при решении уравнений (2), представлена на Рис.2.

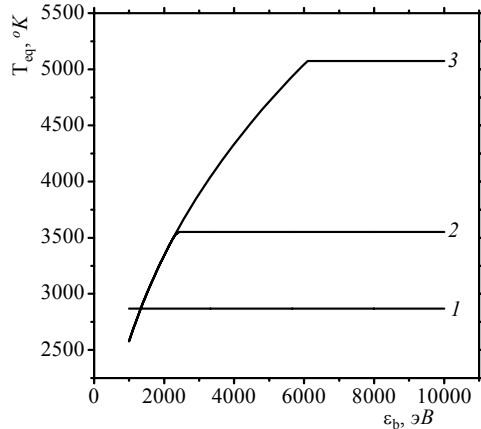


Рис.2. Зависимость равновесной температуры T_{eq} макрочастиц в системе плазма-пучок от энергии электронов пучка ε_b для различных материалов ($n_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $n_b = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $a = 10^{-3} \text{ см}$); 1 – материал макрочастицы – Cu; 2 – материал макрочастицы – Ti; 3 – материал макрочастицы – Mo

Расчеты равновесной температуры проводились для энергий электронного пучка $\varepsilon_b > 1 \text{ кэВ}$, поскольку процесс кипения рассматриваемых материалов происходит именно при таких энергиях электронов пучка [4].

Из уравнения (2) следует, что время нагрева макрочастицы τ_{warm} в плазме с пучком, начиная от температуры плавления T_{melt} до температуры кипения T_{boil} , определяется выражением:

$$\tau_{warm} = mc \int_{T_{melt}}^{T_{boil}} \frac{dT}{P_i^{pl} + P_e^{pl} + P_e^b - P^{rad}(T)}. \quad (4)$$

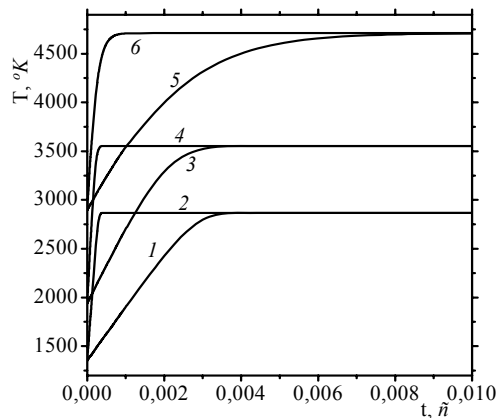


Рис.3. Временная зависимость температуры макрочастиц в пучково-плазменной системе ($n_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $n_b = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $\varepsilon_b \approx 5 \text{ эВ}$); 1 – Cu, $a = 10^{-3} \text{ см}$; 2 – Cu, $a = 10^{-4} \text{ см}$; 3 – Ti, $a = 10^{-3} \text{ см}$; 4 – Ti, $a = 10^{-4} \text{ см}$; 5 – Mo, $a = 10^{-3} \text{ см}$; 6 – Mo, $a = 10^{-4} \text{ см}$

Численные расчеты зависимости температуры макрочастиц от времени для различных материалов и двух начальных радиусов макрочастиц показаны на Рис.3.

Из рисунка видно, что скорость нагрева макрочастиц в значительной мере определяется не только параметрами плазмы и электронного пучка, но и теплофизическими параметрами материала макрочастиц и их размером.

Характерные времена нагрева макрочастиц с начальными размерами $a = 10^{-4} \dots 10^{-3} \text{ см}$ до температуры кипения составляют $\tau_{warm} = 10^{-4} \dots 10^{-3} \text{ с}$.

При достижении температуры кипения процесс дальнейшего повышения температуры макрочастицы останавливается. Энергия, передаваемая макрочастице от системы плазма-пучок, в дальнейшем расходуется на процесс испарения материала макрочастицы. При этом изменение радиуса макрочастицы определяется уравнением:

$$4\pi\rho Lr^2 \frac{dr}{dt} = P_i^{pl} + P_e^b - P_e^{em} - P^{rad}, \quad (5)$$

где ρ – плотность материала макрочастицы; L – удельная теплота парообразования; P_e^{em} – мощность, отбираемая от макрочастицы за счет вторичной и автоэлектронной эмиссий.

Тогда время полного испарения макрочастицы радиуса a определяется выражением:

$$\tau_{evpr} = 4\pi\rho L \int_a^0 \frac{r^2 dr}{P_i^{pl} + P_e^b - P_e^{em} - P^{rad}}. \quad (6)$$

На Рис. 4 показана зависимость времени полного испарения макрочастиц с начальным радиусом $a = 10^{-3} \text{ см}$ от энергии вводимого электронного пучка для трех материалов.

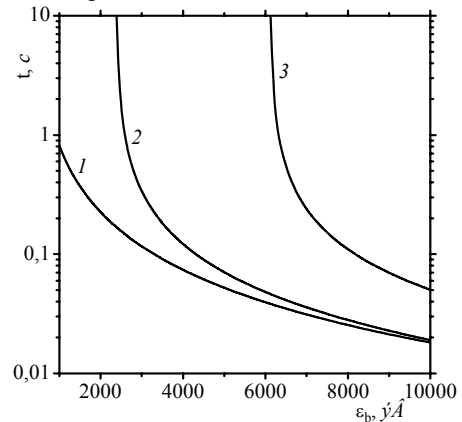


Рис.4. Зависимость времени полного испарения макрочастиц с начальным радиусом $a = 10^{-3} \text{ см}$ от энергии вводимого электронного пучка ($n_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $n_b = 10^9 \text{ см}^{-3}$); 1 – Cu; 2 – Ti; 3 – Mo

Из рисунка видно, что время полного испарения макрочастиц уменьшается с увеличением энергии электронного пучка. Однако в диапазоне больших энергий электронного пучка, $\varepsilon_b > 10 \text{ кэВ}$, уменьшение времени полного испарения с увеличением ε_b становится незначительным. Таким образом, применение высокоэнергетичных электронных пучков для испарения макрочастиц может оказаться нецелесообразным.

Уравнение (5) позволяет получить зависимость изменения радиуса макрочастицы от времени ее нахождения под воздействием потоков частиц пучка и плазмы.

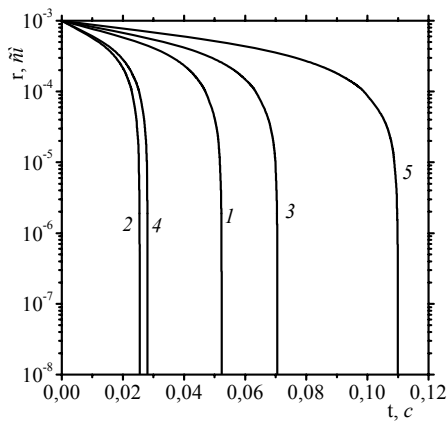


Рис.5. Зависимость изменения радиуса макрочастицы от времени ее нахождения под воздействием потоков частиц пучка и плазмы для трех материалов и двух значений энергии электронного пучка ($n_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $n_b = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $a = 10^{-3} \text{ см}$). 1 – Cu, $\varepsilon_b = 5 \text{ кэВ}$; 2 – Cu, $\varepsilon_b = 8 \text{ кэВ}$; 3 – Ti, $\varepsilon_b = 5 \text{ кэВ}$; 4 – Ti, $\varepsilon_b = 8 \text{ кэВ}$; 5 – Mo, $\varepsilon_b = 8 \text{ кэВ}$

На Рис.5 приведено изменение радиуса макрочастиц со временем в зависимости от параметров пучково-плазменной системы. Так как молибденовые макрочастицы могут нагреться до температуры кипения при энергиях электронного пучка $\varepsilon_b > 5 \text{ кэВ}$ (см. Рис.3, кривые 5, б), то расчеты проведены для значений энергии электронного пучка $\varepsilon_b = 5 \text{ кэВ}$ и $\varepsilon_b = 8 \text{ кэВ}$. Начальный радиус макрочастиц принимался равным $a = 10^{-3} \text{ см}$.

Из Рис.5 видна динамика изменения размера макрочастиц в пучково-плазменной системе. Например, при энергиях электронного пучка в несколько килоэлектронвольт время испарения капель с наиболее характерными размерами для плазменного потока дуги низкого давления составляет десятки или даже сотые доли секунды. Учитывая скорость движения капель $10^{-2} \dots 10^{-4} \text{ см/с}$ [1], можно надеяться, что инжекция электронного пучка в плазменный поток дуги низкого давления обеспечит испарение капельной фазы на длине пролета порядка нескольких десятков сантиметров, что составляет обычные

расстояния пролета катодного пара в установках вакуумно-дугового нанесения покрытий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате инжекции электронного пучка в пылевую плазму происходит существенное увеличение равновесной температуры, до которой может разогреться макрочастица. Расчеты времени нагрева до температуры кипения и времени испарения макрочастиц с наиболее характерными размерами для плазменного потока дуги низкого давления показывают, что применение инжекции электронных пучков в вакуумно-дуговых технологических системах нанесения покрытий может обеспечить испарение капельной фазы на длине пролета порядка нескольких десятков сантиметров и существенно улучшить свойства получаемых покрытий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.В. Самсонов. *Нитриды*. Киев: «Наукова думка», 1969, с.69.
2. В.И. Раховский. *Физические основы коммутации электрического тока в вакууме*. М.: «Наука», 1970, с.82.
3. I.I. Aksenov. Magnetically filtered vacuum-arc plasma deposition systems // *Problems of Atomic Science and Technology. Series «Plasma Physics»*. 2002, №5, p.139-141.
4. А.А. Бизюков, Е.В. Ромашенко, К.Н. Серeda, А.Д. Чибисов. Электрический потенциал макро-частицы в пучково-плазменных системах // *Физика плазмы*. 2009, т.35, №6, с.547-550.
5. E.L. Murphy, R.H. Good. Thermionic Emission, Field Emission, and the Transition Region // *Physical Review*. 1956, v.102, №6, p.1464-1473.
6. R.L. Boxman, S. Goldsmith. Macroparticle contamination in cathodic arc coatings: generation, transport and control // *Surf. Coats. Technol.* 1992, v.52, p.39-50.

Статья поступила в редакцию 31.05.2010 г.

HEATING AND EVAPORATION OF METAL MACROPARTICLES IN BEAM-PLASMA SYSTEMS

A.A. Bizyukov, E.V. Romaschenko, K.N. Sereda, A.D. Chibisov

The typical feature of an arc discharge in vacuum is presence in a plasma stream of macroparticles – a drops of a cathode material. Removal of the dropwise phase by means of a separation essentially reduces a velocity of coating deposition, and efficiency of a method appears low. In the present work the energy balance of the macroparticles which are in plasma of a cathode flow of a vacuum arc into which the electron beam is inducted is studied. Processes of a power interchange of macroparticles with particles of plasma and electrons of beam, and also a possibility of their evaporation under the influence of streams of charged particles in space of mass-transfer are observed.

НАГРІВАННЯ Й ВИПАРОВУВАННЯ МЕТАЛЕВИХ МАКРОЧАСТИНОК У ПУЧКОВО-ПЛАЗМОВИХ СИСТЕМАХ

О.А. Бізюков, О.В. Ромашенко, К.М. Серeda, О.Д. Чібісов

Характерною рисою дугового розряду у вакуумі є наявність у плазмовому потоці макрочастинок – крапель матеріалу катода. Видалення краплинної фази за допомогою сепарації істотно знижує швидкість нанесення покриттів, і ефективність методу виявляється низькою. У роботі вивчається енергетичний баланс макрочастинок, що перебувають у плазмі катодного факелу вакуумної дуги, у яку вводиться електронний пучок. Розглядаються процеси енергообміну макрочастинок із частинками плазми й електронами пучка, а також можливість їхнього випару під впливом потоків заряджених частинок у просторі масопереносу.