

# ИСПАРЕНИЕ МАКРОЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ СИЛЬНОТОЧНОГО ИМПУЛЬСНОГО ДУГОВОГО РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

*А.А. Бизюков, К.Н. Серета, А.Е. Кашаба, Е.В. Ромащенко\*, А.Д. Чибисов, В.В. Поневчинский\*, В.В. Слепцов\*\**

*Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина*

*Харьков, Украина*

*тел.(057) 335-37-44*

*\*Восточнуукраинский национальный университет им. В.Даля*

*Луганск, Украина*

*\*\*“МАТИ”–РГТУ им. К.Э.Циолковского, Москва, Россия*

Исследуются сильноточные импульсные режимы работы планарной магнетронной распылительной системы (МРС) с образованием на поверхности распыляемой мишени катодных пятен. Технологические испытания показали, что скорость осаждения покрытий зависит от типа разряда в МРС, и эта зависимость в импульсных режимах более сильная, чем в постоянных. В осажденном покрытии не обнаружено наличие капель материала катода. Это обусловлено тем, что они испаряются под действием потоков заряженных частиц плотной плазмы. Предложена теоретическая модель, показывающая возможность испарения или уменьшения размеров определенной части капель в плазменном потоке вакуумной дуги. Показано, что эффективность испарения капельной фазы растет с увеличением плотности плазмы.

PACS: 52.80.Mg

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время в различных отраслях народного хозяйства, машиностроении и медицине широко используются вакуумно-плазменные технологии получения покрытий на поверхности материалов. В вакуумно-плазменных технологических процессах осаждения тонких плёнок, наряду с другими методами, применяется метод магнетронного распыления [1]. В последнее время интенсивно исследуются импульсные режимы работы магнетронно-распылительных систем (МРС) и разрабатывается оборудование для решения новых технологических задач [2]. Это обусловлено рядом преимуществ импульсного газового разряда перед стационарным: высокой плотностью плазмы газового разряда, контролируемостью теплового воздействия на обрабатываемое изделие, расширением диапазона параметров технологических процессов и т.д. [3]. Использование так называемой “импульсной плазмы” является весьма перспективным для различных процессов плазменной обработки материалов. В настоящее время для увеличения скорости и улучшения однородности осаждения покрытий, улучшения качества осаждаемых тонких плёнок широко используются импульсные разряды постоянного тока (dc), высокочастотные разряды (RF) или микроволновые разряды (MW) [4, 5]. Применение импульсной плазмы позволяет также снизить шероховатость, препятствует образованию кластеров, снижает повреждения осаждаемого покрытия, вызываемые накопленным поверхностным зарядом, и уменьшает тепловой поток на поверхность.

Исследование импульсных МРС в режимах с большими разрядными токами стимулируется возможностью уменьшения энергетических затрат на процесс ионного распыления при больших плотностях ионного тока на мишень – переход ион-атомного взаимодействия в режим “тепловых пиков” [6].

Кроме того, контролируемый переход МРС при увеличении разрядного тока в импульсный дуговой режим с магнитным удержанием катодного пятна на рабочей поверхности мишени (что обеспечивается топографией магнитного поля типичной МРС) позволяет получить универсальную технологическую систему (магнетрон – дуговой испаритель) без изменения базовой конструкции [7-9].

Вместе с тем, 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 макрочастиц – капель (иногда – твердых осколков) материала катода. Основными продуктами эрозии являются ионы и капли, доля нейтрального пара в расходе массы катода мала и не превышает 1% [10-12]. Вклад капельной фазы в полный массоперенос материала катода может достигать 90%. Макрочастицы имеют размеры 1...100 мкм, однако встречаются более крупные и более мелкие частицы. Скорость движения капель  $10^2 \dots 10^4$  см/с [13]. Количество макрочастиц зависит от материала катода, тока дугового разряда, теплового режима и геометрии катода [14].

Наличие макрочастиц материала катода в плазме газового разряда ограничивает применимость данного метода нанесения покрытий 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.

В настоящей работе исследуются процессы осаждения покрытий с использованием планарной маг-

нетронной распылительной системы в сильноточных импульсных режимах.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Экспериментальные исследования импульсных режимов проводились на макете экспериментальной установки, который содержал планарную магнетронную распылительную систему с медной распыляемой мишенью (катод МРС) диаметром 100 мм, помещенную в вакуумную камеру установки типа УВН-71. Под мишенью располагалась система постоянных магнитов, создающая магнитное поле арочной конфигурации. Напряженность магнитного поля на поверхности распыляемой мишени составляла  $H \approx 800$  Э. Обрабатываемые подложки располагались на расстоянии 60 мм от катода МРС на охлаждаемом вращающемся барабане – подложкодержателе.

Вакуумная система обеспечивала откачку рабочего объема до давления  $5 \cdot 10^{-5}$  Торр. Рабочее давление устанавливалось путем непрерывного напуска рабочего газа (аргон) непосредственно в область разряда.

Питание МРС осуществлялось от сильноточного импульсного блока питания, обеспечивающего между электродами МРС импульсное напряжение амплитудой  $U \approx 1200$  В с частотой 5 Гц, задаваемой блоком управления. Ток разряда мог регулироваться в пределах от 500 до 3000 А.

Измерения напряжения на разрядном промежутке проводились с использованием высокоомного малоиндуктивного делителя напряжения. Ток разряда измерялся с помощью пояса Роговского. Во всех экспериментах погрешность измерений параметров импульсов напряжения и тока разряда не превышала 20%.

Определение основных технологических параметров МРС в импульсных сильноточных режимах работы (скорости осаждения, рабочих давлений и т.д.) проводилось при напылении меди на кремниевые пластины при времени напыления  $t = 10$  минут.

## 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

Диапазон давлений рабочего газа (аргона) при которых устойчиво зажигается импульсный сильноточный разряд, составлял  $p = (2 \dots 5) \cdot 10^{-3}$  Торр.

На Рис.1 приведены типичные осциллограммы напряжения и тока разряда в МРС.

Видно, что при достижении напряжением на разрядном промежутке значения 1100...1200 В происходит зажигание разряда. В начальной стадии горения, в течение 10 мкс разряд характеризуется повышенным значением напряжения (около 1000 В) и незначительными значениями тока (несколько десятков ампер). Такие значения напряжения и тока разряда свидетельствуют о том, что в начальной стадии зажигается импульсный магнетронный разряд с повышенными, по сравнению со стационарным магнетронным разрядом, значениями тока и напряжения. Однако при превышении током разряда некоторого

критического значения (около 80 А), которое соответствует току одного катодного пятна для медного электрода, наблюдается резкий срыв напряжения разряда до значений около 100 В и разряд переходит в фазу импульсной вакуумной дуги.

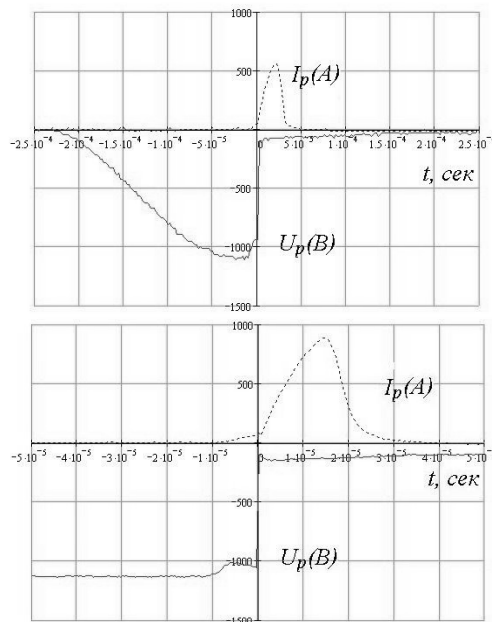


Рис.1. Типичные осциллограммы напряжения и тока разряда в МРС

Дуговой разряд в импульсной МРС имеет свои особенности. При больших магнитных полях катодные пятна образуются на поверхности мишени в области магнитной ловушки магнетрона, т.е. дуговой разряд происходит в поперечном магнитном поле. Разряд характеризуется повышенным напряжением,  $U = 50 \dots 12$  В, которое изменяется пропорционально напряженности магнитного поля и току разряда. При малых разрядных токах  $I = 80 \dots 150$  А структура плазменного шнура подобна магнетронной – равномерно светящийся плазменный тор над зоной эрозии мишени с катодными пятнами. По косвенным признакам катодные пятна в этом режиме можно классифицировать как первого рода. При увеличении разрядного тока (за времена порядка 1...3 мкс) происходит пробой внешнего магнитного поля магнетрона собственным магнитным полем дрейфового тока [15]. Разрядный ток в магнетроне связан с дрейфовым током  $I_d$  соотношением  $I = I_d (\nu / \omega_{He})$ , где  $\nu$  – частота электрон-атомных столкновений,  $\omega_{He}$  – электронная циклотронная частота. Так как для параметров разряда величина  $\omega_{He} / \nu$  лежит в диапазоне 10...100, напряженность магнитного поля дрейфового тока может быть сравнима по величине с полем магнитной системы магнетрона. Таким образом, при больших токах конфигурация магнитного поля теряет удерживающие свойства и дуговой разряд переходит из разряда с поперечным магнитным полем в разряд с продольным магнитным полем [7]. При этом ток разряда за время порядка 15 мкс возрастает до максимально достижимого значения.

Технологические испытания показали, что скорость осаждения покрытий зависит от типа разряда в МРС, и эта зависимость в импульсных режимах более сильная, чем в постоянных. Механические и адгезионные характеристики покрытий также улучшились.

Увеличение скорости массопереноса в импульсных режимах работы МРС с повышенными значениями тока и напряжения разряда вероятно связано с переходом ион-атомного распыления в режим "тепловых пиков", когда ток разряда достигает значений, типичных для вакуумной дуги, но переход в дуговой разряд и возникновение катодных пятен еще не происходит. При переходе МРС в режим импульсной вакуумной дуги с ограничением тока поперечным магнитным полем, а затем в режим вакуумной дуги в продольном магнитном поле увеличение скорости массопереноса обусловлено эрозией катода под действием катодных пятен.

Зависимость скорости осаждения от тока разряда носит нелинейный характер (Рис.2).

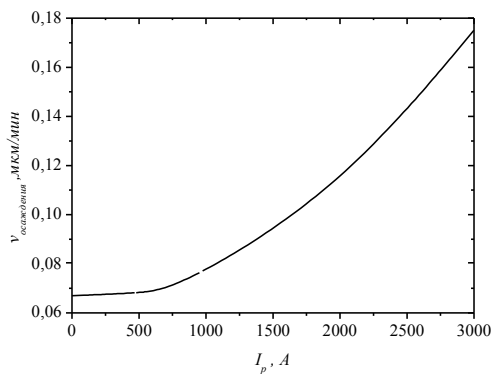


Рис.2. Зависимость скорости осаждения ( $v$ ) от тока разряда ( $I_p$ )

Исследования микроструктуры пленок меди, полученных дуговыми методами, проведенные в [2] для токов разряда 500...1000 А, показали наличие в конденсате капель (Рис.3).

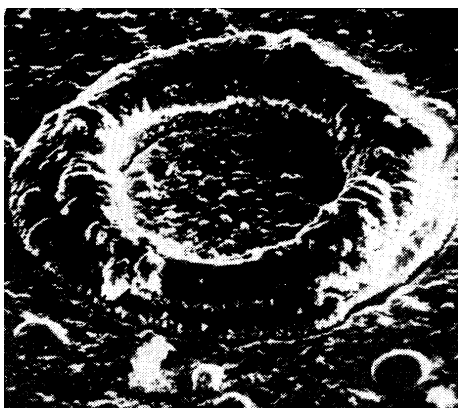


Рис.3. Тороидальная форма капель меди на поверхности плазменно-дуговых конденсатов (увеличение  $\times 2000$ )

Исследование микроструктуры поверхности проводилось на полимерных трековых мембранах с размерами пор 0,3 мкм, которые использовались для наглядности в качестве масштабных меток. Напыление меди проводилось на одну сторону подложки в

течение 15 мин при токе разряда  $I_p \approx 800 A$ , длительности импульса 15 мкс и частоте 5 Гц, в этом режиме не происходит значительного разогрева подложки.

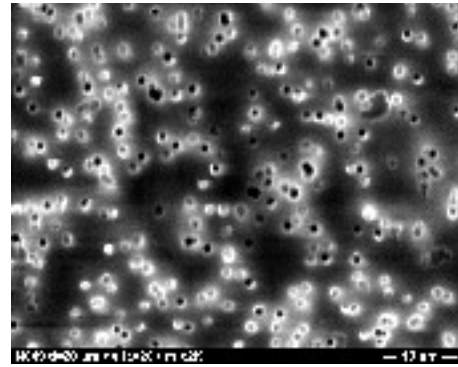


Рис.4. Фотография поверхности трековых мембран с размерами пор 0,3 мкм

Фотография поверхности образцов приведена на Рис.4. Наличие капель в осажденном покрытии не обнаружено.

Отсутствие в осажденном покрытии капель материала катода обусловлено, очевидно, тем, что они испаряются под действием потоков заряженных частиц плотной плазмы. Макрочастицы, вылетевшие с поверхности катода, пролетая через плазму вакуумной дуги, подвергаются воздействию электронов и ионов плазмы, что обуславливает заряд макрочастиц до амбиполярного потенциала, определяемого параметрами плазмы. Величина потенциала капли в плазме вакуумной дуги может быть определена из условия равенства ионного и электронного токов на поверхности капли. Учитывая, что в стационарном дуговом разряде низкого давления образуется неизотермическая плазма с плотностью  $n_{pl} = 10^8 \dots 10^{12} \text{ см}^{-3}$  (в импульсном  $n_{pl} = 10^{12} \dots 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), температурой электронов  $T_e \approx 10 \text{ эВ}$  и температурой ионов  $T_i < 1 \text{ эВ}$ , для ионного тока на каплю можно воспользоваться выражением Бомы  $j_i = 0,6 \cdot en_{pl} \sqrt{T_e/m_i}$ . Тогда для потенциала капли можно записать:  $\varphi = (T_e/e) \ln(0,6 \sqrt{2m_e/m_i}) \approx -52 \text{ в}$ , где  $m_i$  и  $m_e$  — масса иона и электрона, соответственно;  $e$  — заряд электрона. Следовательно, ионы плазмы, ускоряясь в поле дебаевского слоя, бомбардируют поверхность капли с энергией, определяемой потенциалом капли, а электроны плазмы тормозятся в поле слоя, и на поверхность капли попадает только часть электронов из высокоэнергетического хвоста функции распределения. Тогда для мощностей, передаваемых капле электронной и ионной компонентами плазмы, можно записать следующие выражения:

$$\begin{aligned} dE_e &= n_{pl} \sqrt{kT_e/2\pi m_e} e^{-e\varphi/kT_e} kT_e S_k dt, \\ dE_i &= 0,6 n_{pl} \sqrt{2kT_e/m_i} \varepsilon_i S_d dt, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $S_d = 4\pi (D_d/2 + D/2)^2$  — площадь поверхности, собирающей ионы;  $D_d/2 = R_d$  — толщина дебаевского слоя;  $D$  — начальный размер макрочастицы;

$\varepsilon_i = |e\phi|$  – энергия ионов. Суммарная энергия, которую электроны и ионы переносят на каплю, равна  $dE = dE_e + dE_i$ .

В результате ионной и электронной бомбардировки происходит нагрев капли. Однако одновременно с нагревом капли происходит её охлаждение за счет ИК-излучения и теплообмена с окружающим газом. Охлаждение капли за счет ИК-излучения описывается законом Стефана-Больцмана, который в нашем случае принимает вид:

$$dE_R = \alpha \sigma T^4 S_k dt, \quad (2)$$

где  $\alpha$  – средняя интегральная излучательная способность капли,  $\sigma$  – постоянная Стефана-Больцмана.

Теплообмен с окружающим газом описывается законом Ньютона, который в нашем случае принимает вид:

$$dE_n = k_B n_n V_{Tn} S_k (T_n - T_k) dt, \quad (3)$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура капли,  $T_n$  – температура нейтральных атомов,  $n_n$  и  $V_{Tn}$  – плотность и тепловая скорость нейтральных атомов, соответственно.

Уравнение теплового баланса капли имеет вид:

$$(k_B n_n V_{Tn} S_k (T_n - T_k) - \alpha \sigma T^4 S_k + en \sqrt{kT_e / 2\pi m_e} e^{-e\phi / kT_e} S_k + 0.6n \sqrt{2kT_e / m_i \varepsilon_i} S_{\Delta}) dt = m(t) c dT + \lambda dm \quad (4)$$

где  $c$  – удельная теплоемкость материала капли,  $m$  – масса капли;  $\Delta m$  – прирост массы газообразной фазы за время  $\Delta t$ ,  $\lambda$  – скрытая теплота парообразования.

Согласно [16], скорость испарения  $J$  материала капли нагретой до температуры  $T$  определяется числом частиц, покидающих в единицу времени единицу площади поверхности. Если рассматривать тело, находящееся в равновесии со своим насыщенным паром, то число частиц, покидающих поверхность тела, равно числу частиц, падающих в течение того же времени на эту поверхность, т.е. равно

$$J = p / (2\pi m_0 kT)^{1/2}, \quad (5)$$

где  $p$  – давление насыщенного пара при температуре поверхности  $T$ , которое обеспечивает скорость конденсации, определенную в экспериментальных условиях,  $m_0$  – масса молекул,  $k$  – постоянная Больцмана.

Упругость насыщенного пара экспоненциально растет с температурой

$$p = p_0 \exp \left( \frac{\mu \lambda}{R} \left( \frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right) \right), \quad (6)$$

где  $p_0$  – известное давление при температуре плавления  $T_0$ ,  $\mu$  – молярная масса.

Влияние кривизны поверхности капли на упругость насыщенных паров мы не учитываем, так как, например, при радиусе капли, равном 10 мкм, упругость насыщенных паров только на один процент

отличается от нормальной (для плоской поверхности).

Уравнение (4), дополненное начальным условием – начальная температура каплей равна температуре плавления  $T_0 \equiv T(t=0) = T_{\text{плав}}$ , описывает изменение температуры капли в плазме вакуумной дуги при воздействии на неё нагревающих и охлаждающих факторов. В результате численного решения уравнения (4) с учетом соотношений (5)-(6) получена зависимость температуры капли от времени пребывания в плазме с разной плотностью.

Во всех расчетах принималось, что при удалении от поверхности катода плотность плазмы спадает экспоненциально на 3 порядка на длине 5 см.

На Рис.5 приведена зависимость температуры медных каплей с начальным размером  $R = 10^{-4}$  см от времени пролета в плазме при различных значениях плотности плазмы у катода. На Рис.6. приведена аналогичная зависимость для титановых каплей.  $T, K$

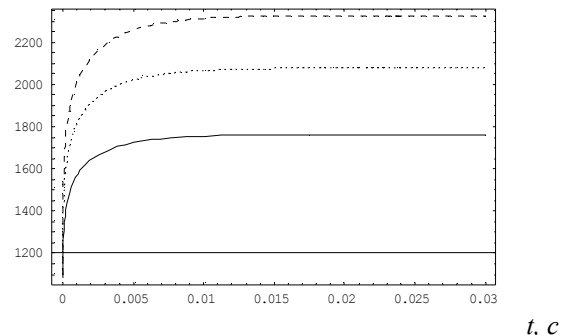


Рис.5. Зависимость температуры медных каплей с начальным размером  $R = 10^{-4}$  см от времени пролета в плазме при плотности плазмы у катода:   
 —————  $n = 0,3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ; .....  $n = 1,7 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ;   
 - - - - -  $n = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$

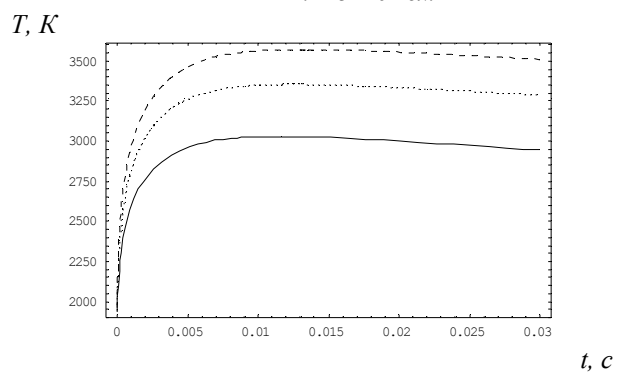


Рис.6. Зависимость температуры титановых каплей с начальным размером  $R = 10^{-3}$  см от времени пролета в плазме при плотности плазмы у катода:   
 —————  $n = 0,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ; .....  $n = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ;   
 - - - - -  $n = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$

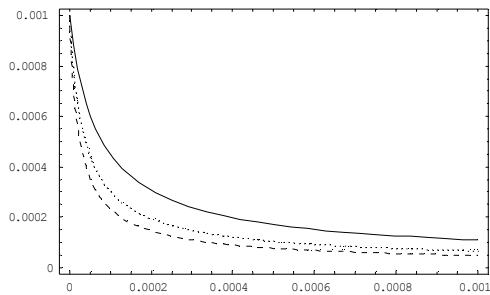
Из рисунков видно, что на начальной стадии при пролете каплей плотной прикатодной плазмы происходит интенсивный нагрев каплей. При достаточно высоких плотностях прикатодной плазмы капли могут быть разогреты даже до температуры кипения

материала. При больших временах, при пролете каплями уже менее плотной плазмы, температура капель выходит на насыщение и даже может происходить некоторое охлаждение капель.

Вычислена скорость изменения размера капели (скорость испарения) при различных значениях плотности плазмы у катода.

На Рис.7 показаны результаты вычислений скорости изменения радиуса титановых капель при различных значениях плотности плазмы у катода.

$J, \text{ см/с}$



$t, \text{ с}$

Рис.7. Скорость испарения титановых капель при различной плотности плазмы у катода:

—  $n = 0,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ; .....  $n = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ;  
- - - - -  $n = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$

Из рисунков видно, что на малых временах, когда капели находятся в плотной прикатодной плазме, происходит интенсивное испарение капель, а по мере удаления капель от катода, в область менее плотной плазмы, скорость испарения капель снижается, выходит на насыщение и стремится к нулю.

На Рис.8 приведена зависимость радиуса медных и титановых капель от времени при двух отличающихся на порядок значениях плотности плазмы у катода. Для наглядности начальный размер частиц принят 100 мкм, т.е. самый крупный возможный размер. Из рисунка видно, что даже такие крупные капели при достаточно высоких плотностях плазмы могут быть испарены за времена не более нескольких десятитысячных долей секунды. Учитывая, что скорость движения капель  $10^2 \dots 10^4 \text{ см/с}$  можно утверждать, что испарение капель происходит на длине пролета около 1 см.

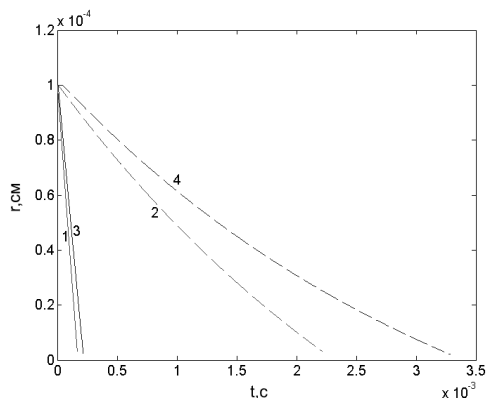


Рис.8. Зависимость радиуса медных и титановых капель от времени: 1 – медной капели при плотности плазмы у катода  $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ; 2 – медной капели при плотности плазмы у катода  $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ; 3

– титановой капели при плотности плазмы у катода  $n = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ; 4 – титановой капели при плотности плазмы у катода  $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$

Таким образом, показана принципиальная возможность испарения или уменьшения размеров определенной части капель в плазменном потоке вакуумной дуги. Эффективность испарения капельной фазы растет с увеличением плотности плазмы. Полученные результаты могут быть использованы при разработке новых и усовершенствовании уже существующих дуговых испарителей с целью увеличения качества покрытий и эффективности метода вакуумно-дугового нанесения покрытий.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Б.С. Данилин. *Применение низкотемпературной плазмы для нанесения тонких плёнок*. М.: «Энергоатомиздат», 1989, с.328.
2. В.П. Белевский, А.И. Кузьмичёв и др. *Импульсная ионная обработка и осаждение тонких плёнок и покрытий*. Киев: Об-во «Знание» Украины, 1991, с.23.
3. А.И. Кузьмичёв. *Модуляторы для импульсного питания магнетронных распылительных систем*. Труды 7 Международного симпозиума «Тонкие плёнки в электронике», Йошкар-Ола. 1996, с.237-240.
4. K. Awazu, N. Sakudo, H. Yasui, et al. *Films formed by hybrid pulse plasma coating (HPPC) system*. AIP Conference Proceedings, 2001, v.576, Issue 1, p.955.
5. Sanner Mark A., Park Jin Y. Dynamic pulsed plasma reactor for chemical vapor deposition of advanced materials // *Review of Scientific Instruments*. 1997, v.68, Issue 3, p.1575.
6. Р. Бериш. *Распыление твёрдых тел ионной бомбардировкой*. М.: Мир, 1984, с.336.
7. А.А. Bizyukov, А.У. Kashaba, Е.У. Romaschenko, et al. Features of high-current pulsed regimes in magnetron sputtering systems // *Problems of Atomic Science and Technology. Series: Plasma Physics*. 2005, №2 (11), p.167-169.
8. А.А. Bizyukov, А.У. Kashaba, I.K. Tarasov, et al. *Pulsed magnetron sputtering system*. Abstracts of Eight International Conference on Plasma Surface Engineering. Garmisch-Partenkirchen. 2002, WePPU2, p.367.
9. А.А. Bizyukov, А.У. Kashaba, K.N. Sereda. *Multi-purpose pulsed device for high rate deposition*. Abstracts of the 4<sup>th</sup> Asian-European International Conference on Plasma Surface Engineering (AEPSE 2003). Jeju City, Korea. 2003, TuA-AO2.
10. С.У. Kimblin. Erosion and ionization in the cathode spot region of vacuum arcs // *J. Appl. Phys.* 1973, v.44, №7, p.3074-3081.
11. J.E. Daalder. Components of cathode erosion in vacuum arcs // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1976, v.9, №11. p.2379-2395.
12. J.E. Daalder. Erosion and the origin of charged and neutral species in vacuum arcs // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1975, v.8, №14. p.1647-1659.

13. Б.Н. Клярфельд, Н.А. Неретина, Н.Н. Дружинина. Разрушение металлов катодным пятном дуги в вакууме // *ЖТФ*. 1969, т.39, вып.6, с.1061-1065.
14. G.W. McClure. Plasma expansion as a cause of metal displacement in vacuum arc spots // *J. Appl. Phys.* 1974, v.45, №5, p.2078-2084.
15. A.A. Bizyukov, A.Y. Kashaba, V.I. Maslov, et al. Ion beam formation in the field of double layer stabilized by spatial reversal of magnetic field // *Plasma Devices and Operations*, 2000, v.8, №3, p.147-166.
16. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Статистическая физика* -М.: «Наука», 1986.

#### EVAPORATION OF MACROPARTICLES IN PLASMA OF HIGH-CURRENT PULSED ARC DISCHARGE AT LOW PRESSURE

*A.A. Bizyukov, K.N. Sereda, A.Y. Kashaba, E.V. Romaschenko, A.D. Chibisov, V.V. Ponevchinskiy, V.V. Sleptsov*

In the article, we investigate high-current regimes with initiation of cathode spots on the sputtered surface in planar magnetron sputtering system. The trials show that deposition rate depends on the discharge type in the system and this dependence in pulsed regimes is stronger than in stationary ones. The deposited coating does not contain drops of cathode material. The absence of drops is conditioned by the fact that they are evaporated under the effect of charged particle fluxes of dense plasma. The theoretical model describing possibility of evaporation or size decreasing of several sorts of particles in the plasma flux of vacuum arc is proposed. It was shown that efficiency of drop evaporation increases with increasing plasma density.

#### ВИПАРОВУВАННЯ МАКРОЧАСТИНОК У ПЛАЗМІ ПОТУЖНОСТРУМОВОГО ІМПУЛЬСНОГО ДУГОВОГО РОЗРЯДУ НИЗЬКОГО ТИСКУ

*О.А. Бізюков, К.М. Середя, А.Є. Кашаба, О.В. Ромащенко, О.Д. Чібісов, В.В. Поневчинський, В.В. Слєпцов*

Досліджуються потужнострумові імпульсні режими роботи планарної магнетронної розпилювальної системи (МРС) з утворенням на поверхні розпалюваної мішені катодних плям. Технологічні випробування показали, що швидкість осадження покриттів залежить від типу розряду в МРС, і ця залежність в імпульсних режимах більш сильна ніж у постійному. В осадженому покритті не виявлена наявність крапель матеріалу катода. Відсутність в осадженому покритті крапель матеріалу катода, обумовлена тим, що вони випаровуються під дією потоків заряджених частинок плазми з високою густиною. Запропоновано теоретичну модель, яка показує можливість випаровування або зменшення розмірів певної частини крапель в плазмовому потоці вакуумної дуги. Показано, що ефективність випаровування краплинної фази росте зі збільшенням густини плазми.