

ОСОБЕННОСТИ МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТЕЙ ПОКРЫТИЙ, НАНОСИМЫХ ИЗ ФИЛЬТРОВАННОЙ ВАКУУМНО-ДУГОВОЙ КАТОДНОЙ ПЛАЗМЫ НА ФЕРРОМАГНИТНЫЕ ПОДЛОЖКИ

В.В. Васильев, В.Е. Стрельницкий

*Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”
Украина*

Поступила в редакцию 12.04.2012

Проведены исследования морфологии поверхности TiN и TiAlN покрытий, нанесенных из фильтрованных потоков вакуумно-дуговой катодной плазмы на ферромагнитные подложки из инструментальной быстрорежущей стали и твердого сплава WCo. Обнаружено, что шероховатость покрытий на краях ферромагнитных подложек намного превосходит шероховатость покрытий, нанесенных на образцы из немагнитной нержавеющей стали. Показано, что возможной причиной увеличения шероховатости покрытий является образование униполярных дуг из-за повышенной концентрации напряженности магнитного поля на краях ферромагнитных подложек по сравнению с центральной областью.

Установлено, что на подложках с неоднородными на поверхности ферромагнитными характеристиками, в частности, для твердосплавных WCo пластин, шероховатость наносимых покрытий намного выше, чем шероховатость исходной поверхности подложки. Сделано предположение, что основной причиной данного явления является концентрация силовых линий магнитного поля на Co связке, охватывающей WC зерна, приводящая к неоднородной скорости осаждения покрытия вдоль поверхности подложки. Повышение температуры подложки приводит к дальнейшему увеличению шероховатости поверхности покрытия.

Ключевые слова: морфология поверхности покрытий, ферромагнитные материалы, фильтрованная вакуумная дуга, плазма, магнитное поле, униполярная дуга.

Проведено дослідження морфології поверхні TiN і TiAlN покриттів, нанесених з фільтрованих потоків вакуумно-дугової катодної плазми на ферромагнітні підкладки з інструментальної швидкорізальної сталі та твердого сплаву WCo. Виявлено, що шорсткість покриттів на краях ферромагнітних підкладок набагато перевершує шорсткість покриттів, нанесених на зразки з немагнітної нержавіючої сталі. Показано, що можливою причиною збільшення шорсткості покриттів є утворення униполярних дуг через підвищену концентрацію напруженості магнітного поля на краях ферромагнітних підкладок в порівнянні з центральною областю.

Встановлено, що на підкладках з неоднорідними на поверхні ферромагнітними характеристиками, зокрема, для твердосплавних WCo пластин шорсткість покриттів набагато вище, ніж шорсткість вихідної поверхні підкладки. Зроблено припущення, що основною причиною даного явища є концентрація силових ліній магнітного поля на Co зв'язці, що охоплює WC зерна, що призводить до неоднорідної швидкості осадження покриття уздовж поверхні підкладки. Підвищення температури підкладки призводить до подальшого збільшення шорсткості поверхні покриття.

Ключові слова: морфологія поверхні покриттів, ферромагнітні матеріали, фільтрована вакуумна дуга, плазма, магнітне поле, униполярна дуга.

Study of surface morphology of TiN and TiAlN coatings deposited from the filtered cathodic vacuum arc plasma flow on ferromagnetic substrates made from the high-speed steel and cemented carbide WCo have been performed. It was found that the WCo surface roughness at the edges of substrate is much greater than the roughness of the coatings deposited on non-magnetic stainless steel. It was shown that a possible reason for the increased roughness of the coatings is the formation of unipolar arcs due to the high concentration of the magnetic field intensity at the ferromagnetic substrate edges as compared to the central region.

It was found that on substrates with inhomogeneous ferromagnetic surface properties, in particular for cemented carbide WCo inserts, roughness of the coating is much higher than the initial roughness of the substrate surface. It was suggested that the main reason of this phenomenon is the concentration of the magnetic field lines in the bonding Co media covering the WC grains, which leads to non-

uniform coating deposition rate along the substrate surface. Increasing of substrate temperature leads to a further increase in surface roughness of the coating.

Keywords: morphology of the coatings surface, ferromagnetic materials, a filtered vacuum arc, plasma, magnetic field, unipolar arc.

ВВЕДЕНИЕ

Износостойкость и коэффициент трения защитных покрытий, наносимых на поверхности узлов трения деталей машин, а также на режущий инструмент, зависят не только от их механических характеристик, но и от качества самой поверхности, характеризующей ее шероховатостью. Как правило, чем ниже уровень шероховатости трущихся поверхностей, тем ниже коэффициент трения и, следовательно, выше их износостойкость.

Для получения гладких защитных покрытий приближающихся по классу чистоты к исходной полированной поверхности изделий в настоящее время широко используются магнетроны [1, 2], а также вакуумно-дуговые источники эрозивной плазмы с магнитными фильтрами [3].

Наиболее прогрессивным, легкоуправляемым и высокопроизводительным является вакуумно-дуговой метод с высокой (близкой к 100%) степенью ионизации фильтрованной вакуумно-дуговой катодной плазмы. Данный метод позволяет получать покрытия, в которых отсутствуют дефекты, связанные с попаданием в осаждаемое покрытие макрочастиц, являющихся одной из компонент катодной плазмы. Однако под действием бомбардировки осаждаемого покрытия ионами вакуумно-дуговой плазмы в покрытии возникают напряжения сжатия, под действием которых поверхность осаждаемого покрытия приобретает ячеистую структуру [4]. Размеры этих ячеек зависят, как от химического и фазового состава формируемого покрытия, так и от энергии бомбардирующих частиц, определяющих уровень остаточных напряжений в покрытии [5]. Как правило, максимальная высота микронеровностей, образуемая этими ячейками, не превышает величину 50 нм [5]. Однако, для материалов подложек, обладающих ферромагнитными свойствами, это выполняется не всегда.

Целью данной работы является выяснение особенностей формирования морфологии поверхности покрытий, наносимых на ферромагнитные подложки из фильтрованной ваку-

умно-дуговой катодной плазмы, а также выяснение основных причин увеличения шероховатости поверхности покрытий на таких подложках.

МЕТОДИКА И УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

В качестве объекта исследования были выбраны покрытия TiN и TiAlN, наносимые на полированные подложки, как обладающие ферромагнитными свойствами, так и на подложки, которые этими свойствами не обладают. Покрытия наносились на ферромагнитные подложки из быстрорежущей инструментальной стали диаметром 30 мм и толщиной 6 мм. Кроме того, были использованы ферромагнитные подложки из твердого вольфрамкобальтового сплава размером 16×16×5 мм, выполненные методом порошковой металлургии. Для сравнения использовались также подложки из нержавеющей стали 12Х18Н10Т размером 18×20×1 мм, не обладающие ферромагнитными свойствами. Твердосплавные подложки были выполнены из порошка карбида вольфрама WC с размерами зерна (1 ÷ 2) мкм, связанного кобальтовой связкой, процентное содержание которой составляло 1,5 вес.%. Исходные поверхности всех образцов имели зеркальный вид. Шероховатость поверхности подложек была не хуже $R_a = 30$ нм.

Покрытия наносились вакуумно-дуговым методом с использованием прямолинейного источника фильтрованной вакуумно-дуговой катодной плазмы (ПИФВДКП) [6].

Для нанесения TiN покрытий использовался катод из чистого титана марки ВТ-1-0, а для TiAlN покрытия – катод из сплава $Ti_{1-x}Al_x$ с 50% содержанием Al ($x = 0,5$).

Все покрытия наносились в одинаковом режиме. Образцы располагались на расстоянии 150 мм от выходного отверстия ПИФВДКП. TiN и TiAlN покрытия наносились в смеси газов Ar и N₂ при токе дуги 100 А. Парциальное давление Ar составляло 0,013 Па, а азота 0,13 Па.

Покрyтия наносились при подаче на подложку импульсного потенциала смещения с амплитудой $U_{\text{имп.}} = -1$ кВ и длительностью 5 мксек, частота импульсов $f = 24$ кГц. Перед нанесением покрyтий образцы очищались импульсным тлеющим разрядом в Ag при подаче на подложку импульсного потенциала смещения с параметрами $U_{\text{имп.}} = -1,7$ кВ, $t_{\text{имп.}} = 5$ мксек, $f = 24$ кГц в течение 11 мин. Для выяснения влияния температуры поверхности WCo образца на шероховатость покрyтия его осаждение проводилось на охлаждаемые и неохлаждаемые подложки. Температура поверхности подложек без охлаждения не превышала 250 °С, а с охлаждением не превышала 100 °С. Время осаждения покрyтия составляло 30 мин. Толщина TiN покрyтий составляла 4 мкм, а TiAlN – 5,3 мкм.

Шероховатость поверхности покрyтий и поверхности, образцов в исходном состоянии измерялась с помощью профилометра (Тип А11 модель 283). Максимальная высота микронеровностей нанесенных покрyтий измерялась с помощью интерференционного микроскопа МИИ-4.

Микрорельеф поверхностей образцов из твердого сплава WCo, как с покрyтиями, так и без покрyтий изучался с помощью сканирующего электронного микроскопа JSM840 фирмы Jeol.

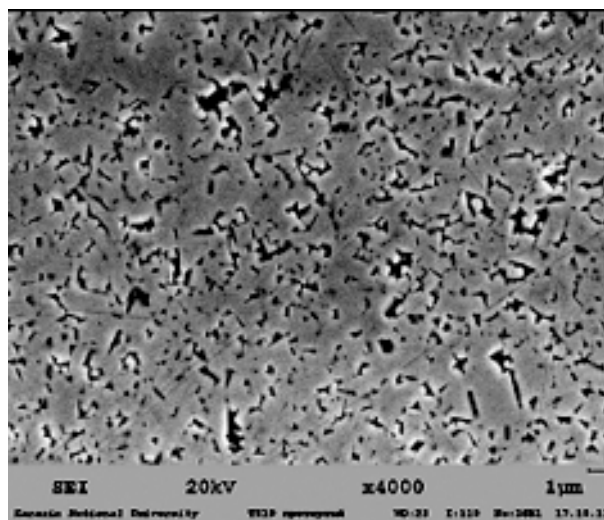
РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Покрyтия как TiN, так и TiAlN, осажденные на твердосплавных пластинах, имели матовую поверхность, т.е. отражение света от покрyтий было диффузным. В то же время образцы – свидетели из нержавеющей немагнитной стали после нанесения на них таких же покрyтий оставались зеркальными.

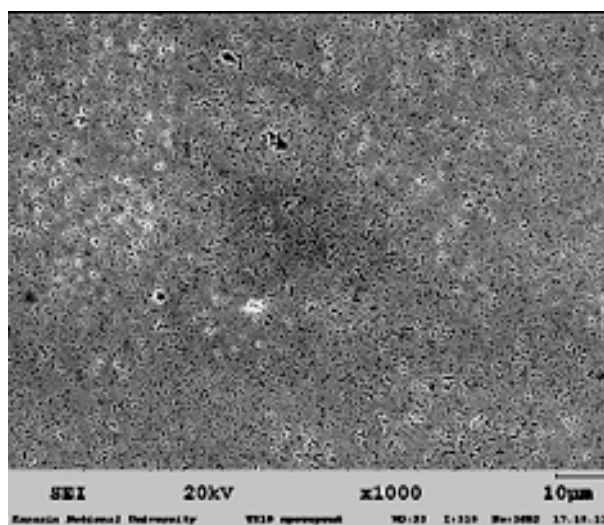
Покрyтия, нанесенные на образцы из инструментальной быстрорежущей стали, которая является ферромагнитной, также оставались зеркальными, за исключением периферийной области шириной (1 ÷ 2) мм по краю поверхности образца, которая становилась матовой.

На рис. 1а), б) приведены фотографии поверхности WCo твердосплавной пластины без покрyтия. На рис. 1а отчетливо видны границы полированных поверхностей WC

зерен, выходящих на поверхность пластины. Отчасти границы зерен видны благодаря открытым порам, которые полностью или частично окружают зерна; размеры зерен лежат в диапазоне 0,5 ÷ 2 мкм. Средние глубины выходящих на поверхность WCo пластины пор, по результатам измерения шероховатости поверхности с помощью профилометра, составляют величины от 0,025 до 0,057 мкм. При этом усредненное по всей поверхности образца значение шероховатости составляет 0,03 мкм. Однако, если отбросить влияние поверхностных пор на шероховатость поверхности, то она должна быть намного меньше, чем измеренная профилометром. По крайней мере, она не должна превышать $R_a = 0,01$ мкм.



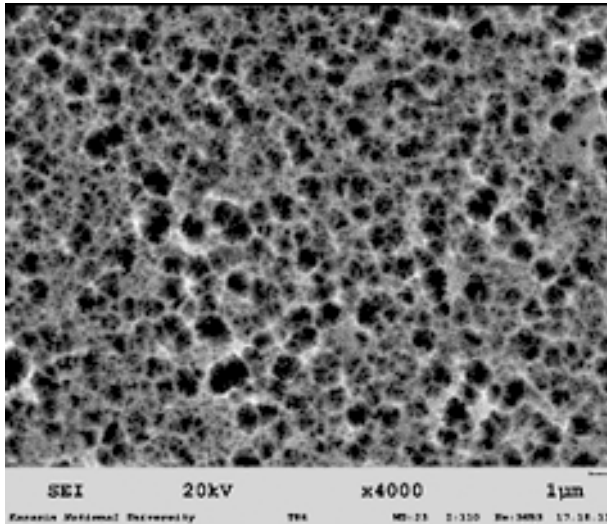
а)



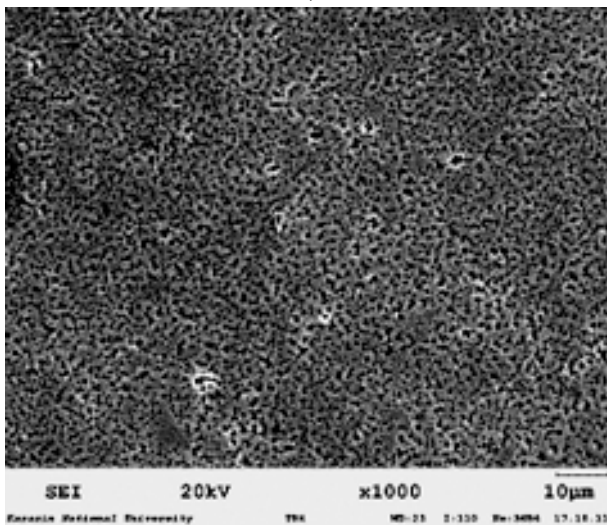
б)

Рис. 1а), б). Фотографии поверхности WCo твердосплавной пластины без покрyтия (образец ТН19); $\times 4000$ (а) и $\times 1000$ (б).

На рис. 2а), б) приведены фотографии поверхности TiAlN покрытия на WCo твердосплавной пластине. На фотографиях отсутствуют макрочастицы, что свидетельствует о высоком качестве очистки плазмы с использованием ПИФВДКП. На поверхности покрытия видны только темные и светлые области. Темные области – это впадины, а светлые – выступы (гребни).



а)



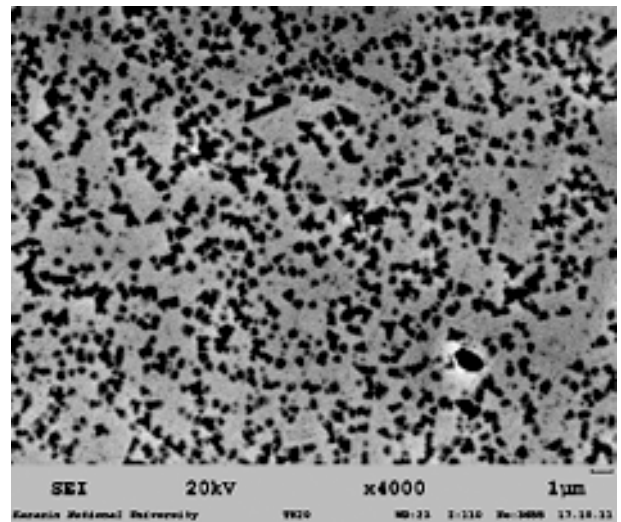
б)

Рис. 2а), б). Фотографии поверхности TiAlN покрытия на WCo твердосплавной пластине; $\times 4000$ (а) и $\times 1000$ (б).

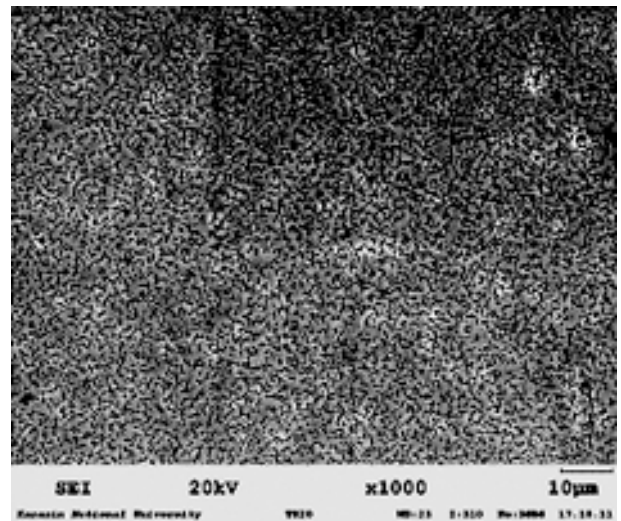
При сравнении рис. 1 и 2 видно, что поперечные размеры впадин (рис. 2а) соответствуют размерам зерен WC на рис. 1а. На рис. 2 также видно, что возвышения рельефа (гребни) поверхности TiAlN покрытия наблюдаются на границах зерен WC, охваченных кобальтовой связкой. Для того, чтобы выяснить причины появления такой морфологии TiAlN покрытия были проведены следующие эксперименты.

Очистка исходной зеркальной поверхности WCo образца в тлеющем разряде без нанесения покрытия, а также нанесение тонкого TiAl покрытия при плавающем потенциале подложки без предварительной очистки подложки в тлеющем разряде. В результате процесса очистки зеркальность поверхности подложки не изменилась.

Поверхность TiAl покрытия, несмотря на его малую толщину ($\leq 0,5$ мкм) и низкую энергию осаждаемых частиц Ti и Al, была матовой (рис. 3), т.е. отражение видимого света от этой поверхности было диффузным.



а)



б)

Рис. 3а), б). Микрофотографии поверхности тонкого TiAl покрытия на WCo образце ТН17; $\times 4000$ (а) и $\times 1000$ (б).

В табл. 1 приведены значения шероховатости поверхности на различных участках твердосплавных пластин (рис. 4) с покрытиями TiN, TiAlN, TiAl и без покрытия, измеренные

Таблица 1

Образец № Область измерения	Средние значения шероховатости поверхности R_a , мкм				
	TiN	TiAlN	TiAl	WCo без покрытия	TiAlN (подложка охлаждалась)
I	0,139	0,093	0,079	0,03	0,085
II	0,058	0,049	0,06	0,03	0,04
III	0,047	0,038	0,055	0,03	0,02

с помощью профилометра, а в табл. 2 максимальные высоты микронеровностей на тех же участках поверхностей, измеренные с помощью интерференционного микроскопа.

Таблица 2

Образец № Область измерения	Максимальная высота микронеровностей, мкм		
	TiN	TiAlN	TiAlN (подложка охлаждалась)
I	0,28	0,1 ± 0,12	0,054
II	0,15	0,077	0,036
III	0,095	<0,07	<0,036

Поверхности всех покрытий на твердосплавных образцах обладали диффузным отражением видимого света. Из табл. 1, 2 видно, что наибольшая шероховатость наносимых покрытий наблюдается на угловых кромках образцов (область I, рис. 4). Величина шероховатости поверхности покрытий по направлению к центру образцов уменьшается.

Так как покрытия наносятся в транспортирующем магнитном поле ПИФВДКП, то представляет интерес рассмотрение влияния

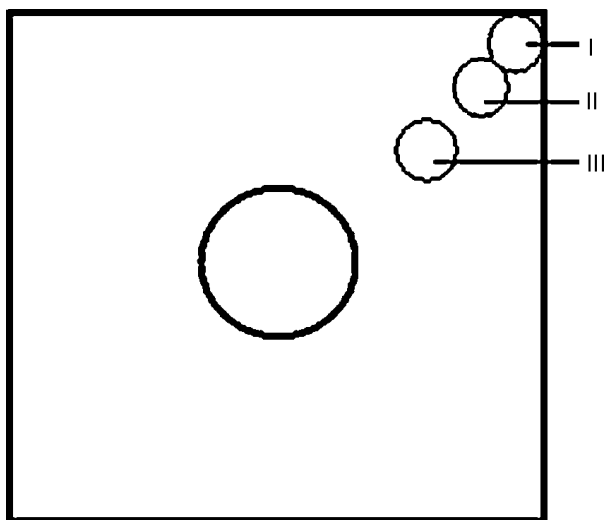


Рис. 4. I, II и III – области измерения шероховатости поверхностей покрытий на твердосплавных образцах.

ферромагнитных свойств подложек на распределение напряженности магнитного поля вблизи их поверхности.

На рис. 5 приведена расчетная конфигурация магнитного поля вблизи ферромагнитного образца $\varnothing 30$ мм, $h = 6$ мм, помещенного в однородное магнитное поле с напряженностью 0,0025 Т. Из рисунка видно, что на крайней кромке образца происходит концентрация силовых линий магнитного поля.

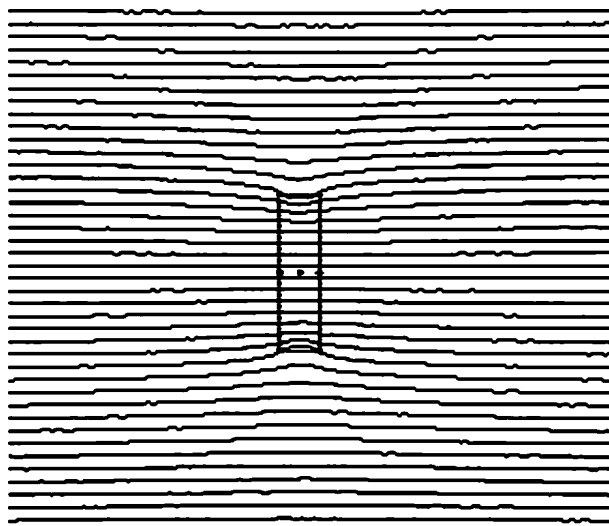


Рис. 5. Расчетная конфигурация магнитного поля вблизи ферромагнитного образца $\varnothing 30$ мм, $h = 6$ мм, помещенного в однородное магнитное поле с напряженностью 0,0025 Т.

На рис. 6(а, б) приведено распределение напряженности магнитного поля H по диаметру ферромагнитного образца на его поверхности (рис. 6а) и на расстоянии 3 мм от его поверхности (рис. 6б). Как видно из рис. 6(а, б), при приближении к поверхности ферромагнитного образца происходит концентрация силовых линий внешнего магнитного поля в периферийной области образца. При этом, максимальная напряженность магнитного поля на краю образца увеличивается почти в 2 раза при незначительном увеличении ее в центральной области.

В электродуговой плазме направленная энергия ионов E_i намного больше тепловой энергии частиц плазмы, т.е. $E_i \gg T_e = T_i$, где T_e, T_i – температура электронов и ионов, соответственно. Известно, что в плазме вакуумной дуги при величинах магнитных полей, используемых в плазмооптических фильтрах, электроны замагничены, а ионы не замагничены. Из условия квазинейтральности плаз-

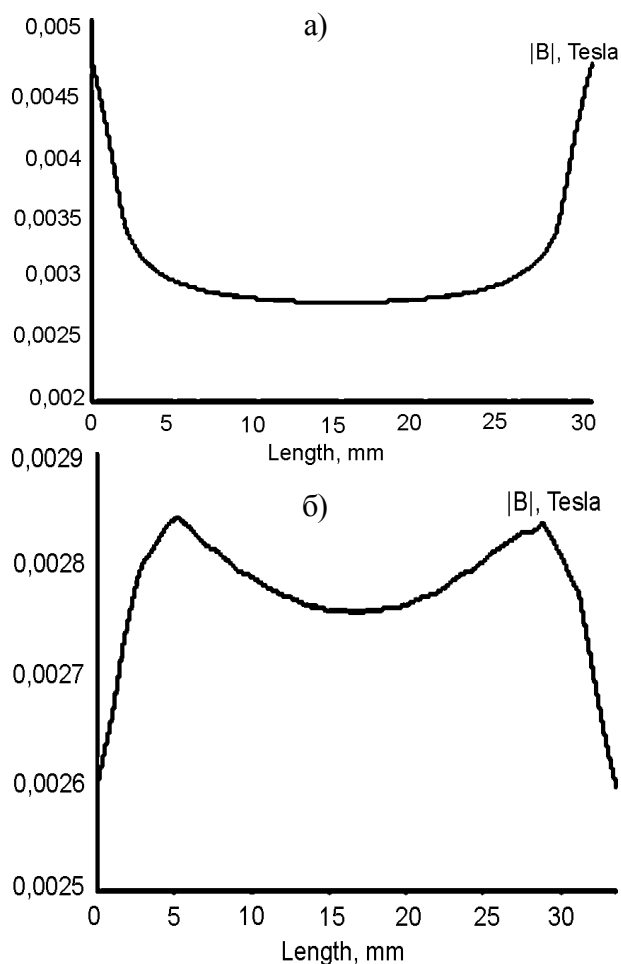


Рис. 6. Распределение напряженности магнитного поля по диаметру ферромагнитного образца на его поверхности (а) и на расстоянии 3 мм от его поверхности (б).

мы скорость плазменного потока, который движется вдоль магнитного поля, будет практически постоянной и равной средней скорости движения ионов $\langle V_i \rangle$ вдоль магнитного поля.

Рассмотрим область возмущения магнитного поля вблизи ферромагнитной подложки (см. рис. 5). Как видно из рис. 5, характерный размер области возмущения составляет величину порядка размера толщины ферромагнитного образца (в данном случае 6 мм), что намного меньше длины свободного пробега электронов в вакуумно-дуговой плазме. Поэтому в этой области плазму можно считать безстолкновительной. Так как электроны замагничены и их ларморовские центры вращения привязаны к силовым линиям магнитного поля, то при движении плазменного потока вдоль нарастающего по напряжённости магнитного поля плотность потока увеличивается пропорционально увеличению напряжённости магнитного поля.

Из рис. 6а видно, что напряженность магнитного поля на краю ферромагнитной подложки увеличивается почти в 2 раза. Это должно приводить к увеличению плотности плазменного потока во столько же раз и, следовательно, к соответствующему увеличению скорости осаждения покрытия на краю подложки по сравнению с её центральной областью. Однако, как показали эксперименты, толщина покрытия на краю подложки оказалась не больше, а даже меньше, чем в центральной её области. Причём шероховатость периферийной области покрытия оказалась намного большей, чем в центральной части подложки. Этот факт нельзя объяснить обычным ионным распылением осаждаемого покрытия, так как коэффициент распыления зависит только от энергии бомбардирующих частиц, а не от плотности их потока. Возможным механизмом, позволяющим объяснить обнаруженный факт, является механизм дугообразования, в частности, механизм образования униполярных дуг [7, 8].

Для выяснения условий реализации механизма образования униполярных дуг для данного случая рассмотрим характеристики переходного слоя, образующегося между плазмой и контактирующей с ней поверхностью. Как было показано ещё Ленгмюром [9] поверхность, контактирующая с плазмой, приобретает отрицательный относительно плазмы потенциал из-за того, что электроны уходят из плазмы на поверхность быстрее, чем ионы. Максимальная величина разности потенциалов между плазмой и поверхностью (в отсутствие вторичной электронной эмиссии с поверхности) связана простым соотношением с электронной температурой:

$$V_s = (kT_e/e) \ln(M_i/2\pi m_e)^{0.5}, \quad (1)$$

где M_i , m_e – массы иона и электрона, соответственно; k – постоянная Больцмана, а e – заряд электрона.

Разность потенциалов V_s между плазмой и поверхностью сосредоточена в узком приповерхностном слое, толщина которого приблизительно равна Дебаевской длине экранирования λ_D , которая связана с температурой плазмы и её плотностью следующим соотношением [10]:

$$\lambda_D = (kT_e/4n_e e^2)^{1/2} = 7,43 \cdot (T_e/n_e)^{1/2} \text{ см.} \quad (2)$$

При учёте вторичной электронной эмиссии с поверхности, контактирующей с плазмой, разность потенциалов в переходном слое между плазмой и поверхностью уменьшается [11 – 13]. В этом случае выражение (2) приобретает следующий вид:

$$V_s = (kT_e/e) \ln[(1 - \beta) \cdot (M_i/2m_e)^{1/2}], \quad (3)$$

где β – коэффициент вторичной электронной эмиссии в пересчёте на каждый приходящий из плазмы электрон.

В определённых условиях возникающая разность потенциалов V_s может вызвать электрический пробой промежутка, сопровождаемый образованием униполярной дуги. При этом на поверхности возникает катодное пятно [8], являющееся источником холодных электронов, эмиссия которых уменьшает величину разности потенциалов. Реализуется ситуация, когда как плазма, так и поверхность выполняют одновременно роль катода и анода. Плазма эмитирует электроны на большой площади, являясь катодом, и в то же время, локально, вблизи катодного пятна, получает электроны, эмитируемые с поверхности. Поверхность подложки собирает электроны плазмы на большой площади и локально, с катодного пятна, эмитирует их обратно. Таким образом, цепь для протекания электронного тока оказывается замкнутой. Энергия электронов плазмы при этом частично расходуется на разогрев, испарение и ионизацию материала поверхности подложки (покрытия) в области образовавшегося катодного пятна.

Исходя из выше приведенных сведений, можно сформулировать следующие основные условия образования униполярных дуг:

- 1) электронная температура плазмы или средняя энергия электронов, выходящих из плазмы и попадающих на поверхность под углами близкими к её нормали, должны быть достаточными для формирования разности потенциалов между плазмой и поверхностью, превышающей катодное падение потенциала для данного материала поверхности;
- 2) площадь поверхности, собирающей электроны плазмы, должна быть больше некоторой критической величины, при которой суммарный электронный ток на эту поверхность должен превосходить необходимый минимальный ток для образо-

вания и поддержания катодного пятна дуги на данной поверхности.

При нанесении покрытий из вакуумно-дуговой плазмы на немагнитные подложки в однородном магнитном поле, направленном вдоль нормали к её поверхности, образование униполярных дуг маловероятно. Это связано с невыполнением условия 1.

При нанесении покрытий на ферромагнитные подложки ситуация меняется в связи с изменением кривизны силовых линий магнитного поля вблизи её краёв (см. рис. 5) в результате концентрации напряжённости магнитного поля. Как видно из рис. 6а) напряжённость магнитного поля на краях подложки увеличивается почти в 2 раза. Из рис. 5 и 6 так же видно, что размеры области, в которой происходит изменение напряжённости и конфигурации магнитного поля вблизи подложки, приблизительно равны толщине подложки. В остальной же части подложки ни напряжённость, ни конфигурация магнитного поля практически не изменяются. В этой ситуации, когда ионы не замагничены и имеют среднюю энергию, намного превышающую тепловую энергию электронов, которые замагничены, удержание ионов в плазменной струе в поперечном к магнитному полю направлении обеспечивается объёмным отрицательным зарядом электронов. При этом практически всё электрическое поле, удерживающее ионы, будет сосредоточено вокруг плазменной струи в слое толщиной порядка ларморовского радиуса электронов. Электроны получают дополнительно энергию поперёк магнитного поля, равную средней энергии ионов. В этом случае мгновенное максимальное значение ларморовского радиуса электронов можно вычислить по формуле:

$$r_e = V_e/\omega_e = 2,38 \cdot W_e^{1/2} \cdot B^{-1} \text{ см}, \quad (4)$$

где W_e – средняя максимальная энергия электронов поперёк магнитного поля равная $(T_e + W_i)$; W_i – средняя энергия ионов в эВ; T_e – температура электронов в эВ; B – напряжённость магнитного поля в эрстедах.

В частности для нашего конкретного случая, когда $W_i = 30$ эВ, $T_e = 3$ эВ и $B = 25$ Э мгновенное максимальное значение r_e будет равно 0,55 см, что приблизительно равно

характерному размеру области неоднородности магнитного поля вблизи края ферромагнитной подложки (см. рис. 5). Под воздействием электрического поля внутри слоя электроны в первой половине периода своего ларморовского движения будут приобретать дополнительную поперечную энергию, а во второй половине периода – отдавать эту энергию обратно электрическому полю. Поэтому при отсутствии столкновений средняя энергия электронов будет практически постоянной и равной их тепловой энергии, которая для вакуумно-дуговой плазмы не превышает 3 эВ. В соответствии с (6) разность потенциалов между плазмой и поверхностью подложки не будет превышать $V_s \approx 12$ В. Это явно недостаточно для возбуждения униполярной дуги при любой плотности плазмы, так как для возбуждения такой дуги величина V_s должна быть больше катодного падения потенциала для данного материала поверхности подложки. В частности, например, для чистого титана или алюминия в вакууме минимальная величина катодного падения потенциала составляет величину равную 15,5 В. Это явно выше, чем максимальная величина V_s для случая однородного магнитного поля вблизи поверхности подложки.

Подача на подложку высоковольтных импульсов отрицательной полярности относительно потенциала плазмы приводит к дополнительному ускорению ионов электрическим полем, сосредоточенным в переходном слое между плазмой и поверхностью подложки, и, одновременно, к увеличению толщины переходного слоя от его начальной величины равной λ_D до величины равной s_0 [14], которая определяется как:

$$s_0 = (2 \cdot |V_0| / Z e n_i)^{0.5}, \quad (5)$$

где V_0 – амплитуда импульса отрицательного смещения на подложке, n_i – плотность ионов плазмы, Z – средний заряд ионов, e – заряд электрона. Напряжённость электрического поля в слое толщиной s_0 остаётся практически такой же, как и для слоя с толщиной λ_D .

Ускоренные ионы бомбардируя поверхность подложки увеличивают эмиссию электронов с её поверхности приблизительно пропорционально $E^{0.5}$, где E – энергия бомбардирующих ионов [14]. В результате электронной

эмиссии напряжённость электрического поля вблизи поверхности резко уменьшается. Поэтому образование дуг на поверхности подложки при подаче на неё высоковольтного потенциала маловероятно.

Как видно из рис. 5 силовые линии магнитного поля вблизи края подложки отклоняются в сторону подложки под различными углами. Максимальный угол наклона линий относительно поверхности подложки вблизи её краёв составляет величину близкую к 60° . При этом плоскости ларморовских орбит электронов, привязанных к силовым линиям магнитного поля, составят угол около 30° относительно поверхности подложки. Данная величина угла соответствует максимальному углу относительно поверхности подложки, под которым электроны могут входить в переходной слой, образующийся между плазмой и подложкой, предварительно получив в области разделения зарядов дополнительную порцию поперечной относительно направления магнитного поля энергии. Величина энергии электронов будет прямо пропорциональна зависеть от средней поперечной энергии ионов. Максимальное значение разности потенциалов в переходном слое между плазмой и поверхностью будет зависеть от энергии электронов вдоль нормали к поверхности подложки на границе переходного слоя. В данном конкретном случае максимальная энергия электронов вдоль нормали к поверхности подложки на границе переходного слоя составит величину

$$W_{en} = W_e \cdot \sin 30^\circ + T_e = 18 \text{ эВ.}$$

Подставив в (1) вместо T_e значение W_{en} получим максимальное значение разности потенциалов в переходном слое для титановой плазмы $V_s \approx 72$ В. Данная разность потенциалов более, чем в 4 раза превышает катодное падение потенциала, как для титановых, так и для алюминиевых материалов [15]. Таким образом, выполняется первое необходимое условие образования униполярных дуг.

Для выполнения второго условия необходимо, чтобы электронный ток, приходящий из плазмы на подложку, был не меньше минимального тока, необходимого для возбуждения и поддержания катодного пятна дуги. Например, для Ti величина этого тока составляет 2 А, а для Al – 1 А [15].

Для тока дуги 100 А максимальная плотность плазмы в плазменной струе в области расположения подложки составляет величину $n_e \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ [16]. Во время прохождения плазменной струи вблизи края ферромагнитной подложки максимальная плотность плазмы в области максимальной концентрации напряжённости магнитного поля, как было указано выше, увеличится в 2 раза и составит $n_e \approx 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. В результате плотность электронного тока на подложку в области концентрации магнитного поля будет иметь величину $j = e \cdot n_e \cdot (W_{en}/m_e)^{1/2} \approx 2,25 \text{ А/см}^2$. Поэтому горение униполярных дуг возможно, если площадь собирающей поверхности $S \geq S_{\text{кр}} = 0,9 \text{ см}^2$ – для Ti или $S \geq S_{\text{кр}} = 0,45 \text{ см}^2$ – для Al.

Катодные пятна униполярной дуги перемещаются, в основном, в области максимума магнитного поля [15], вызывая дуговую эрозию осаждаемого покрытия в этой области. Перемещаясь по поверхности осаждаемого покрытия катодные пятна оставляют характерные следы в виде отдельных углублений, которые, в основном, и создают шероховатость поверхности покрытия. Данное явление является результатом макроскопического краевого эффекта ферромагнитных подложек в магнитном поле.

Однако, помимо макроскопического краевого эффекта концентрации силовых линий магнитного поля по краям всех плоских ферромагнитных подложек, возможен аналогичный эффект, но на микроскопическом уровне для ферромагнитных подложек, обладающих микроскопической неоднородностью ферромагнитных свойств на их поверхности, в частности, для твердосплавных WCo пластин.

На рис. 7 схематически показан ход силовых линий магнитного поля вблизи микроскопических неоднородностей ферромагнитных свойств поверхности твердосплавных WCo пластин. Размер этих неоднородностей соответствует размеру немагнитных зерен карбида вольфрама. При этом магнитное поле концентрируется на кобальтовой связке, выступающей на поверхность WCo пластины. Известно [17], что максимальная величина намагниченности J для поликристалли-

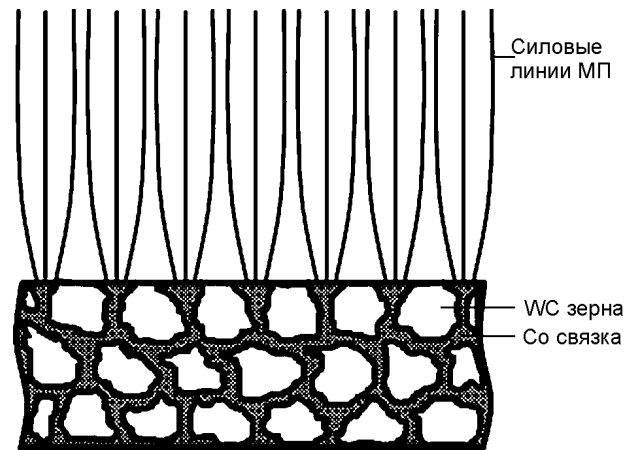


Рис. 7. Схематическое изображение концентрации силовых линий магнитного поля на кобальтовой связке твердосплавной пластины.

ческого Co, помещённого в однородное магнитное поле с напряжённостью $H = 25 \text{ Э}$ составляет величину $J \approx 30 \text{ Гс}$ при температуре Co $T_{\text{Co}} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ [13]. С увеличением T_{Co} величина J будет резко возрастать. Например, при $T_{\text{Co}} = 200 \text{ }^\circ\text{C}$, $J \approx 300 \text{ Гс}$, с увеличением температуры до $270 \text{ }^\circ\text{C}$ значение намагниченности будет нарастать до $J \approx 1000 \text{ Гс}$ [17]. При этом величина магнитной проницаемости Co с увеличением его температуры будет возрастать ещё быстрее. Следовательно, можно с достаточной степенью точности считать, что практически весь магнитный поток будет концентрироваться на Co связке, связывающей не магнитные зёрна. Поэтому средняя напряжённость магнитного поля H на Co связке будет возрастать приблизительно как отношение полной площади поверхности подложки к площади выступающей на поверхность подложки Co связки. В таком магнитном поле при температуре электронов $T_e = 3 \text{ эВ}$ ларморовский радиус электронов r_e будет значительно больше, чем размеры областей неоднородности магнитного поля вблизи подложки. Поэтому электроны плазмы в этих областях можно считать не замагниченными. В этих условиях в плазменном потоке, пересекающем поперечные составляющие магнитного поля, вблизи подложки генерируются поперечные к магнитному полю электронные токи, приводящие к концентрации плотности плазмы в центре поверхности для каждой области Co связки, где поперечная составляющая магнитного поля вблизи подложки практически отсутствует. В результате

плазменные потоки будут концентрироваться преимущественно на Co связке. При этом осаждение покрытий на немагнитных зёрнах подложки происходит в результате выхода ионов плазмы из сконцентрированного магнитным полем плазменного потока на расстоянии порядка Дебаевской длины экранирования. Поэтому разность толщин покрытий, осаждаемых на Co связке и WC зёрнах будет определяться разностью плотностей ионных потоков на эти поверхности. Как видно из табл. 2, разность толщин на этих поверхностях в центральных областях подложек не сильно отличается и не превышает для TiN 10%, а для TiAlN 7%.

Исходя из представленной выше особенности поликристаллического Co, проявляющейся в сильной зависимости его намагниченности от температуры при слабых магнитных полях ($H < 500$ Э), можно предположить, что максимальная напряжённость магнитного поля на кобальтовой связке и, следовательно, плотность плазменного потока на него будет также зависеть от температуры. Это предположение полностью подтверждается уменьшением шероховатости поверхности, в частности, TiAlN покрытия при его нанесении на охлаждаемую WCo подложку, температура поверхности которой не превышала 100 °C (см. табл. 1 и табл. 2).

ВЫВОДЫ

Проведены исследования шероховатости TiN и TiAlN покрытий, нанесенных из фильтрованных потоков вакуумно-дуговой плазмы на подложки с различными ферромагнитными свойствами.

Показано, что основной причиной усиления шероховатости наносимых покрытий на краях ферромагнитных подложек по сравнению с их шероховатостью в центральной области может быть образование униполярных дуг из-за повышенной концентрации напряженности магнитного поля на их краях.

Установлено, что в центральных областях поверхностей ферромагнитных подложек, обладающих однородными по всей поверхности ферромагнитными свойствами, шероховатость наносимых на них покрытий, так же как и на немагнитных подложках, совпадает с шероховатостью исходных поверх-

ностей этих подложек при условии, что силовые линии магнитного поля направлены, преимущественно, вдоль нормали к поверхности подложек.

Установлено, что на подложках с неоднородными на поверхности ферромагнитными характеристиками, в частности, для твердосплавных WCo пластин, изготовленных из WC порошка с Co связкой, шероховатость наносимых покрытий намного выше, чем шероховатость исходной зеркально отполированной поверхности подложки.

Сделано предположение, что при нанесении покрытий на WCo подложках в магнитном поле, направленном вдоль нормали к поверхности подложки, увеличение шероховатости покрытий в центральной области её поверхности происходит, в основном, из-за концентрации силовых линий магнитного поля на Co связке, охватывающей WC зерна, а на краях подложки – в результате возможного образования на них униполярных дуг.

Показано, что с уменьшением температуры подложек из WCo твердого сплава шероховатость поверхностей наносимых на них покрытий, в частности TiAlN, уменьшается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Свадовский Н.В. Ионно-плазменные методы формирования тонкопленочных покрытий/ Под ред. А.П. Достанко. – М.: Бестпринт, 2002. – 213 с.
2. Kelly P.J., Arnell P.J., Kelly R.D. Magnetron sputtering: – a review of recent developments and applications//Vacuum. – 2000. – Vol. 56. – P. 159-172.
3. Аксенов Д.С., Аксенов И.И., Стрельницкий В.Е. Вакуумно-дуговые источники эрозионной плазмы с магнитными фильтрами: обзор//ВАНТ. Сер.: Физика радиационных повреждений и радиационного материаловедения. – 2007. – Т. 90 (2). – С. 190-203.
4. Шулаев В.М., Андреев А.А. О возможном механизме возникновения ячеистого микро рельефа на поверхности наноструктурных вакуумно-дуговых покрытий//Сб. научных трудов Международной конференции ФММН-2009. Харьков. – 2009. – С. 587-589.
5. Belous V.A., Vasyliiev V.V., Goltvyanytsya V.S., Goltvyanytsya S.K., Luchaninov A.A., Reshetnyak E.N., Tolmacheva G.N., Danylina O. Structure and properties of Ti-Al-Y-N coatings deposited from filtered vacuum-arc plasma//Surface

- & Coatings Technology. – 2011. – Vol. 206. – P. 1720-1726.
6. Васильев В.В., Волков Ю.Я., Лучанинов А.А., Решетняк Е.Н., Стрельницкий В.Е. Толмачева Г.Н. Сравнительные характеристики пленок Ti-N, осажденных из вакуумно-дуговых источников с прямолинейным и криволинейными фильтрами//36. наук. праць. Міжнар. наук. конф. “Фізико-хімічні основи формування і модифікації мікро- та наноструктур”. – 2009. – Т. 1. – С. 253-257.
 7. McCracken G.M., Stott P.T. Plasma – surface interactions in tokamaks//Nucl. Fus. – 1979. – Vol. 19, No 7. – P. 889-983.
 8. Robson A.E., Thonemann P.C. An arc maintained on an isolated metal plate exposed to a plasma// Proc. Phys. Soc. – 1959. – Vol. 73. – P. 508.
 9. Tonks L., Langmuir I.A. A general theory of the plasma of an arc//Phys. Rev. – 1929. – Vol. 34. – P. 876-922.
 10. David L. Book/ NRL PLASMA FORMULARY/ Washington, D.C. 20375. – 1978.
 11. Hobbs G.D., Wesson J.A. Heat flow through a Langmuir sheath in the presence of electron emission//Plasma Phys. – 1967. – Vol. 9. – P. 85-87.
 12. Hall L.S. Bernstein I. Modifikation of the electrostatic sheath by secondary emission of electrons. – Preprint LLL UCID – 17273, 1976.
 13. Harbour P.J. The effect of secondary electron emission on a plasma sheath. – Preprint CIM – P535, 1978.
 14. Handbook of plasma immersion ion implantation and deposition, Edited by Ander Anders//John Wiley & Sons, Inc. – 2000. – P. 513.
 15. Кесаев И.Г. Катодные процессы электрической дуги. – М.: Наука, 1968. – 244 с.
 16. Anders A. Cathodic Arcs From Fractal Spots to Energetic Condensation//Springer Science. Business Media, LLC. – 2008. – P. 540.
 17. Таблицы физических величин. - Справочник/ Под ред. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. – 1006 с.
 - radiacionnyh povrezhdenij i radiacionnogo materialovedeniya. – 2007. – Т. 90 (2). – С. 190-203.
 4. Shulaev V.M., Andreev A.A. O vozmozhnom mehanizme vznikoveniya yacheistogo mikro-relefa na poverhnosti nanostrukturnykh vakuumno-dugovykh pokrytij//Sb. nauchnyh trudov Mezhdunarodnoj konferencii FMMN-2009. Harkov. – 2009. – С. 587-589.
 5. Belous V.A., Vasyliiev V.V., Goltvyanytsya V.S., Goltvyanytsya S.K., Luchaninov A.A., Reshetnyak E.N., Tolmacheva G.N., Danylina O. Structure and properties of Ti-Al-Y-N coatings deposited from filtered vacuum-arc plasma//Surface & Coatings Technology. – 2011. – Vol. 206. – P. 1720-1726.
 6. Vasilev V.V., Volkov Yu.Ya., Luchaninov A.A., Reshetnyak E.N., Strelnickij V.E. Tolmacheva G.N. Sravnitelnye harakteristiki plenok Ti-N, osazhdennyh iz vakuumno-dugovyh istochnikov s pryamolinejnym i krivolinejnymi filtrami//Zb. nauk. prac. Mizhnar. nauk. konf. “Fiziko-himichni osnovi formuvannya i modifikacii mikro- ta nanostруктур”. – 2009. – Т. 1. – С. 253-257.
 7. McCracken G.M., Stott P.T. Plasma – surface interactions in tokamaks//Nucl. Fus. – 1979. – Vol. 19, No 7. – p. 889-983.
 8. Robson A.E., Thonemann P.C. An arc maintained on an isolated metal plate exposed to a plasma// Proc. Phys. Soc. – 1959. – Vol. 73. – P. 508.
 9. Tonks L., Langmuir I.A. A general theory of the plasma of an arc//Phys. Rev. – 1929. – Vol. 34. – P. 876-922.
 10. David L. Book/ NRL PLASMA FORMULARY/ Washington, D.C. 20375. – 1978.
 11. Hobbs G.D., Wesson J.A. Heat flow through a Langmuir sheath in the presence of electron emission//Plasma Phys. – 1967. – Vol. 9. – P. 85-87.
 12. Hall L.S. Bernstein I. Modifikation of the electrostatic sheath by secondary emission of electrons. – Preprint LLL UCID – 17273, 1976.
 13. Harbour P.J. The effect of secondary electron emission on a plasma sheath. – Preprint CIM – P535, 1978.
 14. Handbook of plasma immersion ion implantation and deposition, Edited by Ander Anders//John Wiley & Sons, Inc. – 2000. – P. 513.
 15. Кесаев И.Г. Катодные процессы электрической дуги. – М.: Наука, 1968. – 244 с.
 16. Anders A. Cathodic Arcs From Fractal Spots to Energetic Condensation//Springer Science. Business Media, LLC. – 2008. – P. 540.
 17. Таблицы физических величин. Справочник/ Под ред. И.К. Кикоина. – М.: Атомиздат, 1976. – 1006 с.

LITERATURA

1. Svadovskij N.V. Ionno-plazmennye metody formirovaniya tonkoplenochnykh pokrytij/Pod red. A.P. Dostanko. – М.: Bestprint, 2002. – 213 с.
2. Kelly P.J., Arnell P.J., Kelly R.D. Magnetron sputtering: – a review of recent developments and applications//Vacuum. – 2000. – Vol. 56. – P. 159-172.
3. Aksenov D.S., Aksenov I.I., Strelnickij V.E. Vakuumno-dugovye istochniki erozionnoj plazmy s magnitnymi filtrami: obzor//VANT. Ser.: Fizika