

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПЛАЗМЫ В НЕСБАЛАНСИРОВАННОЙ МАГНЕТРОННОЙ РАСПЫЛИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЕ

© 2009 г. А. А. Соловьев, Н. С. Сочугов, К. В. Оскомов, С. В. Работкин

Институт сильноточной электроники СО РАН, Томск, Россия

Поступила в редакцию 01.07.2008 г.

Окончательный вариант получен 12.11.2008 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований магнетронной распылительной системы. Такая система позволяет реализовать различные конфигурации магнитного поля над поверхностью катода. Были исследованы вольтамперные характеристики магнетронного разряда при различных давлениях рабочего газа (0.08–0.3 Па) и токах в разбалансирующей катушке. В целях изучения процесса формирования и переноса носителей заряда в магнетронном разряде с несбалансированной конфигурацией магнитного поля были проведены зондовые измерения характеристик плазмы и энергии ионов в области, простирающейся от магнитной ловушки у поверхности катода до подложки. В несбалансированном режиме работы радиальные распределения плотности ионного тока, потенциала плазмы и плавающего потенциала имеют ярко выраженные экстремумы на оси магнетрона. При аксиальном магнитном поле, достаточном для эффективного удержания электронов и предотвращения их ухода на стенки камеры, плотность плазмы в области подложки может быть значительно увеличена.

PACS: 52.50.Dg, 52.70.Ds, 52.77.Dq

1. ВВЕДЕНИЕ

Магнетронные распылительные системы широко используются при нанесении тонких пленок, в частности, в электронной, оптической промышленности и в машиностроении. Работа этих устройств основана на создании объемного электрического разряда в разреженной газовой среде, в которой существует область, содержащая скрещенные электрическое и магнитное поля. Возможность в процессе нанесения покрытий изменять и контролировать параметры плазмы в широком диапазоне представляет собой одно из наиболее важных свойств магнетронного распыления. Требования к регулируемым параметрам плазмы зависят от конкретной задачи и функционального назначения покрытия. Известно, что для изменения структуры и свойств покрытий важно иметь возможность регулировать плотность ионного тока J_i на подложку от примерно 0.2 до 2 мА/см² и энергию бомбардирующих ионов E_i от единиц до сотен эВ [1]. Энергию ионов можно легко регулировать подачей отрицательного смещения на проводящую подложку, однако величина потока ионов ограничена плотностью плазмы вблизи подложки, которая в обычных магнетронных распылительных системах экспоненциально спадает при удалении от катода. Задачу получения соответствующего потока ионов можно решить с помощью магнетронов, оснащенных электромагнитными катушка-

ми, которые позволяют гибко управлять величиной и конфигурацией магнитного поля [2, 3]. Однако на сегодняшний день такие магнетроны не получили широкого распространения в связи с трудностями их изготовления и неполным представлением о влиянии магнитной конфигурации на рабочие характеристики магнетронного разряда. К сожалению, о пространственных распределениях параметров плазмы, особенно в магнетронах с несбалансированной конфигурацией магнитного поля, известно очень немного. Хотя магнетронная плазма исследовалась методами электрических зондов [4–7] и оптической спектроскопии [8, 9], но поскольку эти исследования проводились в ограниченных областях пространства, они не позволяют составить полную картину о пространственных распределениях параметров плазмы.

Поэтому основной задачей настоящей работы было экспериментальное определение распределения характеристик плазмы в пространстве между катодом и подложкой в магнетронной распылительной системе с электромагнитной катушкой, позволяющей изменять конфигурацию магнитного поля над поверхностью катода в широких пределах. Главной целью работы было выяснение связи полученного распределения с распределением индукции магнитного поля.

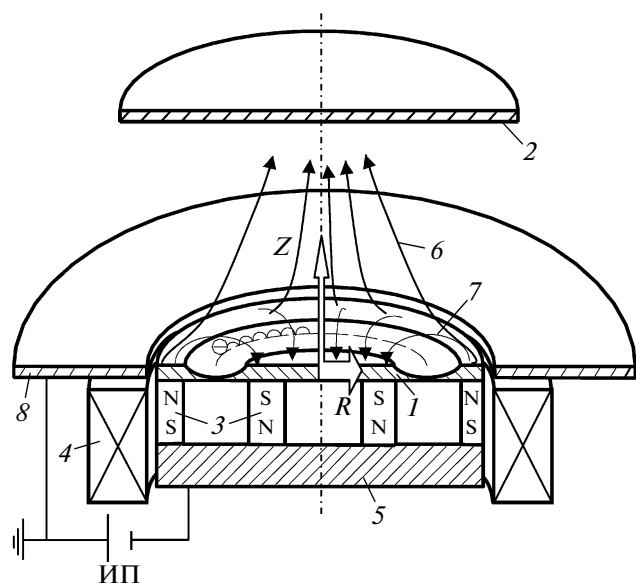


Рис. 1. Упрощенная схема магнетронной распылительной системы: 1 – катод, 2 – подложка, 3 – постоянные магниты, 4 – соленоид, 5 – магнитопровод, 6 – несбалансированные линии магнитного поля, 7 – сбалансированные линии магнитного поля, 8 – анод, ИП – источник питания магнетрона.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Схематическое изображение магнетронной распылительной системы с электромагнитной катушкой показано на рис. 1. Исследования проводились в вакуумной камере из нержавеющей стали размером $600 \times 600 \times 600$ мм³. Конструкция магнетрона предусматривает его наружную установку на вакуумную камеру посредством крепежного фланца, который, как и стенки вакуумной камеры, являлся анодом магнетронного разряда. Катод магнетрона представлял собой титановый диск диаметром 95 мм и толщиной 6 мм с прямым водяным охлаждением. Аксиально-симметричная магнитная система состояла из кольцевых центрального и периферийного постоянных магнитов (NdFeB), магнитопровода и коаксиально расположенной электромагнитной катушки, с 3500 витками медного провода и рассчитанной на протекание тока до 1 А.

Предварительно был проведен расчет магнитных полей в пространстве над поверхностью катода с помощью программы ELCUT, предназначенной для инженерного моделирования электромагнитных, тепловых и т.д. задач широко известным методом конечных элементов. Также создаваемое магнитной системой магнитное поле измерялось посредством измерителя магнитной индукции РШ 1-10 на поверхности катода и на оси магнетрона в пространстве магнетрон–подложка.

Основными параметрами, которые изменялись в ходе экспериментов, были давление аргона, мощность разряда и ток в электромагнитной катушке. Регулировка давления в вакуумной камере осуществлялась изменением расхода рабочего газа, который напускался непосредственно в камеру. Диапазон рабочих давлений составлял от 0.8×10^{-1} до 3×10^{-1} Па. Мощность разряда изменялась от 0.5 до 2 кВт, а ток в электромагнитной катушке регулировался в пределах от 0 до 1 А.

Для измерения потока ионов на подложку использовался коллектор площадью 330 см², расположенный на расстоянии 23 см от магнетрона. При этом на него подавалось импульсное отрицательное напряжение смещения амплитудой 100 В с частотой 18 кГц и скважностью импульсов 50%.

Для определения плотности ионного тока J_i на подложку и плавающего потенциала V_f были проведены зондовые измерения с использованием плоского зонда с охранным кольцом. Центральный электрод зонда, изготовленный из нержавеющей стали, имел диаметр 11.8 мм и был окружен охранным кольцом, находящимся под тем же потенциалом, для минимизации краевых эффектов [10]. Зонд располагался на месте подложки таким образом, чтобы его поверхность лежала в плоскости подложки.

Измерения потенциала плазмы V_{pl} проводились с помощью эмиссионного зонда по известной методике [11]. Суть метода заключается в измерении плавающего потенциала зонда, нагретого до состояния, в котором он способен эмитировать достаточное количество электронов. При увеличении тока накала плавающий потенциал зонда увеличивается до тех пор, пока не станет равным потенциалу плазмы. В этом случае ток электронов из плазмы на зонд будет равен току эмиссии. С помощью зондов проводились измерения радиальных распределений вышеперечисленных параметров плазмы на различных расстояниях от катода.

Для наилучшего понимания эффектов ионной бомбардировки при магнетронном осаждении покрытий необходимо иметь как можно больше информации о распределении ионов, бомбардирующих поверхность при различных условиях осаждения, по энергиям. Поэтому с помощью 45° электростатического анализатора HIDEN EQP были измерены энергетические спектры положительных ионов в магнетронном разряде. Измерительное устройство располагалось на оси магнетрона на расстоянии 13.5 см от его катода. Отверстие, в которое извлекались ионы из плазмы разряда, имело диаметр 0.1 мм.

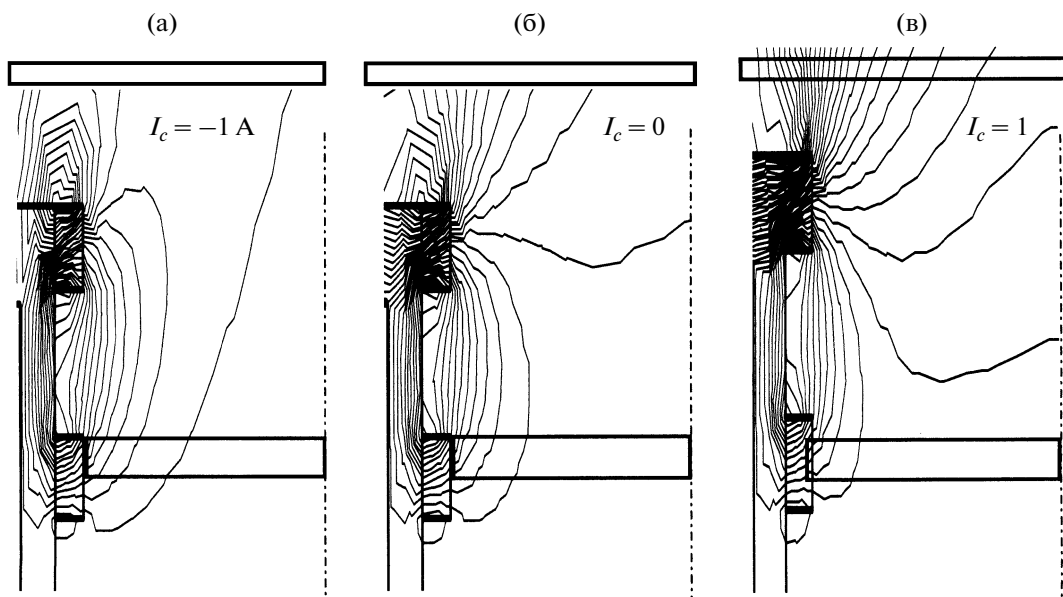


Рис. 2. Конфигурации магнитного поля над поверхностью катода в зависимости от величины и направления тока I_c в электромагнитной катушке: а) – несбалансированный магнетрон (тип 1); б) – слабо несбалансированный магнетрон (тип 2); в) – сильно несбалансированный магнетрон (тип 2).

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассчитанные картины магнитного поля над поверхностью катода показаны на рис. 2. Так как расчетная модель была симметрична относительно оси Z (рис. 1), то на рис. 2 изображены только левые половины картин магнитного поля. Видно, что в зависимости от величины и направления тока I_c в электромагнитной катушке над поверхностью катода может реализовываться как сбалансированная, так и несбалансированная (тип 1 или 2), согласно общепринятой классификации [12], конфигурация магнитного поля. Несбалансированная конфигурация магнитного поля 1-го типа не получила широкого распространения, т.к. в ней несбалансированные силовые линии направлены в сторону стенок камеры, в результате чего плотность плазмы у подложки низкая. Поэтому для генерации ионов в области подложки наиболее подходит 2-й тип несбалансированной конфигурации магнитного поля. Она реализуется в том случае, когда магнитное поле соленоида совпадает по направлению с магнитным полем, создаваемым внешними магнитами магнетрона ($I_c = 1$ А).

Для оценки степени несбалансированности магнитного поля использовался коэффициент геометрической несбалансированности K_G , который рассчитывался по формуле

$$K_G = Z_0 / 2R,$$

где Z_0 – расстояние до нулевой точки (область на оси магнетрона, где магнитное поле меняет свое

направление на противоположное), R – средний радиус зоны эрозии [13].

Для данной конструкции магнетрона в зависимости от тока в электромагнитной катушке K_G может изменяться в пределах 0.3–3.3.

В дополнение к расчетам магнитного поля были проведены непосредственные его измерения при различных значениях тока в электромагнитной катушке. Результаты измерений приведены на рис. 3. При $I_c = 1$ А тангенциальная составляющая магнитного поля над поверхностью катода минимальна (550 Гс), радиус зоны распыления также минимален. Это объясняется тем, что в сильно несбалансированном режиме (тип 2) магнитная ловушка над поверхностью катода поджимается несбалансированными линиями магнитного поля к его центру. Неоднородность магнитного поля над поверхностью катода (рис. 3а) приводит к локализации плазмы в области максимального магнитного поля и формированию узкой эрозионной канавки. Арочная форма магнитного поля приводит к тому, что коэффициент использования катода равняется, как правило, 25–30%. Для его увеличения часто используют перемещение магнитов вдоль поверхности плоских катодов или вращение цилиндрических катодов вокруг неподвижных магнитных систем с целью увеличения распыляемой площади катода. Однако данные методы значительно усложняют конструкцию магнетрона. Поэтому в некоторых случаях более простым решением будет использование питания электромагнитной катушки переменным током для перемещения зоны распы-

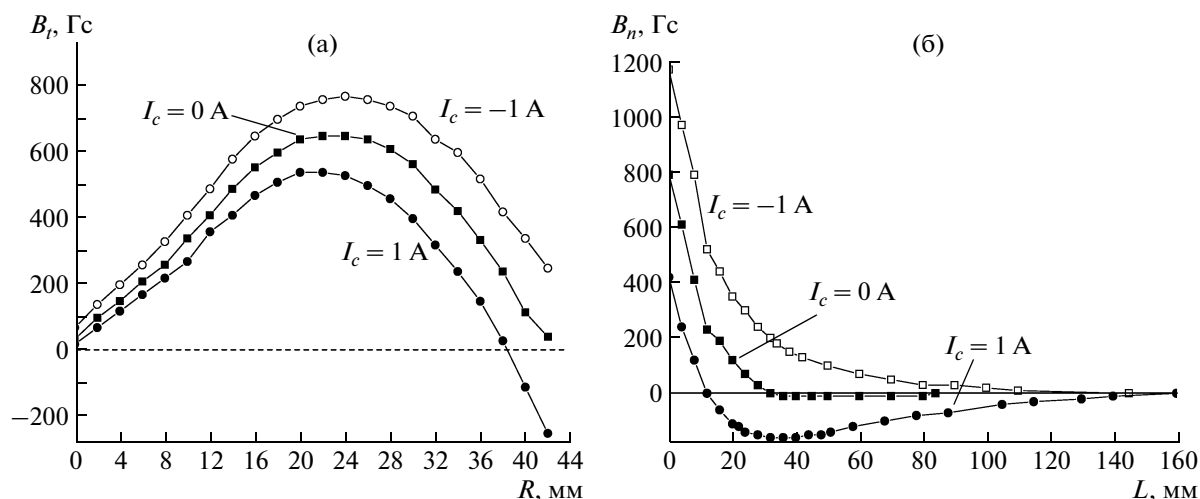


Рис. 3. Распределения тангенциальной (а) и нормальной (б) компоненты магнитного поля в радиальном R (а) направлении (над поверхностью катода) и аксиальном L (б) направлении (в центре магнетрона) при разных токах электромагнитной катушки.

ления по поверхности катода, вместо механического перемещения магнитов или катода. В этом случае зона распыления будет изменять свой радиус в пределах, зависящих от конкретной магнитной системы, с частотой изменения тока в соленоиде.

В несбалансированном режиме 1-го типа ($I_c = -1$ А) нормальная составляющая магнитного поля на оси системы экспоненциально спадает до 0 (рис. 3б). При выключенной электромагнитной катушке магнетрон работает в слабо несбалансированном режиме (тип 2). Увеличение тока в со-

леноиде до 1 А увеличивает степень несбалансированности силовых линий магнитного поля, а максимальная величина поля на оси магнетрона достигает 180 Гс.

Одна из основных характеристик магнетронного разряда — вольтамперная характеристика (ВАХ). Существенное влияние на нее оказывают рабочее давление (P) и индукция магнитного поля (B). Ток магнетронного разряда зависит от многих факторов, например, от рабочего напряжения, давления, рабочего газа, индукции магнитного поля, конфигурации магнетронной системы, распыляемого материала и определяется мощностью источника питания.

На рис. 4 представлены вольтамперные характеристики разряда, измеренные при различных давлениях аргона в камере. В диапазоне величин токов разряда от 0.1 до 5 А напряжение горения разряда составляло 300–520 В. С уменьшением давления ВАХ сдвигаются в область больших рабочих напряжений. При включении электромагнитной катушки напряжение горения разряда возрастает, а ВАХ сдвигаются в область больших рабочих напряжений, как и при уменьшении давления (рис. 5). Это объясняется тем, что в несбалансированном режиме искажается форма магнитной ловушки у поверхности катода. При увеличении тока в электромагнитной катушке магнитное поле в магнитной ловушке у катода уменьшается (рис. 3а), а разрядное напряжение увеличивается. Поэтому энергия электронов, покидающих ловушку, также будет больше.

При подаче отрицательного напряжения на коллектор на него начинают извлекаться ионы. Напряжение, при котором ионный ток насыщается, составляет около 60 В. При увеличении тока магнетронного разряда 1 до 4 А происходит про-

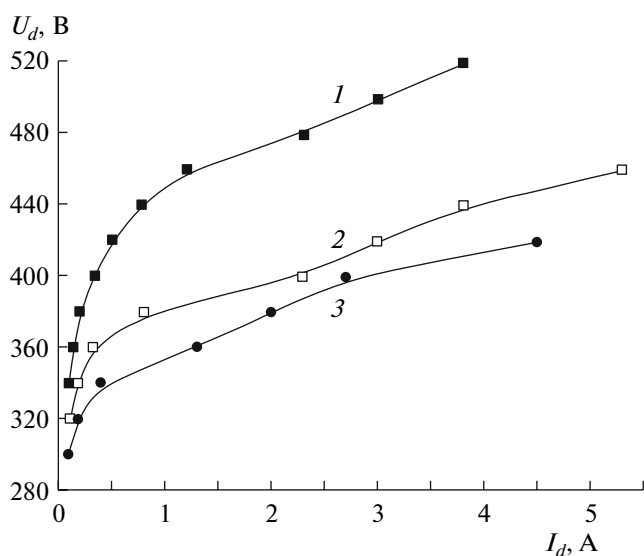


Рис. 4. Вольтамперные характеристики разряда при различных давлениях рабочего газа (электромагнитная катушка выключена): 1 — $P_{Ar} = 0.08$ Па, 2 — $P_{Ar} = 0.2$ Па, 3 — $P_{Ar} = 0.3$ Па.

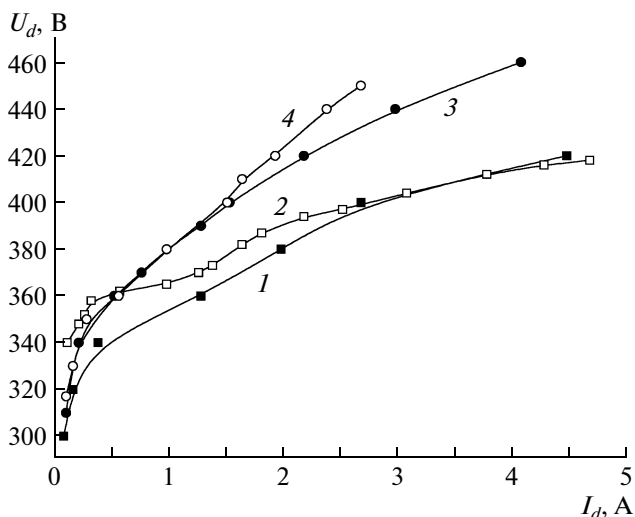


Рис. 5. Вольтамперные характеристики разряда при различных токах катушки ($P_{Ar} = 0.08$ Па). 1 – $I_c = 0$ А, 2 – $I_c = 0.3$ А, 3 – $I_c = 0.6$ А, 4 – $I_c = 0.9$ А.

порциональное увеличение ионного тока на коллектор от 80 до 250 мА. Включение электромагнитной катушки значительно повышает ионный ток, извлекаемый на коллектор (рис. 6). Это связано, главным образом, с удлинением траектории ионизирующих электронов в аксиальном магнитном поле.

Результаты измерения плотности ионного тока насыщения на зонд, проводимого на расстоянии $L = 150$ мм от катода, при разных токах в электромагнитной катушке приведены на рис. 7. Мощность разряда поддерживалась постоянной и составляла 0.6 Вт. Увеличение тока в электромагнитной катушке сопровождается значительным увеличением плотности ионного тока, наиболее выраженным на оси системы. Это объясняется увеличением степени несбалансированности магнитного поля, силовые линии которого, направляясь в сторону подложки, ограничивают поперечную подвижность электронов и заставляют их двигаться по оси системы. При этом электроны перемещаются совместно с ионами из-за необходимости поддержания электронейтральности плазмы [14]. Визуально, увеличение тока в соленоиде сопровождается уменьшением радиуса светящейся области на катоде и появлением на оси системы потока плазмы, направленного на подложку (рис. 8).

Измерения плавающего потенциала и потенциала плазмы в максимально несбалансированном режиме ($I_c = 1$ А) на разных расстояниях от катода показали, что данные параметры изменяются в пространстве крайне

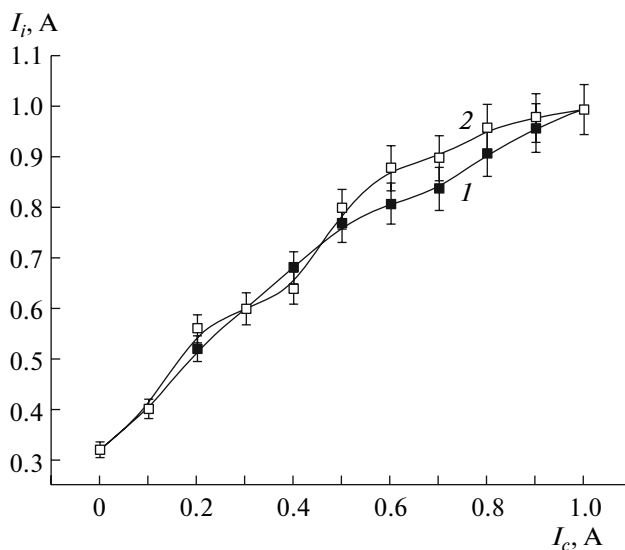


Рис. 6. Зависимость ионного тока на коллектор I_i от тока в электромагнитной катушке I_c при разных частотах импульсов напряжения смещения ($P_{Ar} = 0.3$ Па, $U_{смещения} = -100$ В, мощность разряда – 2 кВт): 1 – $f = 18$ кГц, 2 – $f = 100$ кГц.

неравномерно (рис. 9 и 10). При удалении от катода радиальные распределения V_{pl} и V_{pl} становятся более плоскими без ярко выраженных экстремумов на оси системы.

Наибольшие значения плавающего потенциала наблюдаются вблизи катода и на оси системы (до -25 В). По мере удаления от катода и оси системы значения плавающего потенциала умень-

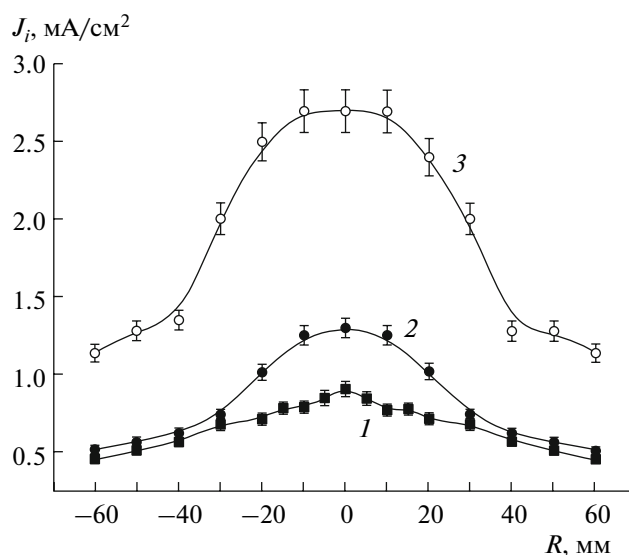


Рис. 7. Радиальные распределения плотности ионного тока на расстоянии 150 мм от катода при различных токах соленоида (мощность разряда 0.6 кВт): 1 – $I_c = 0$ А, 2 – $I_c = 0.5$ А, 3 – $I_c = 1$ А.

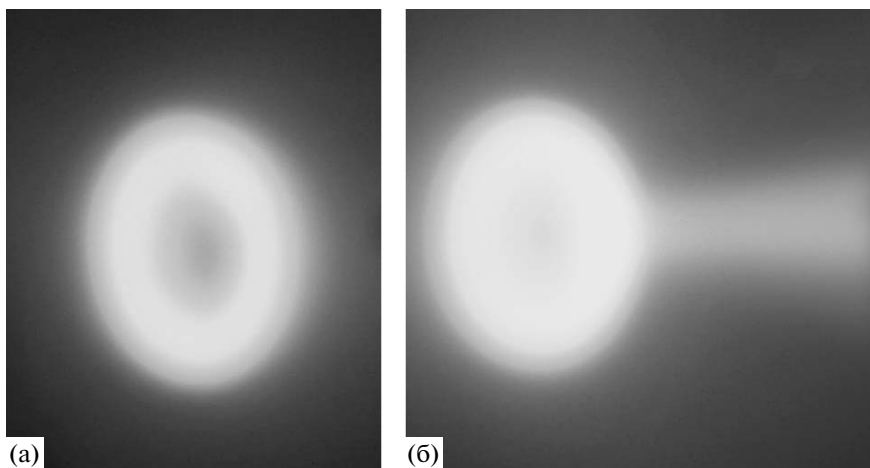


Рис. 8. Свечение плазмы на катоде при выключенной (а) и включенной (б) на максимальном токе (1 А) электромагнитной катушке.

шаются до единиц вольт. Плавающий потенциал, как известно, определяется потоком ионов и электронов на зонд, который, в свою очередь, зависит от плотности и энергии соответствующих частиц. Поскольку плазма считается квазинейтральной, а подвижность электронов значительно превышает подвижность ионов, то плавающий потенциал в основном зависит от энергии электронов [15]. Так в работе [15] это было подтверждено измерением пространственных распределений плавающего потенциала и температуры электронов цилиндрическим Ленгмюровским зондом. Области с высокой температурой электронов соответствуют областям с высоким плавающим потенциалом. Было показано, что в

сбалансированном магнетроне максимальная температура электронов наблюдается вблизи магнитной ловушки у поверхности катода, затем температура уменьшается по мере удаления от катода. Исходя из этого, можно предположить, что в нашем случае температура электронов максимальна вблизи катода, а также на оси магнетрона, и уменьшается в области слабого магнитного поля.

Вблизи катода и на оси системы наложение дополнительного магнитного поля ведет, во-первых, к понижению потенциала плазмы за счет магнитного удержания электронов, во-вторых, к образованию радиальной потенциальной ямы

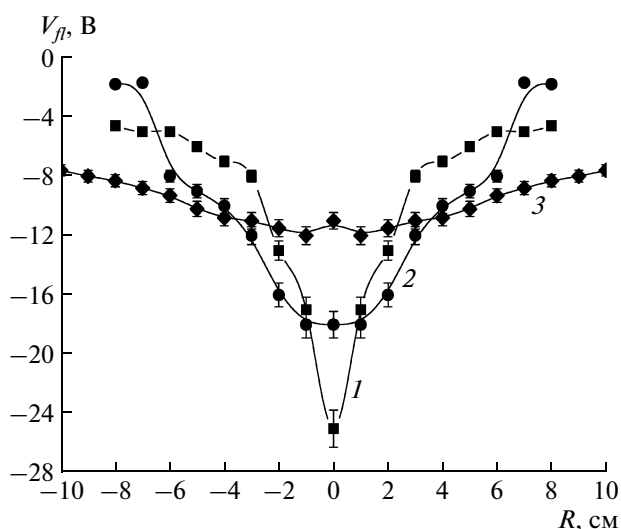


Рис. 9. Радиальные распределения плавающего потенциала на разных расстояниях от катода ($P_{Ar} = 0.2$ Па, $I_c = 1$ А, мощность разряда – 0.5 кВт): 1 – $L = 6$ см, 2 – $L = 10$ см, 3 – $L = 22$ см.

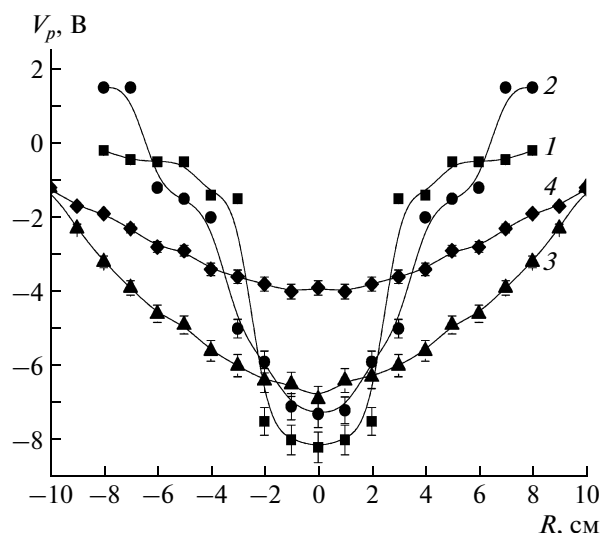


Рис. 10. Радиальные распределения потенциала плазмы на разных расстояниях от катода ($P_{Ar} = 0.2$ Па, $I_c = 1$ А, мощность разряда – 0.5 кВт): 1 – $L = 6$ см, 2 – $L = 10$ см, 3 – $L = 15$ см, 4 – $L = 22$ см.

для ионов, препятствующей их уходу в радиальном направлении. Отрицательный потенциал плазмы в магнетронном разряде с несбалансированным магнитным полем объясняется ограничением плазмы силовыми линиями магнитного поля между катодом, находящимся под отрицательным потенциалом, и подложкой [16].

Электроны, покидающие магнитную ловушку у поверхности катода, двигаются затем к аноду для того, чтобы сбалансировать поток ионов на катод и поддерживать устойчивое горение разряда. В большинстве случаев транспортировку электронов в объемной плазме описывают с помощью классической модели диффузии, которая подразумевает наличие градиента потенциала плазмы для поддержания баланса между потоками электронов и ионов. Тогда поток электронов в направлении, параллельном магнитному полю, дается выражением

$$\Gamma_{ez} = -\mu_e n_e E_z - D_e \frac{\partial n_e}{\partial z},$$

где μ_e и D_e – подвижность и коэффициент диффузии электронов, E_z – аксиальное электрическое поле ($E_z = -\partial V_p / \partial z$), V_p – потенциал плазмы.

Однако литературные источники содержат порой противоречивые данные о пространственных распределениях потенциала плазмы в магнетронном разряде. Так, некоторые авторы говорят о больших аксиальных изменениях потенциала плазмы ΔV_p в пространстве между катодным слоем разряда и подложкой. Например, в [17] $\Delta V_p \sim 20$ В, а в работе [18] ~ 40 В. С другой стороны, наблюдаются довольно пологие аксиальные распределения потенциала с ΔV_p , который равен всего нескольким вольтам [19].

Помимо градиента потенциала и градиента концентрации электронов существует еще одна сила, обуславливающая аксиальное движение электронов в сторону подложки. Это аксиально расходящееся магнитное поле. В таком поле на электроны действует сила, описываемая выражением [20]

$$F_z = -\frac{(1/2)m_e v_n^2 \partial B_z}{B_z \partial z},$$

где v_n – компонента скорости электрона, перпендикулярная магнитному полю.

Сила F_z выталкивает электроны в область более слабого поля. Однако электроны при этом не набирают энергию, поскольку магнитное поле не совершает работы.

В нашем случае, как видно из рис. 10, потенциал плазмы становится более положительным при движении к аноду, $\Delta V_p \sim 4$ В, на расстоянии от 6 до 22 см от катода. Если к системе приложить внешнее магнитное поле, то за счет уменьшения лар-

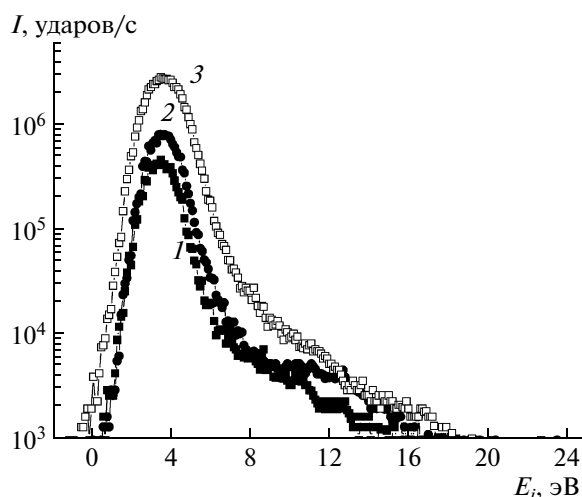


Рис. 11. Энергетические спектры ионов аргона при различных мощностях разряда ($P_{Ar} = 0.15$ Па, $I_c = 0$ А): 1 – $P = 0.5$ кВт, 2 – $P = 1$ кВт, 3 – $P = 1.5$ кВт.

моровского радиуса электронов, а, следовательно, более эффективного удержания электронов в объеме, потенциал плазмы в целом уменьшится. При достаточной величине индукции магнитного поля перемещение электронов поперек силовых линий поля на расстояние порядка ларморовского радиуса возможно лишь благодаря их многократным упругим столкновениям. Поэтому для эффективного удержания электронов и предотвращения их ухода на стенки камеры необходимо, чтобы ларморовский радиус электронов был много меньше характерных размеров камеры. В этом случае электроны оказываются “привязанными” к магнитному полю, а движение ионов определяется электрическим полем, создаваемым локальным разделением зарядов в плазме.

Таким образом, большое количество ионов в области подложки в магнетронном разряде с несбалансированной конфигурацией магнитного поля вызвано необходимостью поддержания квазинейтральности плазмы в условиях направленного движения электронов в сторону анода, которое обусловлено градиентом потенциала и концентрации электронов, а также аксиально расходящимся магнитным полем.

Если для извлечения ионов из плазмы на подложку подается отрицательный потенциал, то область распространения электронов, покинувших магнитную ловушку у катода, с одной стороны, ограничена относительно высоким отрицательным потенциалом на подложке, с других – областью с относительно сильным магнитным полем. Таким образом, электроны вынуждены совершать осцилляции вдоль силовых линий магнитного поля, что обеспечивает более эффективное использование их энергии.

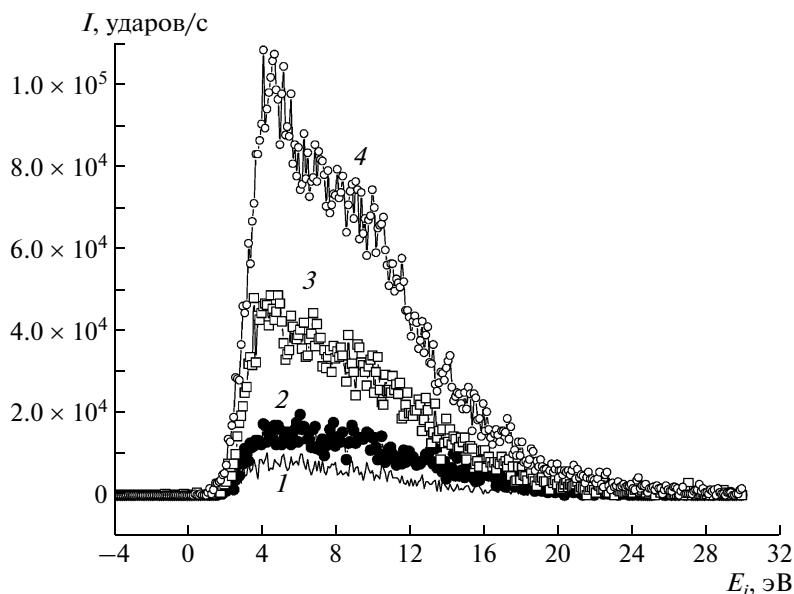


Рис. 12. Энергетические спектры ионов титана при различных мощностях разряда ($P_{Ar} = 0.15$ Па, $I_c = 0$ А): 1 – $P = 0.5$ кВт, 2 – $P = 1$ кВт, 3 – $P = 1.5$ кВт, 4 – $P = 2$ кВт.

На рис. 11–16 представлены распределения ионов аргона и титана по энергии при различных мощностях магнетронного разряда (0.5–2 кВт), давлении аргона (0.08–0.32 Па) и токах в электромагнитной катушке (0.2–0.6 А).

Энергетические спектры ионов аргона и титана имеют максимумы на энергиях примерно 3.5 и 5 эВ соответственно, а также высокоэнергетич-

ные хвосты на энергии 5–30 эВ (рис. 11,12). Максимум соответствует термализованным ионам, энергия которых равняется разнице между потенциалом плазмы и анодным потенциалом, которая, в свою очередь, в магнетронном разряде составляет единицы вольт [21]. Как видно из энергетических спектров, большинство ионов имеют именно такую энергию. Возникновение высокоэнергетических хвостов не может быть объяснено большими потенциалами плазмы, поскольку та-

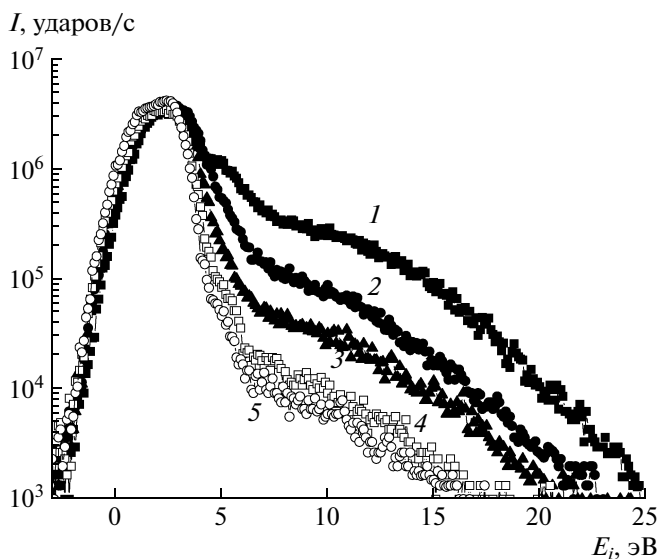


Рис. 13. Энергетические спектры ионов аргона при различных давлениях ($I_c = 0$ А, мощность разряда – 0.5 кВт): 1 – $P_{Ar} = 0.08$ Па, 2 – $P_{Ar} = 0.14$ Па, 3 – $P_{Ar} = 2$ Па, 4 – $P_{Ar} = 2.6$ Па, 5 – $P_{Ar} = 3.2$ Па.

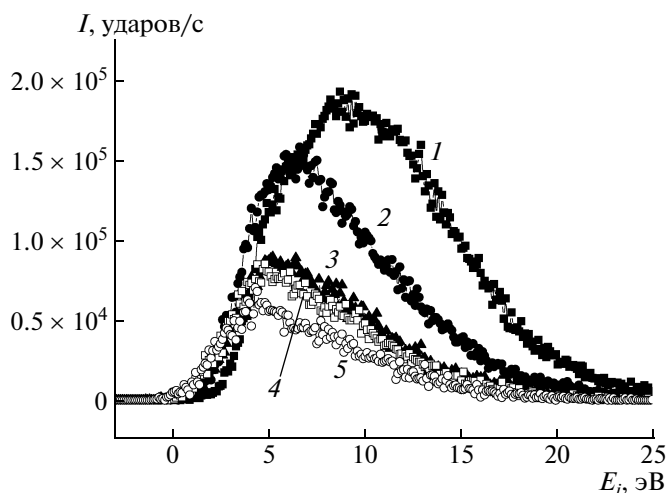


Рис. 14. Энергетические спектры ионов титана при различных давлениях ($I_c = 0$ А, мощность разряда – 0.5 кВт): 1 – $P_{Ar} = 0.08$ Па, 2 – $P_{Ar} = 0.14$ Па, 3 – $P_{Ar} = 2$ Па, 4 – $P_{Ar} = 2.6$ Па, 5 – $P_{Ar} = 3.2$ Па.

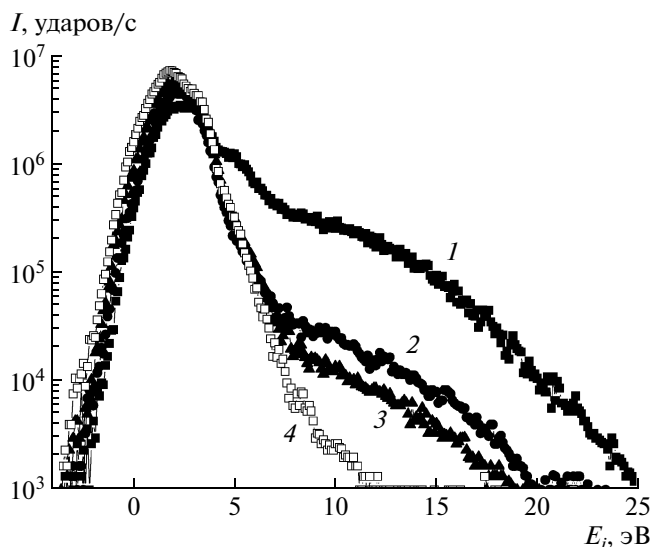


Рис. 15. Энергетические спектры ионов аргона при различных токах в электромагнитной катушке ($P_{\text{Ar}} = 0.08$ Па, мощность разряда – 0.5 кВт): 1 – $I_c = 0$ А, 2 – $I_c = 0.2$ А, 3 – $I_c = 0.4$ А, 4 – $I_c = 0.6$ А.

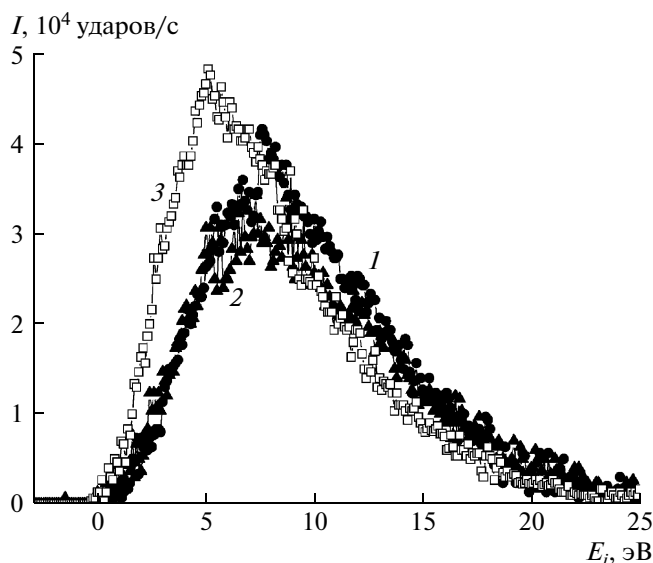


Рис. 16. Энергетические спектры ионов титана при различных токах в электромагнитной катушке ($P_{\text{Ar}} = 0.08$ Па, мощность разряда – 0.5 кВт): 1 – $I_c = 0.2$ А, 2 – $I_c = 0.4$ А, 3 – $I_c = 0.6$ А.

кие потенциалы не наблюдаются в магнетронном разряде [3]. Существует большой отрицательный потенциал (обычно от -300 до -500 В) у поверхности распыляемой мишени, но этот потенциал ускоряет положительные ионы только в направлении к катоду. Наличие ионов с энергией до 20 – 30 эВ может быть объяснено либо отраженными от катода нейтрализованными ионами [3], либо атомами газа, которые приобрели энергию в соударениях с распыленными атомами катода. В обоих случаях нейтральные атомы с высокой энергией затем были ионизованы в плазме между магнитной ловушкой у поверхности катода и подложкой.

По интенсивностям пиков видно, что количество ионов титана составляет лишь 1 – 2% от ионов аргона. Таким образом, степень ионизации распыленных с катода атомов металла невысока. Интенсивности пиков ионов увеличиваются с увеличением мощности разряда, что связано с увеличением концентрации плазмы в измеряемой области (рис. 11, 12).

Низкоэнергетический пик термализованных ионов Ag всегда наблюдается на энергетических спектрах, причем его интенсивность и положение не зависят от давления в камере (рис. 13). Однако интенсивность пика ионов Ag увеличивается в два раза при увеличении тока в электромагнитной катушке от 0 до 0.6 А (рис. 15). Высокоэнергетический хвост ионов Ag существенно уменьшается при увеличении давления и тока в электромагнитной катушке. В случае увеличения давления снижение количества высокоэнергетических ионов объясняется увеличением количе-

ства актов столкновения ионов Ag с нейтральными атомами.

Интенсивность и положение пика ионов Ti сильно зависит от давления Ag в камере (рис. 14). Интенсивность пика ионов Ti снижается в 4 раза при увеличении давления от 0.08 до 3.2 Па, а максимум распределения при этом сдвигается с 8 до 5 эВ. Ток в электромагнитной катушке слабо влияет на энергетические спектры ионов Ti (рис. 16), однако они могут регулироваться подачей смещения на обрабатываемые изделия.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных экспериментов были получены пространственные распределения характеристик плазмы в магнетронной распылительной системе с электромагнитной катушкой, позволяющей реализовывать различные конфигурации магнитного поля. Показано, что для увеличения плотности плазмы в области подложки необходимо создать в пространстве между ней и магнетроном аксиальное магнитное поле, величина которого достаточна для эффективного удержания электронов и предотвращения их ухода на стенки камеры. При этом потенциал плазмы может понижаться до отрицательных значений, а характеристики плазмы в пространстве магнетрон–подложка распределяются неравномерно. Область с наибольшей плотностью ионного тока и плавающим потенциалом находится на оси магнетрона, а при удалении от магнетрона и оси системы эти параметры уменьшаются.

Энергетические распределения ионов в магнетронном разряде являются неравновесными, имеют максимум, соответствующий термализованным частицам, ионизованным при потенциале плазмы, и высокоэнергетический хвост с энергиями до 20–30 эВ. Интенсивность высокоэнергетического хвоста в распределениях ионов по энергиям зависит от давления в камере и степени несбалансированности магнетрона. Основной процесс, влияющий на распределения ионов по энергиям, — передача энергии от расплывшихся частиц атомам газа в упругих столкновениях.

Работа была выполнена при поддержке Федерального агентства по науке и инновациям (ГК № 02.516.11.6117).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhang X.B., Xiao J.Q., Pei Z.L. et al. // J. Vac. Sci. Technol. A. 2007. V. 25 P. 209.
2. Petrov I., Abibi F., Greene J.E. et al. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1992. V. 10. P. 3283.
3. Ivanov I., Kazansky P., Hultman L., Petrov I., Sundgren J.E. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1994. V. 12. P. 314.
4. Rossnagel S.M., Kaufman H.R. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1986. V. 4. P. 1822.
5. Sheridan T.E., Goree J. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1989. V. 7. P. 1014.
6. Petrov I., Ivanov I., Orlinov V., Kourtev J. // Contrib. Plasma Phys. 1990. V. 30. P. 223.
7. Spatenka P., Vlcek J., Blazek J. // Vacuum. 1999. V. 55. P. 165.
8. Gu L., Lieberman M.A. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1988. V. 6. P. 2960.
9. Miyake S., Shimura N., Makabe T., Itoh A. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1992. V. 10. P. 1135.
10. Engström C., Berlind T., Birch J. et al. // Vacuum. 2000. V. 56. P. 107.
11. Pickova I., Marek A., Tichy M., Kudrna P. // Czech. J. Phys. 2006. V. 56. P. 1002.
12. Window B., Savvides N. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1986. V. 4. P. 453.
13. www.genco.com.
14. Window B., Harding G.L. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1990. V. 8. P. 1277.
15. Field D.J., Dew S.K., Burrell R.E. // J. Vac. Sci. Technol. A. 2002. V. 20. P. 2032.
16. Kadlec S., Quaeyschaegens C., Knuyt G., Stals L.M. // Surface and Coatings Technol., 1997. V. 89. P. 177.
17. Bingsen H., Zhou C. // Surface and Coatings Technol. 1992. V. 50. P. 111.
18. Bradley J.W., Arnell R.D., Armour D.G. // Surface and Coatings Technol. 1997. V. 97. P. 538.
19. Seo S.-H., In J.-H., Chang H.-Y. // Plasma Sources Sci. Technol. 2004. V. 13. P. 409.
20. Lieberman M.A., Lichtenberg A.J. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. New York: John Wiley and Sons, 1994. P. 373.
21. Misina M., Shaginyan L.R., Macek M., Panjan P. // Surface and Coatings Technology, 2001. V. 142–144. P. 348.