

УДК 666.1.037.5

Н.С.ПЩЕЛКО, канд. техн. наук, доцент, nikolsp@mail.ru

Н.П.СИДОРОВА, студентка, archie3@mail.ru

Санкт-Петербургский государственный горный университет

Д.А.ЧИГИРЕВ, аспирант, thor1261@mail.ru

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет

N. S. PSHCHELKO, PhD in eng. sc., associate professor, nikolsp@mail.ru

N.P.SIDOROVA, student, archie3@mail.ru

Saint Petersburg State Mining University

D.A.CHIGIREV, post-graduate student, thor1261@mail.ru

Saint Petersburg State University of Electrical Engineering

ВЛИЯНИЕ ДИСКРЕТНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАРЯДА НА СИЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ЭЛЕКТРОАДГЕЗИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЯХ

В работе разработана физико-математическая модель, позволяющая оценить силовые и энергетические характеристики неоднородного электрического поля в электроадгезионных технологиях. Теоретически обоснован новый технологический прием для получения качественных электропроводящих покрытий на диэлектрических подложках с применением электростатического поля. Полученные результаты подтверждаются экспериментально.

Ключевые слова: электроадгезия, электрическое поле, проводящие пленки.

DISCRETE DISTRIBUTIN OF THE ELECTRIC CHARGE INFLUENCE ON POWER CHARACTERISTICS OF ELECTRIC FIELD IN ANODIC BONDING TECHNOLOGIES

The physical and mathematical model allowing to estimate force and power characteristics of non-uniform electric field in electroadhesive technologies is developed. The new processing method for making of qualitative conductive covering films on dielectric substrates with electrostatic field use is theoretically proved. The obtained results prove to be true experimentally.

Key words: electric adhesion, electric field, conductive films.

В настоящее время во многих отраслях промышленности наблюдается рост интереса к процессам получения и применения функциональных пленок и покрытий. Особенно это относится к электронной технике, где тонкие пленки являются неотъемлемыми элементами различных устройств [1].

В процессе получения покрытий приходится решать проблемы, связанные с адгезией покрытия к подложке и скоростью его формирования. В работах [2, 4] показано, что повышение адгезии также может быть дос-

тигнуто за счет электростатических (пондеромоторных) сил электрического поля. В настоящей работе для улучшения сцепления пленки и подложки предлагается использовать электроадгезионный метод. Данный способ может быть полезным не только при создании электроадгезионного контакта между отдельными материалами, но и при напылении металлических пленок на диэлектрические подложки. Основной причиной повышения адгезии наносимых покрытий при использовании электроадгезион-

ных технологий является возникновение электростатических (пондеромоторных) сил между двумя твердыми телами, имеющими различные электрические потенциалы. Эти силы проявляются в эффекте Джонсона – Рабека, заключающемся в образовании аномально большой адгезионной силы между проводящим плоским объектом и подложкой из высокоомного материала с металлизированной противоположной стороной при приложении к ним электрического напряжения. Кроме того, обычно имеет место эффект втягивания нейтральных частиц в область с большим градиентом напряженности поля.

Воздействие электрического поля на образование адгезионной связи пленка – подложка, вероятно, определяется теми же причинами, которые влияют на адгезию уже нанесенных пленок, а именно, появлением большого механического давления на границе раздела пленка – подложка, возникающего вследствие действия электростатических сил. Эти силы могут оказаться значительными из-за некоторых особенностей диэлектрика, в частности, его миграционной поляризации [2, 5]. Количественные расчеты [2, 5] показывают, что это давление может составлять десятки мегапаскалей. Некоторые ранее выполненные исследования на примере алюминиевых и других металлических пленок [4], показали, что влияние электрического поля на адгезию в момент конденсации металлической пленки значительно, чем на адгезию уже нанесенных пленок. Подтверждение этого факта было проведено следующим образом. Напряжение подавалось к пленке уже после конденсации в одних и тех же условиях (вакуум, температура, напряжение) до вынимания подложки и нарушения вакуума. Увеличение адгезии пленки к подложке в этом случае было значительно меньше, чем у образцов, конденсация пленки на которые проводилась в электрическом поле. Наложение электрического поля при конденсации пленки приводит, по-видимому, к дополнительной активации поверхности подложки и тем самым к появлению большого числа химических связей между адсорбированными атомами

металла и материалом подложки. Электроадгезионные силы заставляют атомы металла эффективнее притягиваться к подложке и занимать на ней места с минимумом потенциальной энергии, т.е., более глубокие потенциальные ямы, и за счет этого увеличивают прочность соединений пленка – подложка.

Тянущее действие электростатического поля, создаваемого между пленкой и диэлектрическим слоем, на который она наносится, вполне объясняет экспериментальные результаты, полученные Д.А.Чигиревым и В.П.Афанасьевым в 2010 г. в СПбГЭТУ при изготовлении пленочных платиновых электродов: качество покрытий (структура, шероховатость), полученных с использованием электрического поля, заметно улучшалось. Однако наблюдавшееся повышение скорости роста пленки (приблизительно вдвое) при использовании электрического поля нельзя объяснить действием этого поля: оно создается в слое между платиновой пленкой и полупроводником. Поэтому, даже если допустить, что небольшое поле все же существует между распыляемой мишенью и подложкой, то, на первый взгляд, оно не может повлиять на скорость поступления атомов платины на подложку, так как атомы электронейтральны. Однако эти рассуждения справедливы только если поле однородно. В действительности создаваемое поле из-за неоднородного распределения заряда по плоскости пленки также будет неоднородным и на малых расстояниях от заряженной таким образом плоскости будет обладать втягивающим действием даже на электронейтральные объекты за счет градиентных сил.

Целью настоящей работы является разработка физико-математической модели, позволяющей количественно оценить силовое и энергетическое воздействие указанных градиентных сил.

Чтобы оценить влияние неоднородного электрического поля, рассмотрим модель, согласно которой нейтральная частица (атом) находится в точке M в неоднородном электрическом поле (рис.1). На рисунке изображено несколько векторов напряжен-

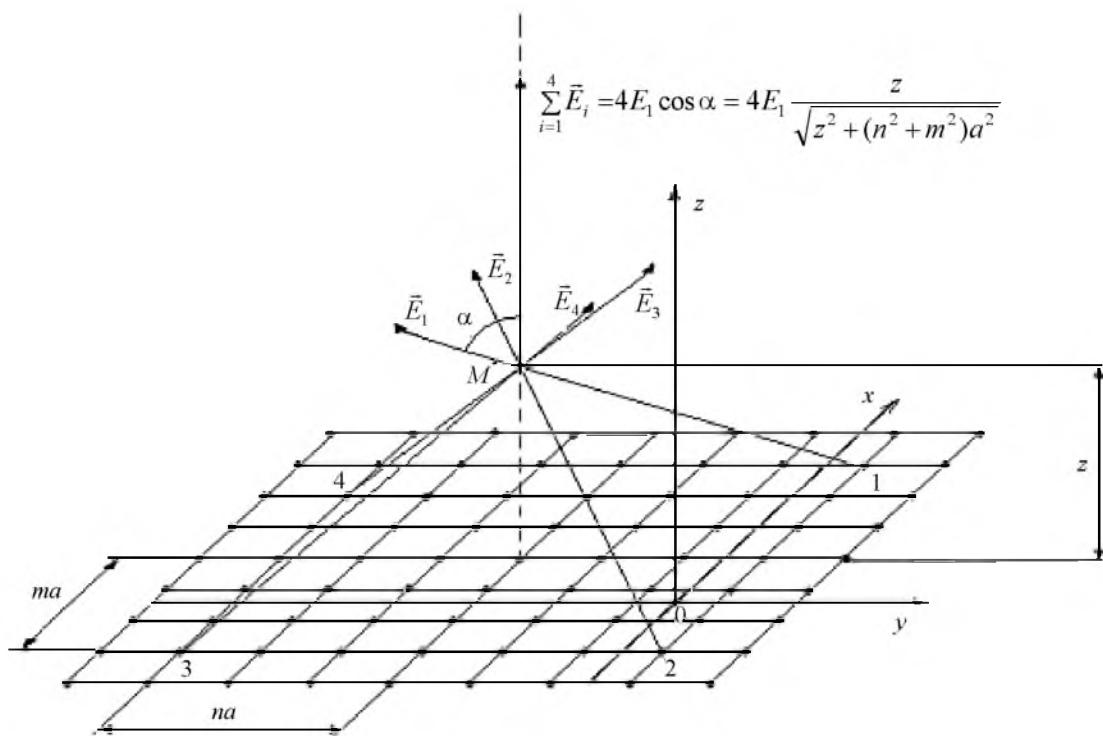


Рис.1. Модель бесконечной плоскости xOy с прерывистым распределением зарядов

ности и их результирующая в точке, расположенной на одной нормали с зарядом; n и m – целые числа.

Определим напряженность электрического поля \vec{E} в этой точке, создаваемую дискретно расположенными на расстоянии a друг от друга элементарными зарядами.

В нашем случае \vec{E} есть поле заряженной площадки с линейными размерами в плоскости xOy (система координат модели – рис.1), значительно превосходящими расстояние от текущей точки пространства до заряженной плоскости. Это позволяет перейти к одномерной задаче в полупространстве, ограниченном бесконечно протяженной заряженной плоскостью. Примем к рассмотрению две модели – с непрерывно распределенным зарядом и с локализованным в связи с существованием элементарного заряда ($q_1 = e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл) и оценим значение этого уточнения. Учет дискретности заряда приводит к существенным поправкам в напряженности поля и пондеромоторной силе, действующей на заряд на относительно небольшом удалении от неоднородно за-

ряженной плоскости. Определим теперь количественно параметры взаимодействия рассматриваемого поля \vec{E} с нейтральной, но поляризующейся частицей – упругим микродиполем.

Сравним силы, действующие на микродиполь вблизи плоскости с непрерывно и дискретно распределенными зарядами, с одинаковой средней поверхностной плотностью σ . Уточним, что будем рассматривать изменение напряженности поля только вдоль внешней нормали к заряженной бесконечной плоскости Oz , восстановленной в точке $m = n = 0$ для случая B .

Модель с непрерывно распределенными зарядами, как известно, характеризуется постоянством напряженности электрического поля: $E_H = \frac{\sigma}{2\epsilon_0\epsilon}$, где ϵ_0 – электрическая постоянная; ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость среды.

В силу симметрии модели с дискретно распределенными зарядами, на основе принципа суперпозиции, геометрических соображений и закона Кулона, совокупное

влияние зарядов плоскости можно свести в итоге к двойному ряду:

$$E_\theta = \left(\frac{q_1 z}{\pi \epsilon_0 \epsilon a^3} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{z^2}{a^2} + m^2 + n^2 \right)^{-3/2} \right) + \frac{q_1}{4 \pi \epsilon_0 \epsilon z^2}. \quad (1)$$

Суммируемые элементы являются нормальными проекциями векторов напряженности, создаваемой каждым точечным зарядом, и определяются произведением модуля этого вектора на косинус угла между вектором и нормалью к плоскости. Тангенциальные составляющие взаимно компенсируются и не рассматриваются в расчетах. Свободный член в формуле определяет вклад в напряженность поля заряда, расположенного напротив точки M , т.е. с координатами $m = n = 0$.

Непосредственное использование (1) приводит к вычислительным проблемам, поэтому для практического применения получение выражение необходимо аппроксимировать аналитической формулой. Как можно показать (строгое доказательство выходит за рамки настоящей работы), в реальных ситуациях при $\frac{z}{a} > 1$ сумма (1) хорошо аппроксимируется формулой

$$E_\theta \approx \frac{\sigma}{\pi \epsilon_0 \epsilon} \left[\operatorname{arctg} \left(\frac{z}{a} \right) + \frac{\pi a}{2z} \right]. \quad (2)$$

Учет дискретности распределения заряда позволяет объяснить увеличение скорости роста пленки при использовании электроадгезионной технологии: атомы платины втягиваются в область более сильного и неоднородного поля. В некотором смысле ситуация аналогична плоскому конденсатору конечных размеров: большая часть его электрического поля сосредоточена между обкладками и не действует на внешние объекты, однако краевые поля это воздействие могут оказывать.

Чтобы количественно оценить влияние указанных выше и некоторых других эффектов, рассмотрим более подробно движе-

ние атома в неоднородном электрическом поле. Воздействие внешнего электрического поля поляризует атом, поэтому в качестве достаточного приближения будем считать атом платины в электрическом поле упругим диполем. Известно, каким воздействиям подвергается электрический диполь с электрическим моментом \vec{p} во внешнем электростатическом поле напряженностью \vec{E} . В этих условиях он испытывает действие силы $\vec{F}(x, y, z) = p(x, y, z) \operatorname{grad} E(x, y, z)$ или при учете только нормальной компоненты вектора напряженности,

$$F(z) = p(z) \operatorname{grad} E(z), \quad (3)$$

и, находясь на расстоянии z от заряженной плоскости, благодаря действию этой силы, имеет запас энергии

$$W_{\Pi}(z) = \int_{z_{\max}}^z F(\tilde{z}) d\tilde{z}, \quad (4)$$

где \tilde{z} – переменная интегрирования; z_{\max} – начальное расстояние от атома до формируемой пленки, определяемое из условия, что градиентная электростатическая сила, действующая на атом, превышает значение действующей на атом силы тяжести.

Учитывая, что

$$p(z) = \epsilon_0 \alpha E_z(z), \quad (5)$$

где α – электронная поляризуемость атома платины, $\alpha = kr_a^3$, $k \approx 1$ (r_a – поляризационный радиус атома, равный для платины 1,38 Å) [3]. На основе (2), (3) и принципа суперпозиции получим, что втягивающая сила, действующая на диполь со стороны неоднородного электростатического поля вне пленки толщиной d_{Π} диэлектрика, находящегося под электрическим напряжением U , определяется выражением

$$F(z) = \epsilon_0 \alpha [E_z(z) - E_z(z + d_{\Pi})] \times \left[\frac{\partial E_z(\tilde{z})}{\partial \tilde{z}} \Big|_{\tilde{z}=z} - \frac{\partial E_z(\tilde{z} + d_{\Pi})}{\partial \tilde{z}} \Big|_{\tilde{z}=z+d_{\Pi}} \right]. \quad (6)$$

В (6) напряженность электрического поля вне диэлектрической пленки определяется разностью напряженностей электриче-

ских полей, создаваемых обкладками плоского конденсатора, роль которых играют наносимая платиновая пленка и полупроводник. Известно, что при равномерном распределении заряда по обкладкам напряженность электрического поля вне конденсатора равна нулю, и поэтому воздействие на наносимые атомы оказываться не будет. С учетом дискретности распределения заряда и выражения (2) на наносимые атомы действует градиентная сила:

$$F(z) = \varepsilon_0 k r_a^3 \left(\frac{\sigma}{\pi \varepsilon_0 \varepsilon} \right)^2 \times \\ \times \left[\operatorname{arctg} \left(\frac{z}{a} \right) + \frac{\pi a}{2z} - \operatorname{arctg} \left(\frac{z+d_{\text{пл}}}{a} \right) - \frac{\pi a}{2(z+d_{\text{пл}})} \right] \times \\ \times \left[\frac{a}{z^2+a^2} - \frac{\pi a}{2z^2} - \frac{a}{(z+d_{\text{пл}})^2+a^2} + \frac{\pi a}{2(z+d_{\text{пл}})^2} \right]. \quad (7)$$

В приведенных формулах неизвестной пока остается численное значение величины a – минимального расстояния между соседними зарядами на плоскости. Определим ее. Очевидно, средняя поверхностная плотность

$$\text{заряда } \sigma = \frac{q_1}{a^2} = \frac{e}{a^2} \quad (e \text{ – заряд электрона}).$$

Значение σ может быть получено из соотношения $\frac{U}{d_{\text{пл}}} = \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \varepsilon}$, вытекающего из различных способов определения напряженности поля внутри пленочного диэлектрика толщиной $d_{\text{пл}}$. Тогда

$$a = \frac{\sqrt{e}}{\sqrt{\sigma}} = \sqrt{\frac{d_{\text{пл}} e}{\varepsilon_0 \varepsilon U}}. \quad (8)$$

Расчет по формуле (8) для $d_{\text{пл}} = 140$ нм при $U = 5$ В и $\varepsilon = 3,9$ дает значение $a = 1,07 \cdot 10^{-8}$ м ≈ 10 нм, а величина средней поверхностной плотности заряда

$$\sigma = \frac{1,6 \cdot 10^{-19}}{(1,07 \cdot 10^{-8})^2} = 1,4 \cdot 10^{-3} \text{ Кл/м}^2.$$

На рис.2 показаны расчетные значения градиентной втягивающей силы, действую-

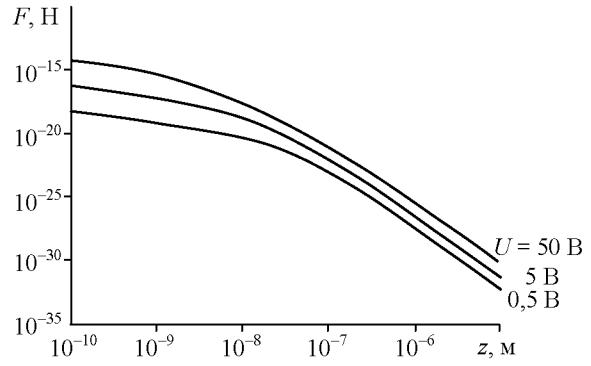


Рис.2. Зависимость втягивающей силы, действующей на атом платины от расстояния до плоскости с дискретно распределенным зарядом ($d_{\text{пл}} = 140$ нм, $\varepsilon = 3,9$)

щей на атом платины, в рассмотренных условиях в зависимости от расстояния до поверхности диэлектрика с дискретно распределенным зарядом.

Полученные формулы, очевидно, имеют границы применимости, связанные с использованием модели точечного заряда и понятия плоскость: расстояние $z \approx 10^{-9}$ м соизмеримо с размерами атомов платины, которые можно считать вплотную расположенным друг к другу шариками. В этом случае на основе элементарных представлений диаметр такого шарика

$$d = \sqrt[3]{\frac{A}{\rho N_A}}, \quad (9)$$

где для платины атомная масса $A = 195,08$ г/моль, плотность $\rho = 21,45$ г/см³, $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ – число Авогадро.

Расчет по (9) дает значение 2,47 Å, что близко к указанному в работе [3] значению диаметра атома платины $d = 2r_a = 2,76$ Å. Кроме того, существует определенная шероховатость получаемых поверхностей. Поэтому полученные выражения справедливы для расстояний z до плоскости пленки, наименьшее значение которых 10^{-9} м.

Электростатические градиентные силы могут привести наносимый атом в движение только в случае, когда они превышают силу тяжести, действующую на атом. Масса атома платины

$$m_1 = \frac{A}{N_A} = \frac{0,19508}{6,02 \cdot 10^{23}} = 3,24 \cdot 10^{-25} \text{ кг.}$$

Поэтому соответствующая сила $m_1 g = 3,18 \cdot 10^{-24} \text{ Н}$. Это значение силы (рис.2) появляется на расстоянии 10^{-7} м и менее при напряжении 5 В. Таким образом, рассматриваемые силы действуют в узком слое у поверхности формируемой пленки. Представляется, что они создают дополнительный градиент концентрации наносимых атомов, что усиливает их поток к пленке. Кроме того, эти силы особенно велики у самой поверхности пленки, что уменьшает десорбцию наносимых атомов. Рассмотренные выше обстоятельства приводят к тому, что в результате скорость роста пленки должна увеличиться по сравнению со случаем, когда поле не используется.

Оценим энергию, которую приобретает атом под действием рассматриваемых сил. Расстояние z_{\max} имеет значение порядка 10^{-7} м . Как следует из данных рис.2, на ближних расстояниях, чем указанное, действующие на атомы платины силы пренебрежимо малы и поэтому при расчете энергии атома, которой он обладает за счет действия градиентных сил электрического поля, в выражении (4) нижний предел интеграла можно заменить на бесконечность. Тогда с учетом (7) рассчитываемая энергия атома в зависимости от расстояния z до поверхности формируемой пленки имеет вид

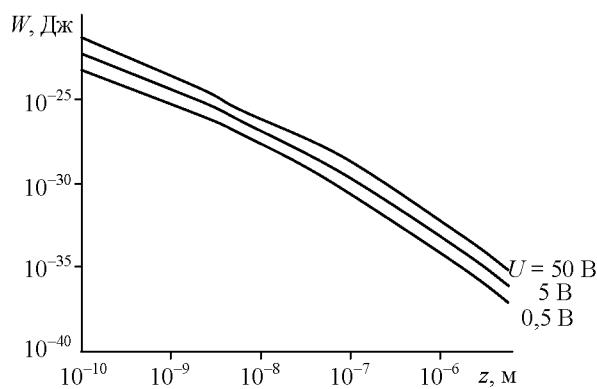


Рис.3. Зависимость энергии диполя, обусловленной действием электростатического поля, от расстояния до плоскости с дискретно распределенным зарядом ($d_{\text{пл}} = 140 \text{ нм}$, $\epsilon = 3,9$)

$$W_{II}(z) = \varepsilon_0 \alpha \int_{-\infty}^z [E_z(z) - E_z(z+d_{\text{пл}})] d[z] =$$

$$= \frac{\varepsilon_0 \alpha}{2} [E_z(z) - E_z(z+d_{\text{пл}})]^2. \quad (10)$$

Для значений приобретаемой атомом за счет втягивающих сил неоднородного электрического поля энергии [см. формулу (2)] получим выражение

$$W_{II}(z) = \frac{\varepsilon_0 k r_a^3}{2} \left(\frac{\sigma}{\varepsilon_0 \pi \epsilon} \right)^2 \times$$

$$\times \left\{ \left[\arctg \left(\frac{z}{a} \right) + \frac{\pi a}{2z} \right] - \left[\arctg \left(\frac{z+d_{\text{пл}}}{a} \right) + \frac{\pi a}{2(z+d_{\text{пл}})} \right] \right\}^2. \quad (11)$$

На рис.3 показаны расчетные значения этой энергии.

Покажем, как полученные значения энергии позволяют оценить скорость v_E , приобретаемую под влияние электрического поля, в использованной схеме получения пленки. Данная энергия расходуется на увеличение кинетической энергии атома платины и на совершение работы против силы тяжести на участке от z_{\max} до поверхности пленки. Поэтому на основании закона сохранения энергии

$$v_E = \sqrt{2 \left(\frac{W_{II}}{m_1} - gz_{\max} \right)}. \quad (12)$$

Оценим теперь среднюю результирующую скорость движения атомов платины к подложке в случае отсутствия электрического напряжения. При ее расчете воспользуемся экспериментальными данными. Скорость напыления при отсутствии электрического поля $v_{\text{нап}} = 2,5 \text{ нм/мин} = 4,17 \cdot 10^{-11} \text{ м/с}$. Тогда количество напыленных монослоев атомов за единицу времени

$$v_{\text{ат}} = \frac{v_{\text{нап}}}{d} = \frac{4,17 \cdot 10^{-11} \text{ м/с}}{2,76 \cdot 10^{-10} \text{ м}} = 0,151 \text{ с}^{-1},$$

где d – диаметр атома платины.

Время движения атома от мишени до подложки $t_1 = 1/v_{\text{ат}}$, а пройденное расстояние h – это расстояние от мишени до подложки со слоем пленки платины, формируемой на диокside кремния. Следовательно, искомая результирующая (с учетом адсорбции и десорбции) скорость движения атомов

$$v_0 = \frac{h}{t_1} = hv_{\text{ат}} = 0,08 \text{ м} \cdot 0,151 \text{ с}^{-1} = 12,1 \text{ мм/с.}$$

В действительности, реальная скорость движения атомов может быть намного больше, так как имеются два конкурирующих процесса (адсорбции и десорбции) и рассчитанная скорость является фактически эквивалентной разностной скоростью. Расчеты по (12) показывают, что значения v_e могут быть как соизмеримы, так и значительно превышать рассчитанное v_0 в зависимости от принятого в расчетах значения z , соответствующего координате закрепления атома на подложке ($z \approx 10^{-9} \text{ м}$), и значения используемого напряжения U . Этот результат также объясняет повышение скорости роста пленки при использовании электрического поля.

Таким образом, использование электроадгезионных технологий при получении электропроводящих слоев на диэлектрических подложках позволяет одновременно улучшить качество получаемых покрытий и увеличить скорость их формирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев П.В. Технология формирования платиновых электродов для субмикронных конденсаторных структур с сегнетоэлектрическими пленками ЦТС / П.В.Афанасьев, Н.М.Коровкина // Вакуумная техника и технология. 2006. Т.16. Вып.3. С.215-219.

2. Нагорный В.С. Анализ динамики процесса формирования электроадгезионного контакта / В.С.Нагорный, Н.С.Пщелко, Н.П.Сидорова // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Сер. Информатика, телекоммуникации, управление. 2009. № 6. С.166-170.

3. Потапов А.А. Электронный журнал «Исследовано в России». Абсолютный радиус многоэлектронных атомов по данным их поляризаций. 2005. 541 с. // zhurnal.ape.relarn.ru

4. Пщелко Н.С. Использование электрического поля для повышения адгезии электропроводящих пленок к диэлектрическим подложкам при вакуумном нанесении // Вакуумная техника и технология. 2010. № 1. С.31-36.

5. Пщелко Н.С. Поляризация приповерхностных слоев ионных диэлектриков на границе электроадгезионного контакта с проводником // Цветные металлы. 2005. № 9. С.44-50.

REFERENCES

1. Afanasev P.V, Korovkina N.M. Technology for formation of platinum electrodes for submicronic condenser structures with ferroelectric films ZTP // The Vacuum technique and technology. 2006. Vol.16. Is.3. P.215-219.

2. Nagorniy V.S., Pshchelko N.S., Sidorova N.P. The analysis of dynamics of process of formation of electroadhesive contact // Scientific and technical sheets of Saint Petersburg Polytechnic University. Ser. Computer science, telecommunications, management. 2009. N 6. P. 166-170.

3. Potapov A.A. Electronic magazine «Investigated in Russia». Absolute radius of multielectronic atoms according to their polarisation. 2005. 541 p. // zhurnal.ape.relarn.ru

4. Pshchelko N.S. Use of electric field for increase of adhesion of electrosuspended films to dielectric substrates at vacuum drawing // The Vacuum technique and technology. 2010. N 1. P.31-36.

5. Pshchelko N.S. Polarization of surface layers of ionic dielectrics on border of electroadhesive contact to a conductor // Nonferrous metals. 2005. N 9. P.44-50.