

04;11;12

©1994 г.

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РЕАКТИВНОГО РАСПЫЛЕНИЯ В МАГНЕТРОНЕ ПРИ ПОЛУЧЕНИИ ПЛЕНОК БИНАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ

*В.В.Владимиров, В.Н.Горшков, В.А.Мотрич, О.А.Панченко,
Б.В.Стеценко, Е.Ф.Скрипник*

Разработан метод расчета величины скорости откачки, при которой режим реактивного распыления устойчив. Значение критической скорости откачки определено в широком интервале изменения геометрических параметров системы и отношения коэффициентов распыления металла и бинарного соединения. На примере покрытий нитрида титана предложен способ определения приближенного аналитического выражения для критической скорости откачки. Показано, что с увеличением скорости откачки характерные времена развития процессов переключения возрастают. Проведенные опыты по исследованию динамики развития неустойчивости при напылении нитрида титана подтверждают ряд выводов теории.

Введение

В настоящее время технология реактивного распыления (РР) получила обширное промышленное применение для получения защитных, термостойких, оптических и других покрытий [1], среди которых пленки бинарных соединений TiN , TiO_2 , Al_2O_3 занимают видное место. Требуемая стехиометрия достигается балансом потоков материала распыляемой мишени и частиц реактивного газа (РГ) на подложку. При использовании магнетронных распылительных систем (МРС) основная трудность, возникающая при РР, состоит в том, что процесс напыления становится неустойчивым, поскольку при увеличении потока реагирующего газа для получения требуемой стехиометрии возможно переключение МРС в режим с низкой скоростью распыления материала мишени (катода). Если в этом режиме уменьшить поток реактивного газа, то процесс напыления переключается в другой, также невыгодный режим, который характеризуется высокой скоростью распыления материала мишени и содержит избыточную металлическую компоненту. Механизм этой неустойчивости подробно описан в работе [2] и обусловлен положительной обратной связью, возникающей между катодом и геттером в процессе напыления (в дальнейшем под геттером будет подразумеваться поверхность, на которую поступает поток

распыляемого металла). Так, по мере насыщения осаждаемой пленки металла атомами РГ парциальное давление РГ в камере возрастает, что в свою очередь приводит к увеличению площади, покрытой компаундом на капле, и соответственно уменьшению потока металла на геттер в случае, когда материал катода распыляется более эффективно, нежели компаунд. Это вызывает уменьшение содержания металла в осаждаемой пленке и еще больший рост парциального давления РГ — происходит отравление поверхности катода пленкой синтезируемого соединения, результатом чего является резкое снижение скорости напыления. Уменьшение потока РГ в этих условиях вызывает обратный процесс — очистку поверхности катода. Указанную выше положительную обратную связь, которая приводит к S-образному характеру зависимости основных величин от скорости натекания РГ, можно ослабить, если избыток РГ в атмосфере камеры реактора при отравлении мишени снизить увеличением скорости откачки χ (см³/с). При определенных значениях $\chi > \chi_{cr}$ S-образные зависимости параметров системы от потока РГ не возникают, т.е. режим распыления становится устойчивым. В работе [2] значение χ_{cr} было рассчитано численными методами для одного частного случая (TiN). В настоящей работе впервые предложен аналитический метод определения χ_{cr} , рассчитано значение χ_{cr} для различных бинарных покрытий в зависимости от соотношения площадей геттера и катода, получена приближенная аналитическая формула (χ_{cr}) в случае нитрида титана. Исследована динамика переключения для разных скоростей откачки. Показано, что при $\chi \rightarrow \chi_{cr}$ происходит резкое замедление явлений переключения.

1. Расчет критической скорости откачки

Исходные динамические уравнения определяются из условий баланса образования бинарного соединения (БС) на катоде (геттере) и расхода натекающего газа

$$N \frac{d\gamma_1}{dt} = 2\alpha_1 F(1 - \gamma_1) - \frac{j}{e} s_B \gamma_1, \quad (1)$$

$$N \frac{d\gamma_2}{dt} = 2\alpha_2 F(1 - \gamma_2) + \frac{j}{e} s_B \alpha^{-1} \gamma_1(1 - \gamma_2) - \frac{j}{e} s_M \alpha^{-1} \gamma_2(1 - \gamma_1), \quad (2)$$

$$\left\{ \frac{V}{v_T} \frac{dF}{dt} = q - A_1 F \left[\alpha_1(1 - \gamma_1) + \alpha_2 \alpha(1 - \gamma_2) + \kappa \right], \quad (3) \right.$$

где γ_1 и γ_2 — степени покрытия бинарным соединением катода и геттера ($\gamma_{1,2} \leq 1$); F — поток реагирующего газа в камере, связанный с парциальным давлением p этого газа,

$$F = n v_T = \frac{p v_T}{kT};$$

$$v_T = \sqrt{\frac{kT}{2\pi M}}$$

— наиболее вероятное значение тепловой скорости молекул газа на плоскую поверхность; M , n и T — масса молекулы, плотность и температура газа; N (см⁻²) — поверхностная плотность атомов металла;

α_1 и α_2 — вероятности образования двух молекул БС при взаимодействии двухатомной молекулы газа с атомами металла на поверхности катода и геттера ($\alpha_1, \alpha_2 \leq 1$); s_B, s_M — коэффициенты распыления БС и металла на катоде ионами основного разряда; $\alpha = A_2/A_1$ — отношение площадей геттера и катода; V — объем камеры; q (с^{-1}) — скорость натекающего реагирующего газа; $\kappa = \chi/v_T A_1$; j — плотность ионного тока на катод; e — заряд электрона.

При выводе (1)–(3) считалось, что натекающий газ взаимодействует только с атомами металла. Поясним смысл слагаемых в этих уравнениях. В правой части (1) первое определяет темп образования БС на катоде, а второе — скорость его разрушения вследствие распыления БС ионами. В правой части (2) первое определяет скорость образования БС на геттере, второе — аналогичную скорость вследствие прихода на геттер распыленных молекул БС, третье — разрушение БС покрытия на геттере вследствие прихода распыленных атомов металла на места, занятые молекулами БС. Структура второго и третьего слагаемых определяется законами сохранения распыляемых потоков. Правая часть (3) определяет расход натекающего газа на создание БС покрытия катода и геттера, а также поток газа, удаляемый из камеры откачной системой. Ранее анализ стационарных решений системы (1)–(3) проводился [2] с помощью ЭВМ для случая нитрида титана. На примере частного случая ($\alpha = 10$, $A_1 = 100 \text{ см}^2$, $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$, $s = s_B/s_M = 0.2$) показано [2], что при достаточно больших значениях χ неоднозначность зависимостей величин $\gamma_1, \gamma_2, F(q)$ исчезает. Ниже мы предложим более простой способ определения χ_{cr} и определим значение этой величины для широкого интервала значений параметров системы.

Учитывая (1)–(3), можно получить уравнение для стационарного значения γ_1 , приведенное к виду, удобному для качественного анализа,

$$\alpha \tilde{\alpha} \gamma_1 (1 - \gamma_1)^2 = \left\{ (1 - \gamma_1)^2 + \alpha \tilde{\alpha} s \gamma_1 + s \gamma_1 (1 - \gamma_1) \right\} \left[\gamma_1^2 - \gamma_1 \left(1 + z + \frac{\kappa}{\alpha_1} \right) + z \right], \quad (4)$$

где $\tilde{\alpha} = \alpha_2/\alpha_1$,

$$z = \frac{2qe}{j s_B A_1},$$

а величины F и γ_2 определяются через γ_1

$$F = \frac{s_B j \gamma_1}{2e \alpha_1 (1 - \gamma_1)}, \quad \gamma_2 = 1 - \frac{(1 - \gamma_1)^2}{(1 - \gamma_1)^2 + s \alpha \tilde{\alpha}_1 j_1 + s \gamma_1 (1 - \gamma_1)}. \quad (5)$$

Как видно из (4), характер решений $\gamma_1(z)$ определяется значением параметров $\alpha, \tilde{\alpha}, s, \kappa/\alpha_1$, при этом параметры α и $\tilde{\alpha}$ входят в (4) в одной комбинации. Поскольку $z = q/I$, где I — ток разряда, то решения (4) подобны по величине параметра q/I . В дальнейшем мы покажем, что с ростом α величина χ_{cr} (или χ_{cr}) увеличивается, поскольку усиливается роль геттера в создании положительной обратной связи. Поэтому при заданном значении α величину χ_{cr} можно уменьшить при снижении значения $\tilde{\alpha}$ за счет увеличения температуры геттера (α_2 уменьшается). Если же увеличить только температуру катода (α_1

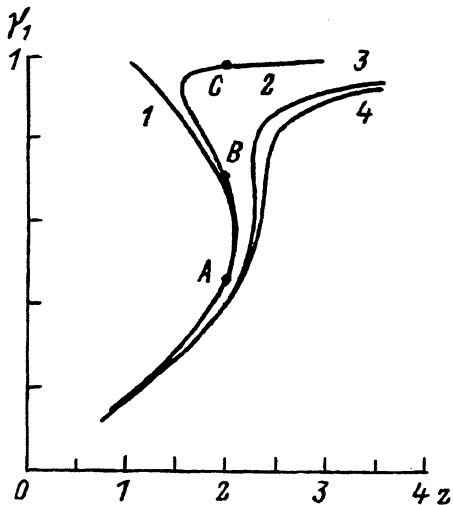


Рис. 1. Зависимость степени покрытия катода нитридом титана ($s = 0.2$) от величины натекающего потока азота для разных скоростей откачки.

χ : 1 — 0, 2 — 0.02, 3 — 0.154, 4 — 0.2.

уменьшается), то величина критической скорости откачки уменьшается незначительно, так как возрастает значение $\bar{\alpha}$. Поскольку $\chi \sim \chi/A_1$, то при небольших значениях площади катода (A_1) величина χ_{cr} будет ниже при фиксированном значении α . Таким образом, при небольшой площади катода устойчивый режим достигается при сравнительно умеренной скорости откачки и проблема неустойчивости реактивного распыления характерна именно при напылении больших площадей.

Отметим, что при $s_B = 0$ стационарные решения уравнений (1)–(3) $\gamma_1 = 1$, $\gamma_2 = 1$, $F = q/A_1\chi = (qv_T)/\chi$ соответствуют полному “отравлению” катода и геттера, при этом весь поток РГ удаляется откачной системой. Естественно, что в этом случае напыляется только один слой, после чего процесс напыления прекращается. По сути этот случай соответствует значению $\chi_{cr} = \infty$. Таким образом, процесс распыления бинарного соединения на катоде способствует получению многослойных покрытий, поскольку он препятствует “отравлению” катода и геттера. Поэтому при увеличении s величина χ_{cr} должна уменьшаться, что и подтверждается дальнейшими расчетами. На рис. 1 представлены характерные зависимости $\gamma_1(z)$, рассчитанные с помощью (4) на ЭВМ для случая $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$, $\alpha = 5$, $s = 0.2$ (нитрид титана) и различных скоростях откачки (χ). В соответствии с выводами [2] неоднозначность зависимости $\gamma_1(z)$ исчезает при достаточно больших значениях χ ($\chi_{cr} = 0.17$, при этом $\chi_{cr} = 220$ л/с, если $A_1 = 100$ см², $v_T = 1.3 \cdot 10^4$ см/с). Рассмотрим эффективность напыления в точках A, B, C ($z = 2$) S-образной характеристики (кривая 2 на рис. 1), понимая, однако, что в точке B система не может находиться в стационарном состоянии. Процесс напыления эффективен, если основная часть натекающего РГ взаимодействует с геттером, при этом степень покрытия нитридом достаточно велика ($\gamma_2 \lesssim 1$). Отношения потока РГ на геттер (q_g) к потокам РГ на катод (q_c) и удаляемому откачной системой (q_x) определяются выражениями ($\alpha_{1,2} = 1$).

$$\frac{q_g}{q_c} = \frac{(1 - \gamma_2)\alpha}{1 - \gamma_1}, \quad \frac{q_g}{q_x} = \frac{(1 - \gamma_2)\alpha}{\chi}. \quad (6)$$

Таблица 1.

Точка	γ_1	γ_2	q_g/q_c	q_g/q_χ
A	0.45	0.623	3.42	94
B	0.68	0.876	1.94	31
C	0.98	0.9996	0.1	0.1

В табл. 1 приведены значения γ_1 , γ_2 и величин (6) в точках A, B, C. Как видно из этой таблицы, в точке A низка степень покрытия геттера пленкой BC, поскольку ввиду малости γ_1 на геттер поступает большой поток распыляемого металла. В точке C величина γ_2 близка к единице ("отравление") и основной поток натекающего РГ распределяется между катодом и откачной системой, т.е. скорость напыления BC на геттере мала. В точке B велико значение γ_2 , при этом основная часть РГ поглощается геттером, т.е. положение рабочей точки в петле гистерезиса крайне выгодно, но этот режим неустойчив.

В отсутствие откачки зависимость $\gamma_1(z)$ двузначна при $z \geq 1$. Нетрудно найти корни (4) при $\kappa = 0$, $z = 1$ ($\alpha_1 = \alpha_2 = 1$). Из четырех корней два равны единице, третий является фиктивным

$$\gamma_{1\Phi} = \frac{2 + \alpha - \alpha s - s}{1 - s} > 1 \quad (\alpha \gg 1),$$

а четвертый $\gamma_{1,4} = (\alpha + 2 - \alpha s - s)^{-1} \ll 1$. При больших значениях z стационарного состояния не существует ($\kappa = 0$) ввиду накопления РГ в камере. Таким образом, в отсутствие откачки невозможно реализовать устойчивый режим напыления нитрида титана с высокими значениями γ_2 . Ниже мы рассмотрим относительно простой способ определения критической скорости откачки (для случая $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$). Приведем уравнение (4) к виду

$$\Phi(\gamma_1) = (1 - s)\gamma_1^4 + A\gamma_1^3 + B\gamma_1^2 + (\gamma_1 + z) = 0, \quad (7)$$

где

$$A = -[\alpha + 3 - 2s - s\alpha + \kappa(1 - s) + z(1 - s)],$$

$$B = 2\alpha + 3 - s\alpha - s + \kappa(2 - s\alpha - s) + z(3 - 2s - s\alpha),$$

$$C = -[\alpha + 1 + \kappa + z(3 - s\alpha - s)].$$

Из 4 корней уравнения (7) один всегда является фиктивным ($\gamma_1 > 1$). При $\kappa = \kappa_{cr}$, когда многозначность $\gamma_1(z)$ исчезает, остальные три корня сливаются в один ($\gamma_{1cr} < 1$) при определенном значении $z = z_{cr}$, значение γ_{1cr} является точкой перегиба функции $\Phi(\gamma_1)$. Таким образом, (7) имеет три совпадающих корня, если выполняются условия

$$\frac{d\Phi}{d\gamma_1}, \quad \frac{d^2\Phi}{d\gamma_1^2} = 0. \quad (8)$$

Учитывая (7), (8), можно показать, что

$$\gamma_{1cr} = \frac{6(1-s)C - AB}{3A^2 - 8(1-s)B} \Big|_{z, \kappa = z_{cr}, \kappa_{cr}} \quad (9)$$

при выполнении соотношений

$$AC - \frac{B^2}{3} - 4z(1-s) = 0, \quad (10)$$

$$zA^2 + (1-s)C^2 - 4z(1-s)B - \frac{B^2}{27} = 0. \quad (11)$$

Фиктивный корень (при $\kappa = \kappa_{cr}$)

$$\gamma_{1\Phi} = -\frac{A}{1-s} - 3\gamma_{1cr} > 1. \quad (12)$$

Уравнения (10), (11) являются системой алгебраических уравнений для определения z_{cr} и κ_{cr} . Учитывая значения коэффициентов A, B, C , запишем их в виде

$$K_2 z_{cr}^2 + K_1 z_{cr} + K_0 = 0, \quad (13)$$

$$L_3 z_{cr}^3 + L_2 z_{cr}^2 + L_1 z_{cr} + L_0 = 0, \quad (14)$$

где

$$K_2 = s \left[\alpha - \frac{s}{3}(1 + \alpha + \alpha^2) \right],$$

$$K_1 = \frac{s}{3} \cdot \left\{ \alpha(\alpha - 4) + s(2 + 3\alpha + \alpha^2) + \kappa_{cr} [7\alpha - 1 - s(1 + 3\alpha + 2\alpha^2)] \right\},$$

$$K_0 = \frac{1}{3} \cdot \left\{ -\alpha^2 + s\alpha(\alpha + 1) - s^2(\alpha + 1)^2 + \kappa_{cr} [-2\alpha + s(1 + s\alpha + 4\alpha^2) - 2s^2(\alpha + 1)^2] + \right. \\ \left. + \kappa_{cr}^2 [-1 + s(1 + 4\alpha) - s^2(\alpha + 1)^2] \right\},$$

$$L_3 = s \cdot \left[9\alpha - 3s(1 + 4\alpha + \alpha^2) + \frac{s^2}{3}(2 + \alpha)^3 \right],$$

$$L_2 = s \cdot \left\{ 3\alpha(4\alpha - 1) + s(3 + 16\alpha - s\alpha^2 - 2\alpha^3) - s^2(\alpha + 1)(5 + 5\alpha - \alpha^2) + \right. \\ \left. + \kappa_{cr} [3(7\alpha - 1) - 2s(1 + 13\alpha + 4\alpha^2) + s^2(\alpha + 1)(\alpha + 2)^2] \right\},$$

$$L_1 = -3\alpha^2 + s\alpha(-9 - 4\alpha + 4\alpha^2) + s^2(3 + 4\alpha + 6\alpha^2 - 4\alpha^3) + s^3(\alpha + 1)^2(\alpha + 2) + \\ + 2\kappa_{cr} [-3\alpha + 2s\alpha(13 + 5\alpha) - s^2(4 + 25\alpha + 14\alpha^2 + 2\alpha^3) + s^3(\alpha + 1)(2 + 3\alpha + \alpha^2)] + \\ + \kappa_{cr}^2 [-3 + 2s(1 + s\alpha) - s^2(2 + 18\alpha + 7\alpha^2) + s^3(\alpha + 2)(\alpha + 1)^2],$$

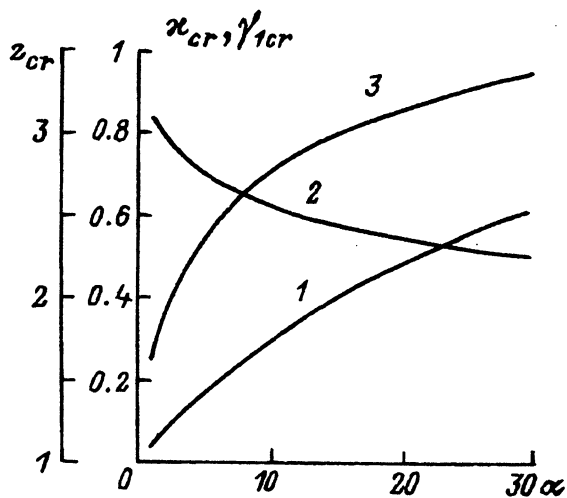


Рис. 2. Зависимость скорости критической откачки κ_{cr} (1), величин γ_{1cr} (2) и z_{cr} (3) от соотношения площадей геттера и катода (α) в случае нитрида титана.

$$L_0 = -\frac{\alpha^2}{3}(9 + s\alpha) + s\alpha(3 + 7\alpha + 4\alpha^2) - s^2(\alpha + 1)^2(2\alpha + 3) + \frac{s^3}{3}(\alpha + 1)^3 +$$

$$+ \kappa_{cr} \left[-2\alpha(3 + 4\alpha) + s(\alpha + 1)(3 + 20\alpha + 4\alpha^2) - 4s^2(\alpha + 1)^2(2 + \alpha) + s^3(\alpha + 1)^3 \right] +$$

$$+ \kappa_{cr}^2 \left[-3 - s\alpha + s(7 + 24\alpha + s\alpha^2) - s^2(\alpha + 1)^2(7 + 2\alpha) + s^3(\alpha + 1)^3 \right] -$$

$$- \kappa_{cr}^3 / 3 [2 - s(\alpha + 1)]^3.$$

С помощью (13), (14) можно непосредственно рассчитывать величины κ_{cr} , z_{cr} , γ_{1cr} , используя ЭВМ. На рис. 2 представлены эти результаты для случая нитрида титана ($s = 0.2$) в широком интервале значений α , а на рис. 3 — для других значений s .

В табл. 2 приведены значения γ_2 , q_g/q_c , q_g/q_x , а также абсолютные значения χ и q_{cr} ($A_1 = 100 \text{ см}^2$, $v_T = 1.3 \cdot 10^4 \text{ см/с}$, $I = 10 \text{ А}$, $s_B = 0.02$),

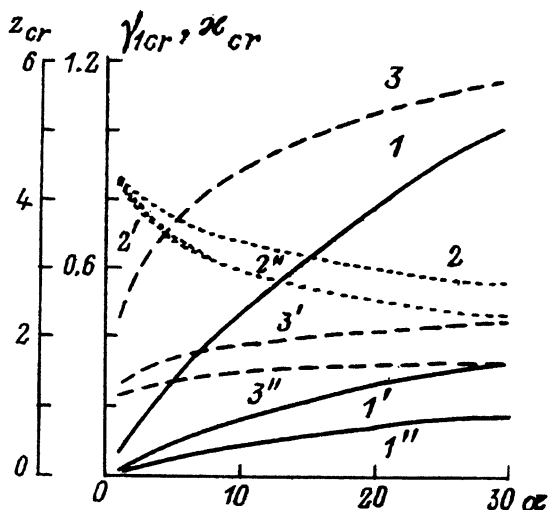


Рис. 3. Зависимости κ_{cr} (1, 1''), γ_{1cr} (2, 2''), z_{cr} (3, 3''), от соотношения площадей геттера и катода для разных значений s .
 1-3 — $s = 0.1$, 1'-3' — 0.35, 1''-3'' — 0.5.

Таблица 2.

α	γ_2	q_g/q_c	$q_g/q\chi$	$\chi_{cr}, \text{л/с}$	$q, 10^{18} \text{с}^{-1}$
5	0.884	3.41	1.87	220	1.48
10	0.9	3.45	2.63	377	1.71
20	0.905	3.91	3.91	611	1.97
30	0.916	4.06	4.85	806	2.1

соответствующие данным рис. 2 (т.е. при $\kappa = \kappa_{cr}$). Как видно из табл. 2, при $\chi = \kappa_{cr}$ осуществляется эффективный режим напыления: высоко значение γ_2 и основной поток азота расходуется на покрытие геттера.

Уравнения (13), (14) можно свести к уравнению шестой степени для критической скорости откачки. Мы нашли его решения в предельных случаях $\alpha \gg 1$ и $\alpha \ll 1$. Так, при $\alpha \gg 1$ ($\kappa_{cr} = \kappa_\infty$)

$$\kappa_\infty = \frac{1-s}{s}, \quad (15)$$

т.е. величина κ_{cr} насыщается с ростом α , при этом $z_{cr} = 1/s$. Случай $s \rightarrow 0$ соответствует $\kappa_\infty \rightarrow \infty$. При $s = 0.2$ $\kappa_\infty = 4$.

Если $\alpha \ll 1$, то уравнение для $\kappa_{cr} = \kappa_0$ имеет вид

$$(\kappa_0 s)^3 - 3\alpha^2(1-s)(\kappa_0 s)^2 + 3\alpha^4(1+7s+s^2)\kappa_0 s - \alpha^6(1-s)^3 = 0, \quad (16)$$

откуда

$$\kappa_0 = \frac{\alpha^2}{s}\varphi, \quad (17)$$

где φ определяется из уравнения

$$\varphi + 6\sqrt{s} \operatorname{sh} \frac{\Psi}{3} = 1-s, \quad (18)$$

где

$$\operatorname{sh} \Psi = \frac{1-s}{2s^{1/2}}.$$

При $s \rightarrow 0$ $\varphi \rightarrow 1$, а при $s \rightarrow 1$ $\varphi \rightarrow 0$. Для нитрида титана ($s = 0.2$) $\varphi \approx 0.072$ и $\kappa_0 = 0.36\alpha^2$. Учитывая предельные выражения (15), (17) можно предложить следующую приближенную формулу для κ_{cr} в случае нитрида титана:

$$\kappa_{cr} = \frac{0.36\alpha^2}{1 + D\alpha + D_1\alpha^{3/2} + 0.09\alpha^2}, \quad (19)$$

которая переходит при $\alpha \rightarrow \infty$ и $\alpha \rightarrow 0$ в предельные выражения (15), (17). Коэффициенты D и D_1 могут быть выбраны из условия совпадения (19) с результатами численных расчетов (рис. 2) по каким-либо двум точкам, например при $\alpha = 5$ ($\kappa_{cr} = 0.17$) и $\alpha = 10$ ($\kappa_{cr} = 0.29$).

В этом случае $D = 6.38$, $D_1 = 1.59$. Соответствующая формула (19) принимает вид

$$\kappa_{cr} = \frac{0.36\alpha^2}{1 + 6.38\alpha + 1.59\alpha^{3/2} + 0.09\alpha^2} \quad (20)$$

и с точностью до 1% согласуется с результатами численных расчетов κ_{cr} (рис. 2) при любых других значениях α . Аналогично могут быть выведены приближенные соотношения для κ_{cr} и при других значениях s .

Как видно из рис. 3, значение κ_{cr} заметно уменьшается с увеличением s , поскольку в этом случае не происходит заметного накопления бинарного соединения на катоде.

2. Расчет динамики процессов переключения

На рис. 4, а, б приведены временные развертки процессов переключения между состояниями $a \rightarrow b$ (кривая +) и $b' \rightarrow a'$ (кривая -) (см. вставку на рис. 4, а), рассчитанные с помощью системы (1)–(3) на ЭВМ для разных значений скорости откачки κ . Расчеты проведены для случая $\alpha = 5$, $s = 0.2$, $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$, $V = 65$ л. Кривая + соответствует переключению в состояние с избытком нитрида на катоде и геттере, кривая - — переключению в состояние с избытком титана. Как видно из этих рисунков, время переключения заметно возрастает при увеличении скорости откачки. При малых κ (рис. 4, а) ввиду асимметрии зависимости $\gamma_1(z)$ (рис. 1) переход + более затянут, нежели переход -. При переходе +, согласно (5) и данным рис. 1, парциальное давление азота увеличивается в 40 раз, а при переходе - уменьшается в 26 раз (рис. 4, а) с этим, по-видимому, и связано различие времен переключения при $\kappa = 0.02$. При больших скоростях откачки (рис. 4, б) времена переключения + и - приблизительно совпадают, поскольку зависимость $\gamma_1(z)$ (рис. 1) более симметрична. Согласно данным рис. 4, приближенные значения времени переключения следующие ($s_B = 0.02$,

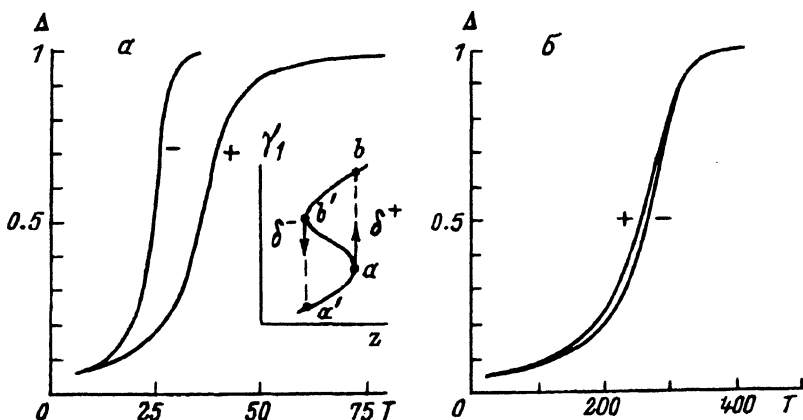


Рис. 4. Динамика переключения из состояний $a \rightarrow b$ (+) и $b' \rightarrow a'$ (-) (см. вставку).

$$\Delta_+ = \frac{\delta_+}{b-a}, \quad \Delta_- = \frac{\delta_-}{b'-a'}; \quad T = \frac{j s_B t}{eN}; \quad a - \kappa = 0.02, \quad b - 0.154.$$

$j = 70 \text{ A/cm}^2$, $N = 10^{15} \text{ см}^{-2}$): а) $\kappa = 0.02$, $t_+ \approx 8 \text{ с}$, $t_- \approx 4 \text{ с}$;
б) $\kappa = 0.154$, $t_+ \approx t_- \approx 40 \text{ с}$.

Поскольку при больших скоростях откачки (но $\kappa < \kappa_{cr}$) процессы переключения развиваются медленно, то возможно использование простых способов регулировки тока и натекания азота, при которых рабочая точка системы находится в петле гистерезиса, т.е. осуществляется оптимальный режим напыления в нестационарном режиме.

3. Эксперимент

Эксперименты выполнены для МРС линейного типа, материалом мишени служил титан. Основой катодного узла являлся магнитопровод прямоугольной формы размером $10 \times 40 \text{ см}$, вдоль длинной оси в его центральной части были расположены постоянные магниты, обеспечивающие магнитную индукцию на уровне $\sim 0.1 \text{ Тл}$ у поверхности катода, что позволяло зажигать разряд в диапазоне давлений от 0.3 Па и выше. Площадь зоны эрозии мишени составляла 100 см^2 . Рабочим газом являлся аргон, реактивным — азот. Объем вакуумной камеры составлял 65 л , основной поток распыляемого Ti осаждался на стеклянную подложку размером $15 \times 40 \text{ см}$, которая располагалась на расстоянии 70 мм от поверхности катода. Блок питания с электронной стабилизацией тока позволял повышать удельную мощность до 10 Вт/см^2 (ток $\sim 15 \text{ А}$). Для откачки использовался диффузионный паромасляный насос производительностью до 500 л/с с криоловушками, рабочее давление в камере регулировалось диафрагмой; эффективная скорость откачки изменялась в пределах $5\text{--}100 \text{ л/с}$. Концентрация титана и азота в разряде контролировалась по эмиссионной яркости излучения на длинах волн 364.27 и 380.49 нм [3] соответственно. Излучение из камеры выводилось через трубку с кварцевым окном, ось трубки проходила параллельно катоду на расстоянии 25 мм от него.

Для проверки выводов теории измерена зависимость пороговых токов переключения между состояниями с низкой и высокой степенью покрытия титанового катода пленкой нитрида титана от величины q . Величины токов переключения в состояние с высокой степенью покрытия ($a \rightarrow b$, рис. 4,а) и обратного перехода $b' \rightarrow a'$ — I_+ и I_- соответственно определялись следующим образом. При фиксированных потоках азота, аргона и установленной скорости откачки камеры поверхность мишени подвергалась ионной бомбардировке разрядом большой мощности для полной очистки катода, интенсивность эмиссионной линии Ti при этом возрастала и выходила в насыщение. Затем величина тока уменьшалась так, чтобы система могла перейти из одного стационарного состояния в другое (точка a на рис. 4,а). О переходе свидетельствовало уменьшение интенсивности излучения титана, увеличение яркости линии азота и увеличение суммарного давления в камере. После установления нового стационарного состояния (т.е. b , рис. 4,а), которому соответствует отравление катода, весь цикл мог быть проведен в обратном порядке. Так, в точке b' (рис. 4,а) начинался процесс очистки мишени, интенсивность эмиссионной линии азота уменьшалась практически до нуля, а яркость линии титана увеличивалась. На рис. 5 приведены экспериментальные данные, которым соответствует зависимость критических токов I_+ и I_- от величины потока азота. Обе зависимости аппроксимируются прямыми с разными наклонами. При

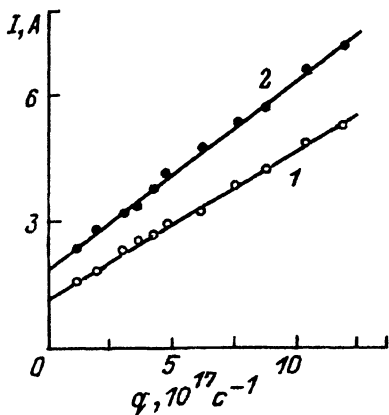


Рис. 5. Зависимость токов переключения между состояниями $a \rightarrow b$ (1) и $b' \rightarrow a'$ (2) от величины натекающего потока азота. Скорость откачки 24 л/с.

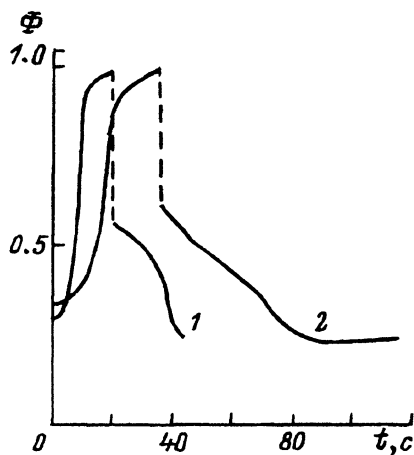


Рис. 6. Временная зависимость интенсивности линии 364.27 нм (Ti) для скоростей откачки 12 (1) и 80 л/с (2). Поток азота $8.3 \cdot 10^{17} \text{ c}^{-1}$, токи переключения $I_+ = 3.3 \text{ A}$, $I_- = 4.6 \text{ A}$ (1); $I_+ = 3.6 \text{ A}$, $I_- = 4.4 \text{ A}$ (2).

скорости откачки 24 л/с величины наклонов $dI_-/dq = 4.55 \cdot 10^{-18} \text{ c} \cdot \text{A}$ и $dI_+/dq = 3.33 \cdot 10^{-18} \text{ c} \cdot \text{A}$. Линейная зависимость $I_{\pm}(q)$ соответствует принципу подобия, отмеченному выше (раздел 1). Отношение этих наклонов ≈ 1.36 . Указанное соотношение можно рассчитать учитывая положение точек поворота (z_n) зависимости $\gamma_1(z)$ рис. 1. На этом рисунке кривая 2 рассчитана для случая, соответствующего условиям опытов (рис. 5). Расчетное значение отношения наклонов равно 1.37 ($z_n = 1.6$ и 2.2). На рис. 6 приведены кривые релаксации системы из одного состояния в другое. Из рис. 6 видно, что 1) время перехода в обогащенное нитридом состояние значительно превышает время обратного перехода, 2) с возрастанием скорости откачки оба времени возрастают. Эти результаты соответствуют расчетным данным (рис. 4, а, б). Хорошее согласование данных эксперимента и модельных расчетов позволяет сделать вывод об адекватности модельного описания.

Заключение

В настоящей работе на основе модели неустойчивости реактивного распыления, предложенной в работе [2], разработан метод расчета величины скорости откачки, при которой режим реактивного распыления устойчив. Показано, что характерные времена развития процессов переключения возрастают с увеличением скорости откачки. Результаты работы представляют интерес при выборе оптимальных технологических параметров магнетронных систем напыления.

Авторы выражают благодарность ГКНТ Украины за финансовую помощь.

Список литературы

- [1] *Westwood W.D.* // *Physics in Thin Films* / Ed. by M.H.Francombe, J.L.Vossen. Boston, 1989. P. 1-79.
- [2] *Larsson T., Blom H.-O., Nender C., Berg S.* // *J. Vac. Sci. Technol.* 1988. Vol. A6 (3). P. 1832-1836.
- [3] *Зайдель А.Н.* Таблицы спектральных линий. М., 1969. 699 с.

Институт физики
Киев

Поступило в Редакцию
31 мая 1993 г.
