

УДК 621.793.1

ДИНАМИКА НАГРЕВА ОСНОВЫ ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ВАКУУМНЫХ ЭЛЕКТРОДУГОВЫХ ПОКРЫТИЙ

*д-р техн. наук, проф. Ж.А. МРОЧЕК, д-р техн. наук, доц. И.А. ИВАНОВ, Х.Т.Е. КАРМАЖИ
(Белорусский национальный технический университет, Минск)*

Проведен расчет динамики нагрева поверхности основы простой геометрической формы при конденсации вакуумно-плазменных покрытий. Показано, что температурный градиент внутри этой детали незначительный. Разница температур между поверхностью конденсации и теневой поверхностью составляет 7...9 °С. Формирование покрытий на поверхности движущейся в вакуумной камере детали происходит в условиях постоянной температуры, которая на 30 °С меньше установившейся температуры неподвижной детали, для принятых условий нагрева. Температуру детали в режиме роста покрытия можно варьировать за счет контролируемого изменения плотности конденсирующегося ионно-плазменного потока.

Одним из основных вопросов при исследовании процесса формирования покрытий является изучение тепловых эффектов взаимодействия плазмы с поверхностью основы. В частности, изучение динамики нагрева поверхности при осаждении покрытий позволяет определить оптимальные условия формирования их структуры и физико-механических свойств.

Теоретические исследования и расчет тепловых полей основы в процессе синтеза вакуумно-плазменных покрытий разработаны в достаточной степени подробно [1 – 4]. Большинство расчетов проведено для модели полубесконечного тела, и выводы, полученные из данных моделей, не могут быть прямо перенесены на конкретную деталь, размеры которой ограничены [2]. Формирование покрытий обычно рассматривают как процесс осаждения частиц потока (достаточно крупных), а не как результат адсорбционно-радиационного механизма [1, 4]. Поэтому задача разработки теоретической модели, удовлетворительно описывающей процесс нагрева основы, которая может быть использована как инженерный метод контроля динамики нагрева деталей во время технологического процесса нанесения покрытий, остается актуальной. Кроме этого, представляет интерес рассмотреть тепловой режим движущейся основы для учета реальных изменений температур на ее поверхности при изменении плотности конденсирующегося плазменного потока.

Для расчета динамики нагрева поверхности основы при конденсации вакуумно-плазменных покрытий необходимо определить механизм теплового баланса подводимой энергии.

Источниками тепловой энергии, вызывающей нагрев основы, являются поток ионов со средним зарядом q и тепло радиации дугового разряда [3, 5].

Энергия ионов $E_{\text{ион}}$ состоит из тепловой (потенциальной) энергии $(3/2)kT_{\text{ион}}$, где k – постоянная Больцмана, и кинетической энергии $qU_{\text{осн}}$, определяемой величиной отрицательного ускоряющего потенциала:

$$E_{\text{ион}} = (3/2)kT_{\text{ион}} + qU_{\text{осн}}. \quad (1)$$

Несмотря на высокую температуру ионов ($T_{\text{ион}} \approx 10^5$ К), анализ результатов измерений показывает, что вклад тепловой части в энергию ионов составляет менее 1 %, и в расчетах эта величина может не учитываться. Вклад конденсирующихся ионов в нагрев основы зависит от напряжения на основе $U_{\text{осн}}$. При величине ускоряющего потенциала –30 В и более весь вклад в нагрев поверхности основы определяют ионы; вклад электронов учитывается только при $U_{\text{осн}} \rightarrow 0$ [5].

Плотность ионного тока для ионов массы m_i можно оценить по формуле:

$$J_{\text{ион}} = n_e \sqrt{(kT_e / m_i)},$$

где m_i – масса иона; n_e и T_e – соответственно электронная плотность и температура. Количество энергии, подводимой ионным потоком к основе, определяется как

$$E_{\text{ИП}} = J_{\text{ион}} S_{\text{ИП}} E_{\text{ион}} t / q,$$

где $S_{\text{ИП}}$ – площадь бомбардируемой ионами поверхности, м²; t – время, с.

Экспериментально установлено, что для плазмы дугового разряда с разрядным током 70 А плотность ионного тока $j_{\text{ион}}$ равна 75 А/м². Величина среднего заряда ионов составляет: +1,8 – для титановой плазмы; +1,6 – для титан-кремневой плазмы; средняя энергия ионов – около 30 эВ.

Было показано, что тепло радиации j_{rad} зависит только от мощности дугового разряда и составляет до 80 % от интегрального потока энергии на основу. При низких значениях $U_{осн}$ основной вклад в нагрев основы вносит тепло радиации дугового разряда. С ростом U_n до $-80...-100$ В вклад тепла радиации и тепла конденсации ионов в нагрев основы уравнивается [5].

Расход энергии с поверхности основы имеет множество механизмов: теплообмен подложки с технологической газовой средой и подложкодержателем; потери энергии на тепловое излучение; распыление поверхности ионным пучком и испарение атомов с поверхности основы. Каждый из этих механизмов вносит свой вклад в энергетические потери, что требует их оценки и учета.

Потери энергии на тепловое излучение подчиняются закону Стефана – Больцмана:

$$E_{ТН} = \alpha \sigma T^4 S_{ТН} t, \tag{2}$$

где α – коэффициент излучения подложки; σ – постоянная Стефана – Больцмана; T – температура поверхности подложки, являющаяся функцией времени; $S_{ТН}$ – площадь излучающей поверхности.

Показано [3], что энергетические потери из-за конвективного теплообмена с технологической газовой средой не превышают 1 % от потерь на тепловое излучение, потери энергии за счет распыления поверхности ионным пучком составляют около 3 % от энергетических потерь на тепловое излучение. Теплообменом подложки с технологической оснасткой можно пренебречь, так как плазменный поток нагревает одновременно деталь и приспособление. Потери энергии на реиспарение материала покрытия, из-за малости температуры бомбардируемой поверхности и высокой температуры плавления материала покрытия, в расчетах могут не учитываться [3].

Таким образом, нагрев поверхности основы происходит за счет ее бомбардировки ионами и тепла радиации дугового разряда, а потери тепла – за счет суммарного действия излучения тепла с поверхности основы, распыления и конвективного теплообмена (рис. 1).

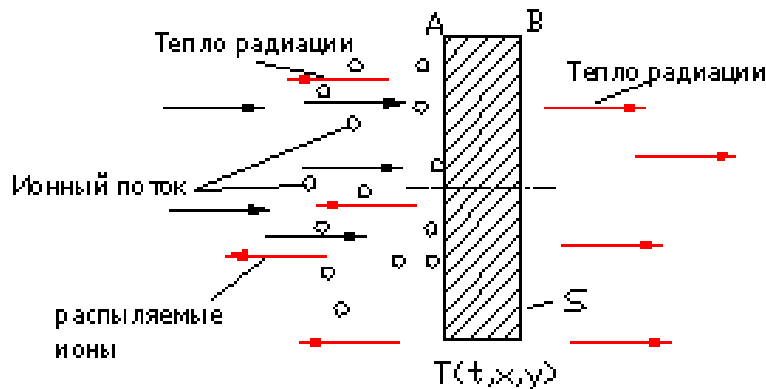


Рис. 1. Модельная система для расчета динамики разогрева поверхности основы ($S = 1,42 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2$)

Для расчета температурных полей в основе необходимо решить уравнение теплопроводности:

$$\partial T / \partial t = a^2 (\partial^2 T / \partial X^2 + \partial^2 T / \partial y^2), \tag{3}$$

где $a^2 = \lambda / (C\rho)$.

Здесь λ – коэффициент теплопроводности (Вт/м·К); C – удельная теплоемкость (Дж/кг·К); ρ – плотность вещества подложки (кг/м³).

Начальное условие имеет вид $T(x, y, 0) = T_0$, а вид граничных условий определяется притоком тепла радиации и энергии из ионного потока и потерями энергии из-за теплового излучения, распыления и конвективного теплообмена. Последние две величины можно оценить в процентном отношении от потерь тепла излучением.

Начальные условия: $T(t, x, y) = T_0 = 300$ К.

Граничные условия для поверхности А:

$$(+E_{un} + E_{rad}) - E_{mu(A)} - 1 \% \cdot E_{mu(A)} - 3 \% \cdot E_{mu(A)},$$

где E_{rad} рассчитывается по формуле (2); E_{un} рассчитывается по формуле (1).

Граничные условия для поверхности В:

$$-E_{mu(B)} \cdot (E_{mu} = f(T, t)).$$

Для решения данной системы уравнений использовали пакет прикладных программ COMSOL FEMLAB 3.1, совместимый с системой MATLAB. Программное обеспечение пакета поддерживает конечно-элементную технологию вместе с адаптивным построением сетки и контролем ошибок при работе с различными численными задачами. Кроме этого, FEMLAB обладает обширным набором средств визуализации и постпроцессорной обработки.

Для расчета в качестве материала основы выбрана конструкционная сталь марки 45. Теплофизические характеристики стали 45 приняты независимыми от температуры: средняя удельная теплоемкость – 0,5 кДж/кг·К; плотность – 7800 кг/м³; коэффициент теплопроводности – 46,5 Вт/м·К; коэффициент излучения – 0,7. Линейные размеры модельного образца-цилиндра: высота – 0,01 м; диаметр – 0,0426 м; площадь основания – 1,42·10⁻³ м². Теплопотерями и теплоотводом со стороны боковой поверхности цилиндра пренебрегали.

Расчет динамики разогрева модельного образца проводили для трех разных моделей (условий нагревания).

Первая модель описывает динамику разогрева неподвижной основы в режиме ионной очистки ее поверхности и в режиме конденсации покрытия. Условия нагрева основы: напряжение $U_n = -1000$ В для $0 \leq t \leq 180$ с и $U_n = -30$ В для $t \geq 180$; $E_0 = 35$ эВ; $q = 1,2$; $j = 75$ А/м².

Решение уравнения (3) при принятых граничных и начальных условиях и условий нагрева первой модели показало следующее. Режим ионной очистки сопровождается практически линейным ростом температуры основы. В процессе нагрева температурный градиент в образце незначительный. Так, после 60 с ионной очистки разница между температурами поверхностей – поверхностью конденсации А (-154 °С) и теневой поверхностью В (145,5 °С) (см. рис. 1) – составляет всего 8,5 °С. После 180 с эта величина имеет то же значение (-394,5 °С на поверхности конденсации и 386 °С на теневой поверхности). Переход от ионной очистки поверхности к конденсации ионно-плазменного потока (конденсация потока допускается только на одном из оснований цилиндра) сопровождается установлением равновесной температуры во всем объеме основы 427 °С. Установившийся температурный режим образца наблюдается уже через 6 мин с начала конденсации ионно-плазменного потока на его поверхность.

Вторая модель учитывает движение образца в вакуумной камере относительно оси испарителя при осаждении на его поверхность ионно-плазменного потока (осаждение потока допускается только на одно из оснований образца). Это движение сопровождается изменением плотности конденсирующегося ионно-плазменного потока, что ведет к периодическому изменению притока энергии к поверхности основы. Поскольку угловые перемещения основы относительно оси испарителя незначительны (в пределах ±20°), то изменения плотности ионного, а следовательно, и теплового потока можно аппроксимировать линейной зависимостью.

Из рисунка 2 видно, что принятое изменение плотности ионного тока на поверхности модельного образца, где результаты, характеризующие линейный участок графика, использованы для расчета температурных полей в режиме ионной очистки.

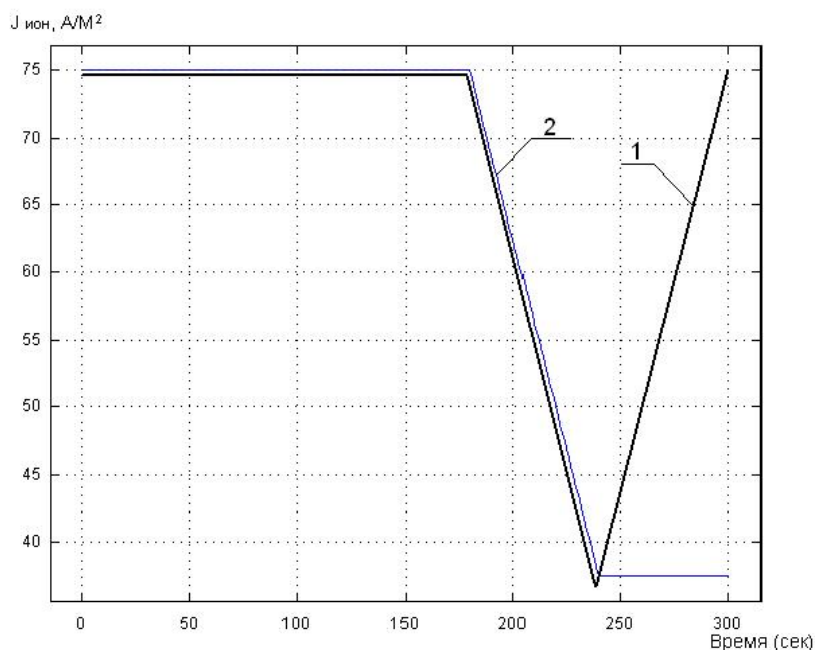


Рис. 2. Изменение плотности ионного тока на поверхность основы с течением времени:
1 – вторая модель; 2 – третья модель

Условия взаимодействия ионно-плазменного потока с поверхностью основы: напряжение $U_n = -1$ кВ для $0 \leq t \leq 180$ с и $U_n = -30$ В для $t \geq 180$ с; $E_0 = 35$ эВ; $q = 1,2$. Для $0 \leq t \leq 180$ с – $j_{\text{ион}} = 75$ А/м², для $180 < t \leq 240$ с значение $j_{\text{ион}}$ уменьшается в два раза по линейному закону, для $240 < t \leq 300$ с увеличивается в два раза по линейному закону до 75 А/м².

Как показывают результаты расчетов, окончание ионной очистки соответствует температуре поверхности конденсации – примерно 394 °С. Линейное уменьшение плотности ионного тока в течение короткого промежутка времени с последующим ее кратковременным линейным ростом до исходного значения (см. рис. 2) не приводит к изменению температуры образца.

Это говорит о том, что, во-первых, формирование покрытий на поверхности движущихся в вакуумной камере изделий происходит в условиях постоянной температуры поверхности основы. Во-вторых, варьируя временем и режимами ионной очистки, можно установить требуемый квазистационарный температурный режим основы. В этом случае установившаяся температура нагрева движущегося изделия будет меньше установившейся температуры неподвижного.

Низкую температуру поверхности основы при заданных режимах ее ионной очистки можно также получить и на неподвижной подложке при условии контролируемого изменения плотности ионного потока в режиме конденсации покрытия. На графике изменения плотности ионного потока во времени (см. рис. 2, третья модель) верхний горизонтальный участок соответствует режиму ионной очистки. Условия взаимодействия ионно-плазменного потока с поверхностью основы: напряжение $U_n = -1$ кВ для $0 \leq t \leq 180$ с; $U_n = -30$ В для $t \geq 180$; $E_0 = 35$ эВ; $q = 1,2$; для $0 \leq t \leq 180$ с – $j_{\text{ион}} = 75$ А/м², для $180 < t \leq 240$ с величина $j_{\text{ион}}$ уменьшается в два раза по линейному закону, для $240 < t \leq 300$ с $j_{\text{ион}} = 37,5$ А/м². Расчеты показали, что изменение плотности ионного потока позволяет стабилизировать температуру основы, достигаемую в конце ионной очистки. Так, согласно третьей модели, переход к режиму осаждения сопровождается установлением равновесной температуры (~ 394 °С) во всем объеме основы.

Контролируемое изменение плотности в процессе конденсации ионно-плазменного потока на поверхности модельного образца позволяет зафиксировать температуру образца на уровне температуры, полученной в конце режима ионной очистки. Необходимое изменение плотности ионного потока может быть достигнуто уменьшением величины тока дугового разряда, напряженности фокусирующего магнитного поля или использованием технологического газа.

Выводы

1. В процессе ионной очистки поверхности заготовки детали простой геометрической формы температурный градиент внутри этой заготовки незначительный. Разница температур между поверхностью конденсации и теневой поверхностью составляет примерно $7...9$ °С. Переход от ионной очистки к режиму конденсации ионно-плазменного потока сопровождается установлением равновесной температуры во всем объеме заготовки детали.

2. Формирование покрытий на поверхности движущейся в вакуумной камере заготовки происходит в условиях постоянной температуры. Установившаяся температура нагрева движущейся заготовки детали будет приблизительно на 30 градусов меньше установившейся температуры неподвижной, для принятых условий нагрева.

3. Температуру поверхности заготовки детали в режиме роста покрытия можно варьировать за счет контролируемого изменения плотности конденсирующегося ионно-плазменного потока.

ЛИТЕРАТУРА

1. Емельянов В.А., Иванов И.А., Мрочек Ж.А. Вакуумно-плазменные способы формирования защитных и упрочняющих покрытий. – Мн.: Бестпринт, 1998. – 284 с.
2. Мрочек Ж.А., Вершина А.К. О распределении температуры в подложке при нанесении покрытий в вакууме // Весці АН БССР. Сер. фіз.-тэхн. навук. – 1987. – № 3.
3. Гольцев М.В., Гольцев В.П., Болтушкин В.И. Температурные поля при синтезе защитных покрытий ионно-плазменным методом // Взаимодействие излучений с твердым телом: Тез. 2-й междунар. науч. конф. – Мн.: БГУ, 1977. – С. 55.
4. Мрочек Ж.А., Иващенко С.А., Фролов И.С. Газотермические и вакуумно-плазменные покрытия со специальными физико-механическими свойствами. – Мн.: Технопринт, 2001. – 180 с.
5. On the ion energy transfer to the substrate during titanium deposition in a hollow cathode are discharge / H. Kersten, H. Steffen, D. Vender, H.E. Wagner // Vacuum. – 1995. – Vol. 46, № 3 – P. 305 – 308.