

УДК 615.4786/7: 615.849.19

**ДИНАМИКА ТЕПЛОБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ЗОНЕ ДЕЙСТВИЯ  
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОМ ОСАЖДЕНИИ  
ПЛЕНОК МЕТАЛЛОВ ДЛЯ МЕДИЦИНСКОГО ИНСТРУМЕНТА**

**Сергиенко М. И., Бекаревич Р. В., Федосенко Н. Н., Богданович И.,  
Кузнецов Б. К., Федосенко Е. А.**

**Учреждение образования**

**«Гомельский государственный медицинский университет» Учреждение  
образования**

**«Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины»**

**г. Гомель, Республика Беларусь**

Как следует из литературных источников [1–3], лазерная стимуляция электрохимического осаждения металлов осуществляется по тепловому механизму, в связи с чем особый интерес для исследования природы процессов лазерного электрохимического осаждения (ЛЭО) имеет анализ температурных полей в рассматриваемой системе. В работе приведены результаты исследования температурного поля при ЛЭО различных металлов на основе полуэмпирической формулы, описывающей температуру в пространстве от зоны термического воздействия до границы локального осадка в виде суперпозиции температурных полей, каждое из которых определяется характерными значениями кинетических теплообменных коэффициентов.

Были измерены временные зависимости температуры в различных точках на поверхности медного катода в процессе осаждения серебра при плотности мощности лазерного излучения  $W$  в интервале  $W = (1 \div 5,3) \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$ . Полученные распределения тепловых полей имеют качественно идентичный характер. В качестве примера на рисунке 1 приведены экспериментальные результаты для осаждения серебра при плотности мощности  $W = 3,2 \cdot 10^6 \text{ Вт/см}^2$ .

В работе предпринята попытка выяснения причин и возможного учета факторов, влияющих на распределение теплового поля в зоне действия лазерного излучения и его окрестности. Основные факторы, определяющие закономерности распределения теплового поля, связаны с влиянием лазерного излучения на процессы, протекающие при электрохимическом осаждении. С изменением плотности мощности  $W$  в широких пределах это влияние существенно изменяется. Увеличение  $W$  приводит к росту температуры в зоне действия лазерного излучения, что, в свою очередь, вызывает изменение как оптических свойств электролита и материала катода, так и тепловых констант материала катода.

Анализ теории теплопроводности металлов при воздействии лазерного излучения, и проведенные оценки позволили получить следующие результаты. Толщина скин-слоя, т.е. слоя металла, в котором полностью поглощается лазерное излучение, составляет  $\sim 10^{-2}$  мкм. Глубина материала, на которую за время действия лазерного импульса  $\tau_p$  успевает распространиться тепловая волна, определяется следующим образом:

$$L = \sqrt{\eta \tau_p}, \quad (1)$$

где  $\eta$  — температуропроводность материала.

Глубина материала, на которую за время действия лазерного импульса  $\tau_p$  успевает распространиться тепловая волна, составляет для меди  $L = 1300$  мкм, для серебра —  $L = 12,94$  мкм. Если лазерное излучение локализовано на поверхности катода в круге радиуса  $r_0 = 0,01 \text{ см} = 10^2$  мкм, то лазерное излучение полностью поглощается тонким слоем локального осадка серебра (за исключением первых  $30\text{--}40^\circ\text{C}$ , когда ещё не сформирован осадок). Таким образом, толщина локального осадка влияет не на интенсивность излучения, а на условия распространения тепловой волны. Как показано в работе [4], температура в точке  $r$ , создаваемая импульсом лазерного излучения с плотностью

мощности  $W_0$ , локализованным в круге радиуса  $r_0$ , может быть оценена при  $\tau_p = 10^{-3}$  с следующим образом:

$$t = \frac{AW_0}{\chi} \left( \sqrt{r^2 + r_0^2} - r \right), \quad (2)$$

где  $A$  — доля излучения, поглощенного металлом;  $\chi$  — коэффициент теплопроводности металла.

При увеличении температуры металла, имеющем место при росте мощности лазерного излучения  $W$ , изменяются доля излучения, поглощенного металлом  $A$  и коэффициент теплопроводности металла  $\chi$ .

Наиболее существенный вклад в температуру вносит учет температурной зависимости  $\chi(t)$ . Оценка функции  $\chi = \chi_0 + \beta T$  для серебра и меди показала, что  $\beta \approx 10^3$ , следовательно, учет температурной зависимости  $\chi(t)$ , а тем более  $A(t)$  не может существенно повлиять на распределение теплового поля.

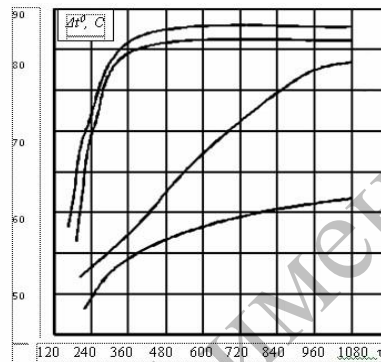


Рисунок 1 — Временные зависимости температуры в точке  $r = 0,1$  см в процессе осаждения серебра при плотности мощности лазерного излучения:  
 $W = 1,0 \times 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> (1);  $W = 2,0 \times 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> (2);  $W = 3,2 \times 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> (3);  $W = 4,5 \times 10^6$  Вт/см<sup>2</sup> (4)

Проводились исследования лазерного электрохимического осаждения серебра при воздействии лазерного излучения с длиной волны  $\lambda = 1,06$  мкм, длительностью импульса  $\tau = 4 \times 10^{-3}$  с, частотой следования  $f = 5$  Гц. Экспериментально получены радиально-временные распределения температуры на поверхности катода в окрестности локального осадка серебра при лазерном электрохимическом осаждении на подложки из меди в диапазоне плотности мощности лазерного излучения  $W = (1 \div 4,5) \times 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Особенность температурного поля, формирующегося на поверхности катода, состоит в том, что в процессе лазерного электрохимического осаждения осуществляется интенсивный теплообмен нагреваемого лазерным излучением катода с окружающим его электролитом.

В данной работе предпринята попытка проанализировать характер изменения коэффициента теплообмена  $H$  в окрестности локального осадка.

Полученные экспериментальные результаты были проанализированы с целью выяснения природы теплообменных процессов. Для анализа использовалась формула (3), описывающая температурное поле на расстоянии  $r$  в момент времени  $\tau$ .

$$\Delta T = \Theta \sqrt{\frac{r_0}{r}} \int_0^{\xi(\tau)} \operatorname{erfc} \left( \frac{r-r_0}{2\delta\sqrt{w}} \right) e^{-\beta^2(r,r)} dw, \quad (3)$$

где  $\xi(\tau) = \chi\tau/\delta^2$ ,  $\Theta = q_0\delta/K$ ,  $\beta^2 = 2H\delta/K$ ;

$r_0$  — радиус зоны термического воздействия (ЗТВ);

$H$  — коэффициент теплообмена;

$K$  — коэффициент теплопроводности материала;

$\chi$  — коэффициент температуропроводности материала.

При решении уравнения теплопроводности (3) полагалось, что коэффициент теплообмена  $H$ , а, следовательно, и коэффициент  $\beta$ , являются постоянными величинами. Однако при локальном воздействии лазерного излучения, очевидно, нельзя считать равноправными в плане эффективности теплообмена участки поверхности катода, удаленные на различные расстояния от зоны термического воздействия.

В работе проанализированы факторы, влияющие на величину коэффициента теплообмена  $H$ . С этой целью проведен численный анализ экспериментального радиальновременного распределения температуры в среде. В результате определены значения коэффициента  $\beta$ , а также коэффициента теплообмена  $H$  во всем диапазоне плотности мощности. Показано, что эти коэффициенты являются функциями как времени осаждения  $\tau$ , так и координаты  $r$ . На рисунке 2 представлена динамика теплообменного коэффициента  $H \sim \beta^2$  в точках  $r = 0,1; 0,21; 0,33$  см при плотности мощности лазерного излучения  $W = 4,5 \times 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Как видно из этого рисунка, значение  $H$  убывает с течением времени  $\tau$ , а при установлении равновесия теплообменных процессов в системе достигает своего стационарного значения. Аналогичный ход кривой наблюдается и при других значениях  $W$ .

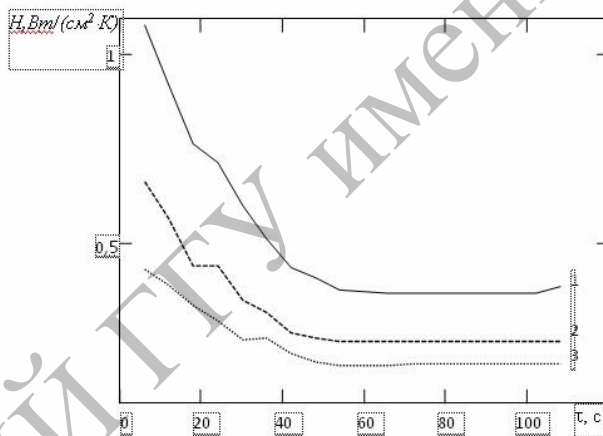


Рисунок 2 — Динамика теплообменного коэффициента  $H$  в точках  $r = 0,1$  см (1);  $r = 0,21$  см (2);  $r = 0,33$  см (3) при плотности мощности лазерного излучения  $W = 4,5 \times 10^6$  Вт/см<sup>2</sup>

Увеличение коэффициента теплообмена при приближении к зоне термического воздействия отражает увеличение эффективности стимулирующего воздействия лазерного излучения. Действительно, как показано в ряде работ [1–5] теплообмен в зоне термического воздействия обеспечивается механизмом микропузырькового кипения, обеспечивающим эффективный теплообмен; по мере удаления от зоны термического воздействия интенсивность теплообмена постепенно снижается и обуславливается механизмом термоградиентной конвекции. Вследствие указанных процессов происходит увеличение скорости диффузионных процессов в приповерхностной области электролита в окрестности ЗТВ и существенное увеличение скорости электролитической реакции в целом. Кроме того, температура подложки, как следует из теории кристаллизации, существенно влияет на все процессы, приводящие к формированию новой фазы. Повышение температуры подложки приводит к увеличению подвижности мигрирующих по поверхности адсорбированных атомов, десорбции адсорбированных атомов примесей, повышению интенсивности первичной и вторичной коалесценции и в конечном счете к увеличению радиуса локального осадка.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Анисимович, В. Г.* Стимулирование гальванических процессов оптическим излучением / В. Г. Анисимович, А. А. Хмыль. — Мн., 1991. — 28 с.
2. Исследование температурных полей в электроплитах при стимулирующем воздействии лазерного излучения / С. В. Швадронов [и др.] // Современные проблемы радиотехники, электроники и связи: тезисы Респ. науч.-техн. конф., Минск, 4–5 мая 1995 г. — Мн., 2003 — С. 47–48.
3. Процессы плазменного нанесения покрытий: теория и практика / А. Ф. Ильюшенко [и др.]; под общ. ред. акад. НАН Беларуси А. П. Достанко, П. А. Витязя. — Мн.: Науч. центр исслед. политики и бизнеса «Армита – Маркетинг, менеджмент», 1999. — 544 с.
4. *Серянов, Ю. В.* Стационарное температурное поле в процессах лазерного электроохлаждения металлов / Ю. В. Серянов, М. В. Нестеренко, Л. А. Сурменко // Физика и химия обработки материалов. — 1989. — № 6. — С. 31–36.
5. *Серянов, Ю. В.* Температурное поле при локальном лазерном электроосаждении металлов на катоды произвольной формы / Ю. В. Серянов, Л. В. Аравина // Физика и химия обработки материалов. — 1992. — № 2. — С. 31–39.