

КОРРОЗИЯ И ПРОБЛЕМА СТЕФАНА**Юров В.М.***кандидат физ.-мат. наук, доцент**Карагандинский государственный университет имени Е.А. Букетова,
Казахстан, Караганда***Платонова Е.С.***докторант PhD, старший преподаватель кафедры «Нанотехнологий и металлургии»
Карагандинский государственный технический университет, Караганда, Казахстан***Гученко С.А.***докторант PhD, Карагандинский государственный университет имени Е.А. Букетова,
Казахстан, Караганда***CORROSION AND STEPHAN'S PROBLEM****Yurov V.***Candidate of phys.-mat. sciences, associate professor**Karaganda State University named after EA. Buketov, Kazakhstan, Karaganda***Platonova E.***PhD student, Senior Lecturer, Department of Nanotechnology and Metallurgy
Karaganda State Technical University, Karaganda, Kazakhstan***Guchenko S.***PhD student, Karaganda State University named after EA. Buketov,
Kazakhstan, Karaganda***АННОТАЦИЯ**

Коррозию металла можно представить как зарождение и рост новой фазы (окисленного металла), то есть привести ее задачу к проблеме Стефана. Для цилиндра конечных размеров нам удалось подобрать интегральное преобразование и получить аналитическое решение проблемы Стефана. Даже если мы поддерживаем изотермические условия на стенках металлического цилиндра, все равно мы не можем избавиться от вредного влияния градиентов концентраций. Итак, нужно сделать важный вывод, что движение с подвижной границей раздела фаз приводит к автоволновому процессу.

ABSTRACT

Corrosion of a metal can be represented as the nucleation and growth of a new phase (oxidized metal), that is, to bring its task to the Stefan problem. For a cylinder of finite dimensions, we need to select the integral transformation and obtain an analytical solution to the Stefan problem. Even if we maintain isothermal conditions on the walls of a metal cylinder, we still cannot get rid of the harmful effects of concentration gradients. So, we need to make an important conclusion that movement with a moving phase boundary leads to an autowave process.

Ключевые слова: коррозия, новая фаза, проблема Стефана, коэффициент диффузии, автоволна.

Keywords: corrosion, new phase, Stefan problem, diffusion coefficient, autowave.

Введение. Коррозионные процессы различают по [1]:

I. Механизму реакций взаимодействия металла со средой.

II. Виду агрессивной среды.

III. Виду (геометрическому характеру) коррозионных разрушений на поверхности или в объеме металла.

IV. Характеру дополнительных воздействий, которым подвергается металл одновременно с действием коррозионной среды.

Несмотря на это работы в области теории коррозии продолжают расти с ростом различных типов конструкционных металлических материалов, применяемых в различных областях промышленного производства.

В самом общем случае, коррозию металла можно представить, как зарождение и рост новой фазы (окисленного металла), то есть привести ее задачу к вопросу о таянии льда (проблема Стефана). С математической точки зрения краевые задачи такого типа принципиально отличны от классических

задач теплопроводности [2]. Вследствие зависимости размера области переноса потока от времени к этому типу задач неприменимы классические методы разделения переменных и интегральных преобразований Фурье, так как, оставаясь в рамках классических методов математической физики, не удастся согласовать решение уравнения теплопроводности с движением границы раздела фаз. Всякие попытки получить аналитическим путем точное решение краевой задачи обобщенного типа в области с границей, движущейся по произвольному закону, приводили к системе интегральных уравнений Вольтера II рода, разрешить которую не удалось вследствие сложности ядер уравнения системы. Самый последний обзор проблемы Стефана можно найти в монографии (Gupta S.C.) [3].

Для цилиндра конечных размеров нам удалось подобрать интегральное преобразование и получить аналитическое решение проблемы Стефана [4, 5]. Поскольку математически процессы теплопроводности эквиваленты процессам диффу-

зии, то можно заменить температуру T на коэффициент диффузии D . Именно такой подход использован нами в настоящей работе при обсуждении теоретических аспектов коррозии металла.

Общее аналитическое решение. Мы рассмотрим задачу о кристаллизации цилиндра конечных

размеров из раствора с подвижной границей раздела фаз. Нестационарное уравнение диффузии, описывающее процесс роста из раствора в подвижной цилиндрической системе координат, движущейся по закону $\beta(t)$, имеет вид:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \ddot{A} \left[\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) \right], \quad (1)$$

где D - коэффициент диффузии.

Начальное и граничные условия выберем в общем виде:

$$U(r, z, t)|_{t=0} = \varphi(r, z), \quad (2)$$

$$U(r, z, t)|_{r=R} = \gamma(z, t), \quad (3)$$

$$U(r, z, t)|_{z=0} = \gamma_1(r, t), \quad (4)$$

$$U(r, z, t)|_{z=\beta(t)} = \gamma_2(r, t). \quad (5)$$

Функции $\beta(t)$, $\varphi(r, z)$, $\gamma(z, t)$, $\gamma_1(r, t)$ и $\gamma_2(r, t)$ будем считать непрерывными. Решение задачи ищем в виде:

$$U(r, z, t) = \sum_{k=0}^{\infty} \bar{U}_k(z, t) I_0(\lambda_{0k} r), \quad (6)$$

где λ_{0k} - корни уравнения

$$I_0(\lambda_{0k} R) = 0 \quad (7)$$

и $I_0(\lambda_{0k} R)$ - функция Бесселя нулевого порядка, удовлетворяющая уравнению:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \frac{dI(\lambda_{0k} r)}{dr} \right] + I_0(\lambda_{0k} r) = 0, \quad (8)$$

$$\bar{U}_k(z, t) = \int_0^R U_k(r, z, t) I_0(\lambda_{0k} r) r dr. \quad (9)$$

Применяя интегральное преобразование (9) и учитывая (6) и (7), уравнение (1) приведем к виду:

$$\frac{1}{\ddot{A}} \frac{\partial \bar{U}_k}{\partial t} = \frac{\partial^2 \bar{U}_k}{\partial z^2} + \Phi_k(z, t) - \bar{U}_k(z, t), \quad (10)$$

Используя замену $\bar{U}_k = \tilde{U}_k e^{-\ddot{A}t}$ и преобразуя аналогично граничные условия, получим следующую задачу:

$$\frac{1}{\ddot{A}} \frac{\partial \tilde{U}_k}{\partial t} = \frac{\partial^2 \tilde{U}_k}{\partial z^2} + \tilde{\Phi}_k(z, t), \quad (11)$$

$$\tilde{U}_k(z, t)|_{t=0} = \tilde{\varphi}(z), \quad (12)$$

$$\tilde{U}_k(z, t)|_{z=0} = \tilde{\gamma}_1(t), \quad (13)$$

$$\tilde{U}_k(z, t)|_{z=\beta(t)} = \tilde{\gamma}_2(t), \quad (14)$$

в области $D: (t > 0, 0 < z < \beta(t))$.

Решение задачи (11) -(14)) ищем в виде суммы потенциалов I и II рода, а также двух потенциалов двойного слоя:

$$\begin{aligned}
\tilde{U}_k(z, t) = & \frac{1}{2\sqrt{\ddot{A}}} \int_0^t \frac{\tilde{\varphi}(\xi)}{\sqrt{\pi t}} e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4\ddot{A}t}} d\xi + \int_0^t d\tau \int_0^t \frac{\tilde{\Phi}_k(\xi, \tau)}{2\sqrt{\pi \ddot{A}(t-\tau)}} e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4\ddot{A}(t-\tau)}} d\xi + \\
& + \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{z}{[\ddot{A}(t-\tau)]^{3/2}} e^{-\frac{z^2}{4\ddot{A}(t-\tau)}} K_1(\tau) d\tau + \\
& + \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{z - \beta(\tau)}{[\ddot{A}(t-\tau)]^{3/2}} e^{-\frac{[z-\beta(\tau)]^2}{4\ddot{A}(t-\tau)}} K_2(\tau) d\tau.
\end{aligned} \tag{15}$$

Используя условия (13), (14), получим систему интегральных уравнений:

$$\begin{aligned}
\tilde{\gamma}'_1(t) = & \frac{K_1(t)}{2\ddot{A}} - \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{\beta(\tau)}{[\ddot{A}(t-\tau)]^{3/2}} e^{-\frac{\beta^2(\tau)}{4\ddot{A}(t-\tau)}} K_2(\tau) d\tau, \\
\tilde{\gamma}'_2(t) = & \frac{K_2(t)}{2\ddot{A}} + \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{\beta(t) - \beta(\tau)}{[\ddot{A}(t-\tau)]^{3/2}} e^{-\frac{[\beta(t)-\beta(\tau)]^2}{4\ddot{A}(t-\tau)}} K_2(\tau) d\tau + \\
& + \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{\beta(t)}{[\ddot{A}(t-\tau)]^{3/2}} e^{-\frac{\beta^2(t)}{4\ddot{A}(t-\tau)}} K_1(\tau) d\tau \\
\text{где } \tilde{\gamma}'_1(t) = & \tilde{\gamma}_1(t) - \frac{1}{2} \int_0^t \frac{\tilde{\varphi}(\xi)}{\sqrt{\pi \ddot{A}t}} e^{-\frac{\xi^2}{4\ddot{A}t}} d\xi - \int_0^t d\tau \int_0^t \frac{\tilde{\Phi}_k(\xi, \tau)}{2\sqrt{\pi \ddot{A}(t-\tau)}} \cdot e^{-\frac{\xi^2}{4\ddot{A}(t-\tau)}} d\xi; \\
\tilde{\gamma}'_2(t) = & \tilde{\gamma}_2(t) - \frac{1}{2} \int_0^t \frac{\tilde{\varphi}(\xi)}{\sqrt{\pi \ddot{A}t}} e^{-\frac{[\beta(t)-\xi]^2}{4\ddot{A}t}} d\xi - \int_0^t d\tau \int_0^t \frac{\tilde{\Phi}_k(\xi, \tau)}{2\sqrt{\pi \ddot{A}(t-\tau)}} \cdot e^{-\frac{[\beta(t)-\xi]^2}{4\ddot{A}(t-\tau)}} d\xi.
\end{aligned} \tag{16}$$

Исключая из первого уравнения системы (16) и подставляя в следующее уравнение $K_1(t)$, имеем:

$$\begin{aligned}
\tilde{\gamma}'_2(t) = & \frac{K_2(t)}{2\ddot{A}} + \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{\beta(t) - \beta(\tau)}{[\ddot{A}(t-\tau)]^{3/2}} e^{-\frac{[\beta(t)-\beta(\tau)]^2}{4\ddot{A}(t-\tau)}} K_2(\tau) d\tau + \\
& + \frac{2\ddot{A}}{\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{\beta(t)}{[\ddot{A}(t-\tau)]^{3/2}} e^{-\frac{\beta^2(t)}{4\ddot{A}(t-\tau)}} \tilde{\gamma}'_1(\tau) d\tau + \\
& + \frac{\ddot{A}}{8\pi} \int_0^t \frac{\beta(t)}{[\ddot{A}(t-\tau)]^{3/2}} e^{-\frac{\beta^2(t)}{4\ddot{A}(t-\tau)}} \left(\int_0^t \frac{\beta(\tau_1)}{[\ddot{A}(t-\tau_1)]^{3/2}} e^{-\frac{\beta^2(\tau_1)}{4\ddot{A}(t-\tau_1)}} K_2(\tau_1) d\tau_1 \right) d\tau.
\end{aligned} \tag{17}$$

Вводя обозначение

$$q(t) = \tilde{\gamma}_2(t) - \frac{\ddot{A}}{2\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{\beta(t)}{[\ddot{A}(t-\tau)]^{3/2}} \tilde{\gamma}'_1(\tau) e^{-\frac{\beta^2(t)}{4\ddot{A}(t-\tau)}} d\tau, \tag{18}$$

и вычисляя интеграл в (17), получим

$$\begin{aligned}
& - \frac{K_2(t)}{2\ddot{A}} + \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{\beta(t) - \beta(\tau)}{[\ddot{A}(t-\tau)]^{3/2}} e^{-\frac{[\beta(t)-\beta(\tau)]^2}{4\ddot{A}(t-\tau)}} K_2(\tau) d\tau + \\
& + \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{\beta(t)}{[\ddot{A}(t-\tau)]^{3/2}} e^{-\frac{\beta(t)^2}{4\ddot{A}(t-\tau)}} K_2(\tau) d\tau = q(t).
\end{aligned} \tag{19}$$

Обозначая,

$$\lambda = \frac{1}{2\sqrt{\ddot{A}}}, \quad f(t) = 2\ddot{A}q(t), \quad K(t, \tau) = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi}} \frac{\beta(t) - \beta(\tau)}{(t - \tau)^{3/2}} \times$$

$$x e^{-\frac{\lambda^2 [\beta(t) - \beta(\tau)]^2}{(t - \tau)}} + \frac{\lambda}{\sqrt{\pi}} \frac{\beta(t)}{(t - \tau)^{3/2}} e^{-\frac{\lambda^2 \beta(t)^2}{(t - \tau)}}, \quad (20)$$

получаем интегральное уравнение

$$K_2(t) - \int_0^t K(t, \tau) K_2(t, \tau) d\tau = f(t) \quad (21)$$

Интегральное уравнение (21) вольтеррово в $C(0, \ell)$, тогда и только тогда, когда:

$$\lim_{t \rightarrow 0} \int_0^t K(t, \tau) d\tau = 0$$

Действительно, учитывая, что $e^{-z} < 1$ при $z > 0$, легко показать, что приведенное выше равенство выполняется. Тогда для уравнения (21) существует единственное решение, которое имеет вид:

$$K_2(t) = \sum_{n=0}^{\infty} K_{2,n}(t), \quad (22)$$

$$K_{2,0}(t) = f(t),$$

$$K_{2,1}(t) = \int_0^t K(t, \tau) K_{2,0}(\tau) d\tau,$$

$$K_{2,2}(t) = \int_0^t K(t, \tau) K_{2,1}(\tau) d\tau,$$

$$K_{2,n}(t) = \int_0^t K(t, \tau) K_{2,n-1}(\tau) d\tau$$

причем (22) сходится абсолютно и равномерно в топологии $C(0, \ell)$.

Тогда

$$K_1(t) = 2\ddot{A}\tilde{\gamma}_1(t) + \frac{\ddot{A}}{2\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{\beta(t)}{[\ddot{A}(t - \tau)]^{3/2}} e^{-\frac{\beta^2(\tau)}{4\ddot{A}(t - \tau)}} \sum_{n=0}^{\infty} K_{2,n}(\tau) d\tau \quad (23)$$

Выполняя обратное преобразование, окончательно имеем:

$$U(r, z, t) = \sum_{\tilde{e}=0}^{\infty} J_0(\lambda_{\tilde{e}} r) \left\{ e^{-\ddot{A}t} \left[\frac{1}{2\ddot{A}\sqrt{\pi}} \int_0^t e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4\ddot{A}t}} dt \times \right. \right.$$

$$x \left(\int_0^{\ell} \varphi(r, \xi) I_0(\lambda_{ok} r) r dr \right) d\xi + \frac{R I_1(\lambda_{ok} R)}{2\sqrt{\pi} \ddot{A}} \int_0^t d\tau \int_0^{\ell} \frac{\gamma(\xi, \tau)}{\sqrt{t - \tau}} e^{-\ddot{A}t} e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4\ddot{A}(t - \tau)}} d\xi +$$

$$\left. \left. + \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{z}{[\ddot{A}(t - \tau)]^{3/2}} e^{-\frac{z^2}{4\ddot{A}(t - \tau)}} K_1(\tau) d\tau + \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{z - \beta(\tau)}{[\ddot{A}(t - \tau)]^{3/2}} e^{-\frac{[z - \beta(\tau)]^2}{4\ddot{A}(t - \tau)}} K_2(\tau) d\tau \right] \right\} \quad (24)$$

Таким образом, получено аналитическое решение задачи о кристаллизации цилиндра конечных размеров. Уравнение (24) поддается численному решению при заданных начальных и граничных условиях (2)-(5).

Однородные граничные условия. В этом случае задача примет вид:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \ddot{A} \left[\frac{\partial^2 C}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial C}{\partial r} \right) \right] \quad (25)$$

$$\left. \begin{aligned} C(r, z, t)|_{t=0} &= 0; \\ C(r, z, t)|_{r=R} &= C_0 = \text{const}; \\ C(r, z, t)|_{z=0} &= C_0 = \text{const}; \\ C(r, z, t)|_{z=\beta(t)} &= C_0 = \text{const} \end{aligned} \right\}, \quad (26)$$

где $\tilde{N}_0$ - значение концентрации растворенного вещества на поверхности цилиндра и на подвижной границе раздела сред.

Найденные нами интегральные преобразования позволили свести задачу (25)-(26) к уравнениям Вольтера II рода в банаховом пространстве.

Тогда общее решение задачи примет вид:

$$\begin{aligned} C(r, z, t) = \sum_{\hat{e}=0}^{\infty} I_0(\lambda_{o\hat{e}} r) & \left\{ e^{-\tilde{A}t} \left[\frac{RI_1(\lambda_{o\hat{e}} R)}{2\sqrt{\pi\tilde{A}}} \int_0^t d\tau \int_0^H \frac{\tilde{N}_1}{\sqrt{t-\tau}} \times \right. \right. \\ & \times e^{-\tilde{A}t} e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4\tilde{A}(t-\tau)}} d\xi + \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{z}{[\tilde{A}(t-\tau)]^{3/2}} e^{-\frac{z^2}{4\tilde{A}(t-\tau)}} K_1(\tau) d\tau + \\ & \left. \left. + \frac{1}{4\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{z-\beta(\tau)}{[\tilde{A}(t-\tau)]^{3/2}} e^{-\frac{[z-\beta(\tau)]^2}{4\tilde{A}(t-\tau)}} K_2(\tau) d\tau \right] \right\}. \end{aligned} \quad (27)$$

Нам нужно вычислить интегралы:

$$I_1 = \int_0^t d\tau \int_0^H \frac{\tilde{N}_0}{\sqrt{t-\tau}} e^{-\tilde{A}\tau} e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4\tilde{A}(t-\tau)}} d\xi, \quad (28)$$

$$I_2 = \int_0^t \frac{z}{[\tilde{A}(t-\tau)]^{3/2}} e^{-\frac{z^2}{4\tilde{A}(t-\tau)}} K_1(\tau) d\tau, \quad (29)$$

$$I_3 = \int_0^t \frac{z-\beta(\tau)}{[\tilde{A}(t-\tau)]^{3/2}} e^{-\frac{[z-\beta(\tau)]^2}{4\tilde{A}(t-\tau)}} K_2(\tau) d\tau. \quad (30)$$

При больших временах измерения t интегралы I_2 и I_3 пренебрежимо малы и $e^{-\tilde{A}t} \rightarrow 1$. Тогда задача сводится к вычислению интеграла I_1 :

$$I_1 = \int_0^t d\tau \int_0^H \frac{\gamma(\xi, \tau)}{\sqrt{t-\tau}} e^{-\tilde{A}\tau} e^{-\frac{(z-\xi)^2}{4\tilde{A}(t-\tau)}} d\xi = \tilde{N}_0 \int_0^t \frac{e^{-\tilde{A}\tau}}{\sqrt{t-\tau}} I'_1(\tau) d\tau. \quad (31)$$

Чтобы вычислить $I'_1(\tau)$ в (31) сделаем замену переменных $y = \frac{z-\xi}{\sqrt{4\tilde{A}(t-\tau)}}$, тогда получим:

$$I'_1(\tau) = \sqrt{4\tilde{A}(t-\tau)} \left[\int_0^{z_2} e^{-y^2} dy - \int_0^{z_1} e^{-y^2} dy \right], \quad (32)$$

где

$$z_1 = \frac{z}{\sqrt{4\tilde{A}(t-\tau)}}, \quad z_2 = \frac{z-H}{\sqrt{4\tilde{A}(t-\tau)}}.$$

Интегралы в квадратных скобках представляют собой функцию:

$$\text{erfz} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-y^2} dy. \quad (33)$$

Используя формулу (33) и ее разложение в ряд, после несложных вычислений получим:

$$I'_1(\tau) = \left[ze^{\frac{z^2}{\sqrt{4\ddot{A}(t-\tau)}}} - (z-H)e^{\frac{(z-H)^2}{\sqrt{4\ddot{A}(t-\tau)}}} \right]. \quad (34)$$

Подставляя (34) в (31), и вычисляя, получим:

$$I_1 = \frac{2\sqrt{\ddot{A}}}{z} \cdot U_1. \quad (35)$$

Ограничиваясь первым членом в сумме (27), для стационарной концентрации имеем следующее выражение:

$$\tilde{N}(r, z) = \frac{\tilde{N}_0 R}{\sqrt{\pi z}} I_0\left(\frac{2r}{R}\right). \quad (36)$$

При получении (36) мы учли, что из уравнения $I_0(\lambda_{ок} r) = 0$ следует $\lambda_0 = 2r/R$ и $I_1(2) = 1$. Радиальная и осевая составляющие градиента концентрации, учитывая (36), будут равны:

$$\frac{\partial \tilde{N}}{\partial r} = \frac{2}{z} \frac{\tilde{N}_0}{\sqrt{\pi}} I_1\left(\frac{2r}{R}\right), \quad (37)$$

$$\frac{\partial \tilde{N}}{\partial z} = \frac{R \tilde{N}_0}{\sqrt{\pi z^2}} I_0\left(\frac{2r}{R}\right). \quad (38)$$

Полученные частные решения с точностью до постоянного множителя совпадают с решениями, полученными в работе [2]. Это подтверждает правильность общего аналитического решения рассмотренной нами задачи.

Коррозионная стойкость. Коррозия определяется концентрацией диффундирующих молекул (например, кислорода). Графики функций Бесселя I_0 и I_1 показаны на рис. 1.

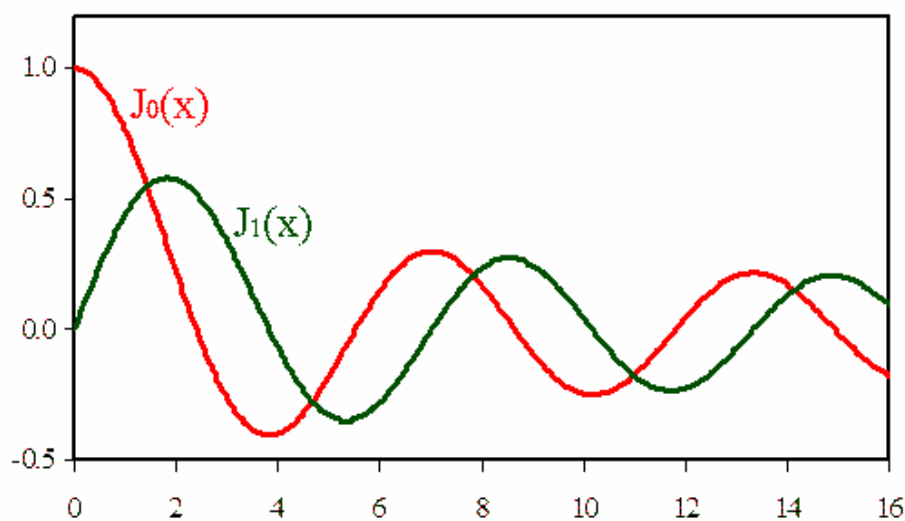


Рисунок 1. График функции Бесселя I_0 и I_1 .

В обоих случаях графики представляют собой осциллирующие функции. Иными словами, даже если мы поддерживаем изотермические условия на стенках металлического цилиндра, все равно мы не можем избавиться от вредного влияния градиентов концентраций. Из уравнения (38) вытекает:

$$z^2 = \frac{R \tilde{N}_0}{\sqrt{\pi}} I_0\left(\frac{2r}{R}\right) = \ddot{A} \cdot \tau, \quad (39)$$

где z – толщина диффузионного слоя, D – коэффициент диффузии, τ – продолжительность процесса [2]. Уравнение (39) с точностью 0,95 выполняется во всех случаях.

Итак, нужно сделать важный вывод, что движение с подвижной границей раздела фаз приводит к автоволновому процессу. Сами термины «автоволновой процесс», «автоволна» (АВ) были предложены Р.В. Хохловым, хотя теория автоволн была начата математиками – работы Р. Фишера (1937), А.Н. Колмогорова, Г.И. Петровского и И.С. Пискунова (1937), Н. Винера и А. Розенблюта (1946), А. Тьюринга (1952) – задолго до их экспериментального открытия [6]. В последующем теория АВП стала неотъемлемой частью теории самоорганизации или синергетики [7–9].

Таким образом, автоволна – один из результатов самоорганизации в термодинамически активных неравновесных системах. Это самоподдерживающийся волновой процесс, существующий в нелинейных средах, содержащих распределённые источники энергии. Период, длина волны, скорость распространения, амплитуда и другие характеристики автоволны определяются исключительно локальными свойствами среды.

Кроме движения фронта горения к автоволновым процессам относятся колебательные химические реакции в активных средах, распространение импульса возбуждения по нервному волокну, волны химической сигнализации в колониях некоторых микроорганизмов, автоволны в сегнетоэлектрических и полупроводниковых плёнках, популяционные автоволны, распространение эпидемий и многие другие явления [10-17].

Такое многообразие АВП приводит к многообразию механизмов их возникновения, которые не всегда понятны и не всегда описываются простыми математическими моделями. Так дело обстоит со многими АВП в конденсированных средах и системах (включая и процесс коррозии).

Заключение. Уравнения (38) и (39) определяют коррозионную стойкость материала. Сделанный в работе вывод, что движение с подвижной границей раздела фаз приводит к автоволновому процессу, определяет процесс коррозии как синергетический процесс.

Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке МОН РК. Гранты №0118РК000063 и №Ф.0781.

Литература

1. Азаренков Н.А., Литовченко С.В., Неклюдов И.М., Стоев П.И. Коррозия и защита металлов. Часть 1. Химическая коррозия металлов. – Харьков, 2007. – 187 с.
2. Любов Б.Я. Теория кристаллизации в больших объемах. – М.: Наука, 1975. – 266 с.
3. Gupta S.C. The Classical Stefan Problem. Basic Concepts, Modelling and Analysis with Quasi-Analytical Solutions and Methods. - Elsevier, Typeset by SPi Global, India, 2018. – 732 p.
4. Юров В.М., Кукетаев Т.А. Кристаллизация цилиндра конечных размеров // Рук. деп. в ВИНТИ, 1982, № 6485-82 Деп.
5. Юров В.М., Ещанов А.Н., Кукетаев Т.А. Кристаллизация цилиндра конечных размеров при периодических граничных условиях // Вестник ПГУ, 2005, №1. С.28-31.
6. Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г. Автоволновые процессы. - М.: Наука, 1987. - 240 с.
7. Хакен Г. Информация и самоорганизация: Макроскопический подход к сложным системам. - М.: Мир, 1991. - 240 с.
8. Заславский Г.М. Физика хаоса в гамильтоновых системах. - Москва-Ижевск: Ин-т компьютерных исследований. 2004. - 288 с
9. Анищенко В.С., Вадивасова Т.Е., Шиманский-Гайер Л. Динамическое и статистическое описание колебательных систем. - Москва-Ижевск: Ин-т компьютерных исследований. 2005. - 156 с.
10. Герасев А.П. Неравновесная термодинамика автоволновых процессов в слое катализатора // УФН, 2004, Том 174, №10. - С. 1061-1087.
11. Елькин Ю.Е. Автоволновые процессы // Математическая биология и биоинформатика, 2006, том 1, №1. - С. 27-40.
12. Хищенко К.В., Ткаченко С.И., Левашов П.Р. О волне плавления в металле при быстром нагреве мощным импульсом тока // Письма в ЖТФ, 2006, том 32, вып. 3. – С. 67-74.
13. Зуев Л.Б. Данилов В.И., Баранникова С.А. Физика макролокализации пластического течения. - Новосибирск: Наука. 2008. 328 с.
14. Майер Р.В. Компьютерное моделирование автоволновых процессов // Потенциал, 2009, № 07 (55). – С. 42-49.
15. Мищенко Е.Ф., Садовничий В.А., Колесов А.Ю., Розов Н.Х. Автоволновые процессы в нелинейных средах с диффузией. - М.: Физматлит. 2010. - 395 с.
16. Хабибуллин И.Л., Назмутдинов Ф.Ф., Габзалилов А.Ф. Автоволновой режим нагрева диэлектрических сред электромагнитным излучением // Теплофизика и аэромеханика, 2010, том 17, № 2. – С. 229-236.
17. Глызин С.Д., Колесов А.Ю., Розов Н.Х. Автоволновые процессы в кольцевой нейронной цепи с однонаправленной связью // Моделирование и анализ информационных систем, 2015, Т.22, №3– С. 404–419.