Производство сгущенных молочных консервов позволяет увеличить сроки хранения молока и обеспечить ежедневное его употребление в тех условиях, при которых свежее питьевое молоко не может быть завезено и расширяет ассортимент молочной продукции. Но не стоит забывать, что такая сладость может испортить наши фигуры из-за содержания в нем большого количества сахара.

Технология приготовления сгущенного молока очень интересная, сложная и трудоемкая. За счет слаженной работы коллектива получается качественная продукция, которую можно без опасения употреблять в пищу не только взрослым, но и детям дошкольного возраста. Предприятия нужно и можно развивать, так как они нуждаются в реконструкции, усовершенствовании в автоматизации технологического процесса. Повышении надежности производства, бесперебойной работы не зависимо от времени года и улучшении качества производимой продукции.

1. Голубева Л.В. Хранимоспособность молочных консервов / Л.В. Голубева, Л.В. Чекулаева, К.К. Полянский – М.: ДеЛи принт, 2001 – 115 с.
2. Крусъ Г.Н. Технология молока и молочных продуктов/ Г.Н. Крусъ, А.Г. Храмцов. – М.: Колосс, 2004.- 127 с.
3. Твердохлеб Г.В. Технология молока и молочных продуктов / Г.В. Твердохлеб, З.Х. Диланян, Л.В. Чекулаева – М.: Агропроиздат, 1991 – 463 с.
4. Бредихин С.А. Технология переработки молока / С.А. Бредихин – М.: Колос, 2001 – 400 с.
5. Петров А.Н. Органолептические свойства молочных консервов / А.Н. Петров – Молочная пром – сть, 2004 – 49 с.

Шерыхалин К.О.

Моделирование нестационарного процесса электрохимического осесимметричного формообразования при переменном выходе по току

*Уфимский государственный авиационный технический университет
(Россия, Уфа)*

doi: 10.18411/sr-10-10-2018-39

idsp: 000001:sr-10-10-2018-39

Аннотация

При численном решении задача моделирования нестационарного формообразования сводится к решению трех краевых задач для определения аналитических функций комплексного переменного на каждом временном шаге: конформного отображения области параметрического переменного на физическую плоскость, задачи Дирихле для определения напряженности электрического поля и задачи Римана-Гильберта по вычислению частных производных по времени координат точек межэлектродного пространства (образы точек на границе параметрической плоскости фиксируются). В отличие от плоской задачи для определения напряженности используются интегральные преобразования аналитической функции. Производится аппроксимация сплайн-функциями, описываются алгоритмы общего решения нестационарных осесимметричных задач, отличающиеся от известных учетом скачкообразного изменения зависимости выхода по току от плотности тока. Представлены результаты численного исследования установления стационарных конфигураций.

Ключевые слова: электрохимическая обработка, осесимметричная задача, выход по току, нестационарность, численное решение

Введение

Электрохимическая размерная обработка (ЭХО) – один из перспективных способов получения деталей сложной формы из труднообрабатываемых материалов.

Кроме того, при ЭХО практически не производится силового и теплового воздействия на заготовку; электрод – инструмент (ЭИ) практически не изнашивается. Однако, поскольку обработка проводится в бесконтактном режиме и, в отличие от электроэрозионной обработки, форма детали не является эквидистантной к поверхности ЭИ, расчет формообразования обрабатываемой поверхности представляет сложную задачу [1].

Моделирование электрохимической обработки (ЭХО) основано на законе Фарадея, согласно которому скорость растворения $V_{\text{есм}}$ равна [1]

$$V_{\text{есм}} = \frac{k}{\kappa} \eta j, \quad k = \frac{\kappa \varepsilon}{\rho}, \quad (1)$$

где ε – электрохимический эквивалент; ρ – плотность растворяемого материала; κ – электропроводность электролита; j – плотность тока на анодной границе; $\eta = \eta(j)$ – выход по току (доля тока, участвующего в реакции растворения металла).

В данной работе зависимость выхода по току от плотности тока моделируется ступенчатой функцией [2–4]

$$\eta(j) = \begin{cases} \eta_0, & j > j_1, \\ 0 \leq \eta \leq \eta_0, & j = j_1, \\ 0, & j < j_1. \end{cases} \quad (2)$$

Модель (2) применяется для решения нестационарной задачи осесимметричного электрохимического формообразования.

1. Постановка задачи

Рассмотрим задачу формообразования обрабатываемой поверхности (анода) движущимся точечным источником – электродом-инструментом (ЭИ). Меридиональное сечение области течения (или межэлектродного пространства (МЭП)) показано на рис. 1. Здесь ADB – свободная граница, точка C – точечный источник, движущийся со скоростью V_0 к свободной поверхности.

Представляет интерес исследование закономерностей изменения формы границы анода во времени.

Рис. 1. Схема МЭП

Потенциал Φ и функция тока Ψ осесимметричного поля выражается через функцию комплексного переменного, аналитическую (т.е. удовлетворяющую условиям Коши-Римана) в области Z , форма границ которой совпадает с формой границ межэлектродного пространства в меридиональном сечении осесимметричного поля, с помощью формул (интегральных преобразований Г.Н. Положего [5]):

$$\Phi(X_0, Y_0) = -\frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \int_{X_1}^{Z_0} f(Z) \frac{dZ}{\sqrt{(Z-Z_0)(Z-\bar{Z}_0)}}, \quad (3)$$

$$\Psi(X_0, Y_0) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \int_{X_1}^{Z_0} f(Z) \frac{(Z-X_0)dZ}{\sqrt{(Z-Z_0)(Z-\bar{Z}_0)}}, \quad (4)$$

где $Z_0 = X_0 + iY_0$, $\bar{Z}_0 = X_0 - iY_0$. $X_1 + i0$ – некоторая точка на оси симметрии X .

Таким образом, решение осесимметричной задачи сводится к решению некоторой плоской задачи для определения аналитической функции $W(Z)$, представляющей комплексный потенциал некоторого вспомогательного плоского поля. Потенциал и функция тока осесимметричного поля получаются путем интегральных преобразований (3), (4), примененных к функции $f(Z) = dW/dZ$ [1].

Краевые условия вспомогательной плоской задачи записываются в виде интегральных уравнений, которые получаются приравнением к константе правых частей (3) для эквипотенциальных границ или (4) для изолированных. Равенство нулю мнимой или действительной части $f(Z)$ в общем случае не приводит к равенству нулю или константе соответствующих интегралов.

Для случая постоянного выхода по току стационарная задача этого типа была решена в [6], нестационарная – в [7].

Отобразим конформно области, соответствующие МЭП на плоскостях Z и W на полосу (рис. 2, а). При этом задачу определения функции $W(Z)$, аналитической на области МЭП можно решать в параметрическом виде. Границы области МЭП определяются через частную производную $\frac{\partial Z}{\partial t}(\chi, t)$ численным методом путем дискретизации времени.

Рис. 2. Образ МЭП на плоскостях: а – параметрического переменного χ ; б – комплексного потенциала

Таким образом, на каждом временном шаге решаются три краевые задачи: найти три аналитические внутри полосы χ функции $W(\chi, t)$, $Z(\chi, t)$ и $\frac{\partial Z}{\partial t}(\chi, t)$, удовлетворяющие определенным краевым условиям.

Краевые условия

Краевым условием для определения функции $W(\chi, t)$ является условие эквипотенциальности анода, оговоренное выше.

Краевым условием для определения функции $Z(\chi, t)$ является равенство мнимой (или действительной) части $Z(\chi, t)$ на нижней границе полосы $\chi = \sigma$ ($-\infty < \sigma < \infty$) известной при каждом фиксированном t функции $g_1(\sigma, t)$. Эта краевая задача решается аналитически (с помощью формулы Шварца).

Краевые условия для функции $\partial Z / \partial t(\chi, t)$ на границах МЭП определяются законом Фарадея (1). Этот закон приводит к уравнению типа Полубариновой – Галина [8, 9]. Окончательно это уравнение примет вид [10]:

$$\operatorname{Im}\left(\frac{\partial Z}{\partial t} \frac{\partial \bar{Z}}{\partial \sigma}\right) = -k\eta \frac{1}{Y} \frac{\partial \Psi}{\partial \sigma}. \quad (5)$$

В расчетах более удобно использовать безразмерные величины. Введем безразмерные координаты и время следующим образом

$$z = \frac{Z}{l}, x = \frac{X}{l}, y = \frac{Y}{l}, w = \frac{W}{U}, \phi = \frac{\Phi}{U l}, \psi = \frac{\Psi}{U l}, \tau = \frac{V_{\text{et}} t}{l}, \quad (6)$$

где l – характерный размер; $U = I/(\kappa l)$, I – ток, t – время.

В безразмерных переменных равенство (5) примет вид

$$\frac{\partial x}{\partial \tau} \frac{\partial y}{\partial \sigma} - \frac{\partial y}{\partial \tau} \frac{\partial x}{\partial \sigma} = \bar{\eta} \frac{\lambda}{y} \frac{d\psi}{d\sigma}, \quad \bar{\eta} = \frac{\eta}{\eta_0}. \quad (7)$$

Равенство (7) служит краевым условием для определения производной $\partial z / \partial \tau(x, \tau)$ на части границы, соответствующей поверхности анода. В качестве характерного размера l удобно выбрать диаметр паза D , который получается при достаточно большом заглублении ЭИ в тело детали.

Согласно закону Фарадея (1) количество растворенного металла при $\eta = \eta_0 = \text{const}$ равно

$$\frac{k\eta_0}{\kappa} \Delta Q = \frac{k\eta_0}{\kappa} I \Delta t = V_{\text{et}} S \Delta t, \quad (8)$$

где Q – заряд, протекающий в цепи за время Δt , S – площадь сечения паза, образующегося при заглублении ЭИ в тело заготовки $S = \pi R^2$; R – радиус паза. Тогда получим формулу

$$\pi R^2 = \frac{k\eta_0 I}{\kappa V_{\text{et}}}, \quad l = D = 2R = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{k\eta_0 I}{\kappa V_{\text{et}}}}, \quad \tau = \frac{4}{\pi} \frac{k\eta l}{\kappa l^3} t. \quad (5)$$

Тогда в (7) $\lambda = \pi/4$.

2. Метод решения задачи

Метод решения нестационарных осесимметричных задач, в соответствии со сказанным выше, включает три основных этапа: нахождения конформного отображения области параметрического переменного на физическую плоскость, определения составляющих напряженности с помощью интегральных преобразований аналитической функции и вычисления частных производных координат поверхности по времени.

Задача конформного отображения решается следующим образом. В качестве области изменения параметрического переменного $\chi = \sigma + i\upsilon$ удобно выбрать полосу ширины $1/2$ с соответствием точек, указанным на рис. 2.

Функция, отображающая плоскость χ на физическую, ищется в виде суммы

$$z(\chi) = z_0(\chi) + z_\Delta(\chi). \quad (9)$$

При $\chi \rightarrow \infty$ величина $\operatorname{Re} z_\Delta(\chi) \rightarrow 0$. Функция $z_0(\chi) = i g \operatorname{sh} \pi \chi$ при $g > 0$ конформно отображает полосу плоскости χ на левую полуплоскость с разрезом. При этом граница $\chi = \sigma$ отображается на поверхность ADB , граница $\chi = \sigma + i/2$ – на разрез $A'CB'$. Положение точечного источника $z_0(i/2) = -g$.

Функция $z_\Delta(\chi)$ получается следующим образом. Будем искать решение на границе $\chi = \sigma$ в узловых точках $\sigma_m (m=0, \dots, n)$. Искомые будут значения $\operatorname{Re} z_\Delta(\sigma_m) = x_m$. При $\sigma = \sigma_n$ примем $\operatorname{Re} z_\Delta(\sigma_n) = 0$, поскольку $z_\Delta(\sigma)$ быстро (как экспонента) убывает при $\sigma \rightarrow \infty$. Значения $\operatorname{Re} z_\Delta(\sigma)$ в промежуточных между узловыми точками найдем, аналогично [7], с помощью кубического сплайна $P(\sigma)$, имеющего две непрерывные производные.

Для восстановления функции $z_\Delta(\chi)$ используем формулу Шварца [7] с учетом того, что $z_\Delta(\chi)$ аналитическая функция, имеющая, как и $z_0(\chi)$ чисто действительные

значения на прямой $\text{Im}\chi=1/2$. Аналитически продолжая функцию $z_\Delta(\chi)$ на полосу единичной ширины, получим

$$z_\Delta(\chi) = -i2\text{sh}\pi\chi \int_0^\infty P(\sigma) \frac{\text{ch}\pi\sigma d\sigma}{\text{ch}^2\pi\sigma - \text{ch}^2\pi\chi}. \quad (11)$$

Производная $dz_\Delta/d\chi(\chi)$ определяется дифференцированием (11)

$$\frac{dz_\Delta}{d\chi}(\chi) = -i2\text{ch}\pi\chi \int_0^\infty \frac{dP}{d\sigma}(\sigma) \frac{\text{sh}\pi\sigma}{\text{ch}^2\pi\sigma - \text{ch}^2\pi\chi} d\sigma. \quad (12)$$

Зададим условие $\text{Re}[z_0(i/2) + z_\Delta(i/2)] = x_c$ и найдем из этого условия параметр g

$$z\left(\frac{i}{2}\right) = -g + 2 \int_0^\infty P(\sigma) \frac{d\sigma}{\text{ch}\pi\sigma} = x_c. \quad (13)$$

Осесимметричная задача определения напряженности решается путем сведения ее к вспомогательной плоской задаче. Для ее решения область, соответствующая МЭП на плоскости комплексного потенциала (рис. 2,б), конформно отображаются на плоскость параметрического переменного χ (рис. 2,а).

Областью изменения комплексного потенциала для плоской задачи является полуполоса единичной ширины

$$w_0(\chi) = \frac{1}{\pi} \ln \left(\text{th} \frac{\pi}{2} \left(\chi - \frac{i}{2} \right) \right). \quad (14)$$

Производные

$$\frac{dw_0}{d\chi}(\chi) = \frac{i}{\text{ch}\pi\chi}, \quad \frac{dw_0}{dz_0} = -\frac{1}{g\pi \text{ch}^2\pi\chi}, \quad \frac{\partial^2 w_0}{\partial z_0 \partial \chi}(\chi) = \frac{2\pi \text{sh}\pi\chi}{\text{ch}^3\pi\chi}. \quad (15)$$

Для вспомогательной плоской задачи областью изменения комплексного потенциала является криволинейная полуполоса (рис. 2,б), так как границы, соответствующие обрабатываемой поверхности для этой задачи не эквипотенциальны. Закон изменения потенциала на границах вспомогательной плоской задачи определяется краевым условием (1), где $f(z) = \frac{dw}{dz}(\chi)$, $\Phi=\text{const}$, то есть условием эквипотенциальности границы в осесимметричной задаче.

Безразмерный потенциал можно искать в виде суммы:

$$\phi(x, y) = \phi_0(x, y) + \phi_1(x, y) = -\frac{1}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{(x+l)^2 + y^2}} - \frac{1}{\pi} \text{Im} \int_0^{\sigma_0} \frac{\partial w}{\partial \sigma}(\sigma) \frac{d\sigma}{\sqrt{(z-z_0)(z-\bar{z}_0)}}, \quad (18)$$

где $\phi_0(x, y)$ – потенциал точечного источника, расположенного на расстоянии l слева от начала координат.

Составляющие напряженности вычисляются по формулам (3), (4) с использованием замены переменной интегрирования на σ и изменением контура интегрирования (так как подынтегральная функция является аналитической по z)

$$\frac{\partial}{\partial x} \phi(x, y) = -\frac{1}{4\pi} \frac{x+l}{[(x+l)^2 + y^2]^{3/2}} - \frac{1}{\pi} \text{Im} \int_0^{\sigma_0} \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial \sigma}(\sigma) \frac{d\sigma}{\sqrt{(z-z_0)(z-\bar{z}_0)}}, \quad (19)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \phi(x, y) = \frac{1}{4\pi} \frac{y^2}{[(x+l)^2 + y^2]^{3/2}} + \frac{1}{\pi y} \text{Im} \int_0^{\sigma_0} \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial \sigma}(\sigma) \frac{(z-x_0)d\sigma}{\sqrt{(z-z_0)(z-\bar{z}_0)}}. \quad (20)$$

Будем искать решение в виде функции

$$f_1(\chi) = \frac{\partial^2 w}{\partial z \partial \chi}(\chi). \quad (21)$$

Эта функция должна обладать свойствами, аналогичными функции (15), т.е. при $\chi=\sigma+i0$ ее действительная часть должна быть нечетной функцией σ , при $\chi=\sigma+i/2$ $f_1(\sigma+i/2)$ должна быть чисто действительной. Тогда ее можно аналитически продолжить на полосу единичной ширины. При этом $\text{Ref}_1(\sigma+i)=\text{Ref}_1(\sigma+i0)$.

Искомыми параметрами будут значения действительной части функции $\text{Ref}_1(\sigma_m) = f_m$ в узловых точках σ_m , ($m = 1, \dots, n$). При $\sigma=\sigma_0=0$ $\text{Ref}_1(\sigma_0) = 0$, поскольку действительная часть f_1 - нечетная функция σ , как и (16). При $\sigma=\sigma_n$ примем $\text{Ref}_1(\sigma_n) = 0$, поскольку $f_1(\sigma)$ быстро (как экспонента) убывает при $\sigma \rightarrow \infty$. Значения $\text{Ref}_1(\sigma)$ в промежуточных между узловыми точках найдем с помощью кубического сплайна.

Для восстановления функции $f_1(\chi)$ используем формулу Шварца

$$f_1(\chi) = -i2\text{ch}\pi\chi \int_0^\infty S(\sigma) \frac{\text{sh}\pi\sigma d\sigma}{\text{ch}^2\pi\sigma - \text{ch}^2\pi\chi}. \quad (22)$$

Условие эквипотенциальности обрабатываемой поверхности при решении методом коллокаций приводит к системе уравнений (равенству нулю тангенциальной составляющей напряженности):

$$F_m = \text{Re} \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} + i \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \frac{\overline{\partial z}}{\partial \sigma} (\sigma_m) \right] = 0, \quad m = 0, \dots, n-1. \quad (23)$$

Подставив в (19), (20) выражение $f_1(\sigma)$ через сплайн и формулу Шварца, а полученные выражения в (23), получим систему линейных (относительно переменных f_m) уравнений.

После решения системы линейных алгебраических уравнений полученные значения f_m подставляются в (19) – (20) для вычисления $\frac{\partial \phi}{\partial x}$, $\frac{\partial \phi}{\partial y}$.

Нестационарная задача решается с помощью дискретных шагов по времени $\Delta\tau$. При этом на каждом временном шаге τ_j решаются задачи конформного отображения полосы параметрической плоскости χ на физическую плоскость z и определения составляющих напряженности $\frac{\partial \phi}{\partial x}$, $\frac{\partial \phi}{\partial y}$. При этом задача конформного отображения в полном объеме решается только при $\tau=0$, так как после каждого шага по времени значения переменных $x_m(\tau_j)$ подставляются в используемый сплайн и интегралы Шварца.

После определения $\frac{\partial \phi}{\partial x}$, $\frac{\partial \phi}{\partial y}$ остается решить третью краевую задачу: найти частную производную $\frac{\partial z_\Delta}{\partial \tau}(\chi, \tau_j) = \frac{\partial x_\Delta}{\partial \tau}(\chi, \tau_j) + i \frac{\partial y_\Delta}{\partial \tau}(\chi, \tau_j)$ как аналитическую функцию комплексного параметра χ . Эта задача имеет единственное решение, как задача Римана Гильберта [7].

Для вычисления производной $\frac{\partial z_\Delta}{\partial \tau}(\chi, \tau_j)$ применяется способ, аналогичный применяемому, для определения конформного отображения $z_\Delta(\chi, \tau_j)$. Искомыми параметрами на каждом временном шаге $\tau_j=j\Delta\tau$ будут значения $\text{Re} \frac{\partial z_\Delta}{\partial \tau}(\sigma_m, \tau_j) = q_m$. Значения $\text{Re} \frac{\partial z_\Delta}{\partial \tau}(\sigma, \tau_j)$ в промежуточных между узловыми точках найдем с помощью кубического сплайна $R(\sigma, \tau)$.

Для восстановления $\frac{\partial z_\Delta}{\partial \tau}(\chi, \tau_j)$ используем формулу Шварца, аналогичную (11). Эта же формула при $\chi=i/2$ используется для определения $\frac{dg}{d\tau}$ по заданным значениям $\frac{dx_c}{d\tau}(\tau)=1$

$$-\frac{dg}{d\tau}(\tau) + \frac{\partial x_\Delta}{\partial \tau}\left(\frac{i}{2}, \tau\right) = -\frac{dg}{d\tau} + 2 \int_0^\infty R(\sigma, \tau) \frac{d\sigma}{\text{ch}\pi\sigma} = \frac{dx_c}{d\tau} = 1$$

Значения q_m определяются методом коллокаций [7] так, чтобы краевое условие (7) удовлетворялось в узловых точках σ_m , $m = 1, \dots, N$.

После решения системы линейных алгебраических уравнений и определения частных производных $\frac{\partial x_\Delta}{\partial \tau} = q_m$ производится шаг по времени по методу предиктор-корректор второго порядка точности.

Далее снова повторяется процесс вычисления $\frac{\partial z_\Delta}{\partial \sigma}$, $\frac{\partial \phi}{\partial x}$, $\frac{\partial \phi}{\partial y}$ и т.д.

3. Численные результаты

Поверхности, полученные при решении задач, представлены на рис. 3 с шагом по безразмерному времени $\Delta\tau=1$ для числа узлов $n=64$. Для удобства система координат повернута на 90° . Отношение максимальной плотности тока на обрабатываемой поверхности $j_{\max}$ (которая имеет место в точке D на рис. 1) к критической j_1 (см. (2)) характеризует режим обработки. На рис. 3 приведены результаты расчетов для трех значений: $\alpha=\infty$, $\alpha=2$ и $\alpha=1$. Видно, что радиус отверстия, образующегося на обрабатываемой поверхности, существенно зависит от этого параметра, как и кривизна поверхности финальной формы вблизи точки входа ЭИ. Видно также, что вблизи ЭИ поверхность быстро приобретает стационарную форму.

Рис. 3. Нестационарные формы обрабатываемой поверхности:
а – $\alpha=\infty$; б – $\alpha=2$; в – $\alpha=1$

Заключение

Таким образом, в данной работе предложен метод численного решения нестационарных осесимметричных задач ЭХО, основанный на интегральных преобразованиях аналитической функции. Решение численных примеров подтвердило высокую эффективность предложенного метода и определить формы обрабатываемой поверхности.

Работа финансово поддержана грантом РФФИ (проект 17-07-00356).

1. Житников В.П., Зайцев А.Н. Импульсная электрохимическая размерная обработка. М.: Машиностроение, 2008. – 413 с.
2. Житников В.П., Зиннатуллина О.Р., Ошмарина Е.М., Федорова Г.И. Моделирование электрохимического формообразования при ограничениях на растворение // Научно-технические ведомости СПбГПУ. СПб. 2009. – №4 (82). – С. 221–224.

3. Житников В.П., Ошмарина Е.М., Федорова Г.И. Использование разрывных функций для моделирования растворения при стационарном электрохимическом формообразовании // Изв. Вузов. Математика. 2010, – № 10. – С. 77–81.
4. Zhitnikov V.P., Sherykhalina N.M., Porechny S.S. Stationary electrochemical machining simulation applying to precision technologies, in Bulletin of the South Ural State University. Ser. Mathematical Modelling, Programming & Computer Software (Bulletin SUSU MMCS, Chelyabinsk, Russia), 2017. – Vol. 10, – № 4, – pp. 15–25.
5. Положий Г.Н. Обобщение теории аналитических функций комплексного переменного. Киев: Киев. ун-т, 1965. – 442 с.
6. Шерыхалина Н.М., Зиннатуллина О.Р., Соколова А.А. Моделирование стационарного процесса электрохимического осесимметричного формообразования точечным электродом-инструментом // Успехи современной науки. Белгород. 2017. – Т. 2, – № 8. – С 137 – 144.
7. Житников В. П., Зиннатуллина О.Р., Поречный С.С., Шерыхалина Н.М. Особенности установления предельных решений нестационарных осесимметричных задач Хеле-Шоу // ПМТФ. 2009. – Т. 50. – №4. – С. 87-99.
8. Полубаринова-Кочина П.Я. Нестационарное движение в теории фильтрации. // ПММ. 1945. – Т. 9. – С. 79-90.
9. Галин Л.А. Нестационарная фильтрация со свободными границами // ДАН СССР. – Т. 47, 1945. – С. 246-249.
10. Zhitnikov V.P., Sherykhalina N.M., Zaripov A.A. Modelling of precision steady-state and non-steady-state electrochemical machining by wire electrode-tool // Journal of Materials Processing Technology. 2016, Vol. 235, pp. 49–54.

Шихов А.И., Дунаева Е.Н.
Неразрушающие методы контроля

*Санкт-Петербургский Горный университет
(Россия, Санкт-Петербург)*

doi: 10.18411/sr-10-10-2018-40

idsp: 000001:sr-10-10-2018-40

Аннотация

В данной работе представлен обзор основных методов неразрушающего контроля, области их применения, критериев их оценки и ряда преимуществ и недостатков данных методов.

Ключевые слова: неразрушающие методы контроля, дефектоскопия, объект контроля, дефект, акустические методы, электрические методы, тепловые методы, метод контроля течеисканием, магнитные методы, капиллярные методы, радиационные методы.

Неразрушающие методы контроля – это общее название методов контроля свойств материалов, дефектоскопии, применяемых для выявления нарушений сплошности или однородности изделия, отклонений химического состава и т.д., выполняемые без изменений свойств, размеров и характеристик, присущих контролируемому материалу. Иными словами неразрушающий контроль позволяет установить соответствие изделия заданным параметрам, не выводя данное изделие из эксплуатации.

Главные требования, предъявляемые к дефектоскопии:

- Осуществление контроля на каждой стадии изготовления, эксплуатации и ремонта контролируемого объекта;
- Максимальная достоверность результатов дефектоскопии;
- Высокая автоматизация контроля;
- Надежность и универсальность аппаратуры, применяемой в целях контроля;
- Простота интерпретации полученных данных об объекте контроля.