Технические науки

ВРОЖДЕННАЯ СПОСОБНОСТЬ ИНФОРМАЦИОННО-ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

Колесников В.А., Юров В.М., Исмаилов Ж.Т.
e-mail: kolesnikov.vladimir@gmail.com

Процесс измерения связан с взаимодействием прибора с объектом и регистрацией им отклика последнего на внешнее поле. Разные приборы регистрирует различную величину отклика, что связано с их «врожденной» способностью процесса измерения.

В работе [1] нами была получена формула для функции Ф отклика произвольной системы на внешнее воздействие. Разлагая экспоненту в знаменателе Ф в ряд и пренебрегая малыми членами, нетрудно получить, полагая Ф = Э – эффективности информационно-измерительной системы (ИИС):

$$Э = \varepsilon \ln W, \tag{1}$$

где ε – параметр модели; W – характеризует объем ресурсов ИИС, который пропорционален объему памяти ИИС, чувствительности приборов и ряду других параметров. В начальный момент образования системы – $W = \varepsilon$, так что

$$Э_{в} = \varepsilon \ln \varepsilon. \tag{2}$$

Полученное выражение и есть врожденная способность ИИС.

Уравнения (1) и (2) показывают, что эффективность ИИС тем больше, чем больше их врожденная способность.

Уравнение (2) позволяет экспериментально определять врожденную способность ИИС. Если в качестве эффективности ИИС взять отношение выходной сигнал/входной сигнал, то можно определить $Э_1$, $Э_2$, …по заданным W_1, W_2, … и, тем самым, врожденную способность ИИС. Таким образом, можно проводить анализ ИИС с точки их технической состоятельности и экономической перспективности.

Список литературы

1. Юров В.М. // Вестник КарГУ, сер. Физика. – 2005. – № 3(39). – С. 13–15.

ПРОВОДИМОСТЬ ТВЕРДЫХ КОМПОЗИТОВ

Колесников В.А., Юров В.М., Халенов О.С.
e-mail: kolesnikov.vladimir@gmail.com

В работе [1] нами предложена модель электропроводности твердых электролитов. Для плотности тока в гетерогенной среде получено выражение:

$$j = \frac{kTe}{C_1}\frac{E}{G^0} \cdot \overline{N}, \tag{1}$$

где $C_1 = 2\Delta Sk\,\tau_p / \tau = \text{const}$; ΔS – изменение энтропии; τ – время жизни возбужденного состояния; $\tau_р$ – время релаксации; e – заряд электрона; E – напряженность электрического поля. Когда $\overline{N} = \text{const}$, мы из (1) имеем закон Ома в дифференциальной форме:

$$j = \sigma E, \tag{2}$$

где проводимость

$$\sigma = \frac{kTe}{C_1}\frac{\overline{N}}{G^{\circ}}. \tag{3}$$

В случае поверхностной проводимости $G^0 = \alpha S$, α – поверхностное натяжение; S – удельная поверхность. В этом случае резкое увеличение проводимости композита обусловлено уменьшением межфазного натяжения в соответствии с уравнением (3).

В рамках такой модели, полученные нами и результаты С. Лианга [2], следует рассматривать с точки зрения того факта, что мелкодисперсный оксид алюминия выступает в качестве поверхностно – активного вещества по отношению к сульфату лития, резко изменяя межфазное поверхностное натяжение. Отметим, что резкое изменение проводимости твердых диэлектриков при введении в них некоторых добавок остается до сих пор дискуссионным вопросом [3].

Список литературы

1. Юров В.М., Халенов О.С., Закамолкин В.А. // Вестник развития науки и образования. – 2010. – № 3. – С. 7–10.
2. Liang C.C // J.Electrochem. Soc. – 1973. –Vol. 120. –P. 1289–1292.
3. Ярославцев А.Б. // Успехи химии. – 2009. –Т. 78. – № 11. – С. 1094–1112.

РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОЧНОСТИ МАЛЫХ ЧАСТИЦ

Юров В.М., Лауринас В.Ч., Гученко С.А., Завацкая О.Н.
e-mail: kolesnikov.vladimir@gmail.com

Для функции отклика системы частиц на разрушающее поле нами получено:

$$\Phi = \frac{T}{C_1} \cdot \frac{A}{G^0}, \tag{1}$$

где A – работа (энергия) разрушения; T – температура; G^0 – потенциал Гиббса; C_1 – постоянная. По гипотезе Бонда полная работа разрушения пропорциональна среднему геометрическому между объемом и площадью вновь образуемой поверхности образца:

$$A = K_B\sqrt{d^2 d^3} = K_B d^{2,5}. \tag{2}$$

Для малых частиц основную роль играет поверхность, так что $G^0 = \sigma \cdot S = \sigma \times \pi d^2$, σ – поверхностное натяжение. В качестве функции отклика системы на приложенное разрушающее напряжение возьмем функцию $1/(\sigma_T - \sigma_M)$. Тогда уравнение (1) примет вид:

$$\sigma_T = \sigma_M + C\sigma d^{-1/2}. \qquad (3)$$

Уравнение (3) по форме совпадает с уравнением Холла-Петча. Однако коэффициенты пропорциональности в обоих формулах различаются. В нашем случае поведение предела текучести малых частиц определяется также величиной их поверхностного натяжения σ. Для малых d А.И. Русанов получил асимптотическую линейную зависимость:

$$\sigma = Kd. \qquad (4)$$

Здесь K – коэффициент пропорциональности. Формула (4) получена на основе термодинамического рассмотрения и должна быть применима к малым объектам различной природы. В этом случае, уравнение (3) принимает вид:

$$\sigma_T = \sigma_M + CKd^{1/2}. \qquad (5)$$

Уравнение (5) показывает обратный эффект по отношению к уравнению Холла-Петча. Экспериментально этот эффект обнаружен для многих металлических частиц с размером менее 10 нм.

СТАЦИОНАРНОЕ ТЕПЛОВОЕ ПОЛЕ БЕСКОНЕЧНОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛАСТИНЫ НАНОМЕТРОВОЙ ТОЛЩИНЫ

Юров В.М., Лауринас В.Ч.,
Гученко С.А., Завацкая О.Н.
e-mail: kolesnikov.vladimir@gmail.com

Во всех руководствах по расчету тепловых полей тонких покрытий космической и авиационной техники исходят из классических уравнений теплопроводности, где коэффициент теплопроводности считается постоянной величиной. Однако при толщине пленки менее 50–100 нм в ее физических свойствах начинают сказываться размерные эффекты. Рассмотрим задачу о тепловом поле неограниченной пластины толщиной δ. Ограничимся стационарным случаем. Тогда уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\frac{d}{dx}\left(\lambda \frac{dT}{dx}\right) = 0. \qquad (1)$$

В классическом случае λ = const, а в нашем – $\lambda = \lambda_0(1 - \alpha/\alpha + x)$ [1]. Здесь α размерный фактор. С учетом размерного эффекта, уравнение (1) приводится к виду:

$$\frac{xd}{x+\alpha}\frac{T}{dx} = \frac{C_1}{\lambda_0}. \qquad (2)$$

Здесь C_1 – постоянная интегрирования. Решение уравнения (2) имеет вид:

$$T(x) = \frac{C_1}{\lambda_0}(x + \alpha \ln x) + C_2. \qquad (3)$$

Если в (1) λ = const, то имеем классическое решение задачи:

$$T(x) = C_1 x + C_2. \qquad (4)$$

В отличие от классической задачи (4) в уравнении (3) появляется логарифмический член. Это приводит к расходимости в начале координат. Поэтому граничные условия нужно задавать не при $x = 0$, а при $x = \lambda_{дБ}$ – длине де Бройлевской волны электронов.

Список литературы

1. Юров В.М., Лауринас В.Ч. и др. // Успехи современного естествознания. – 2012. – № 7. – С. 88–93.

ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОЧАСТИЦ

Юров В.М., Лауринас В.Ч., Гученко С.А.,
Завацкая О.Н.
e-mail: kolesnikov.vladimir@gmail.com

Расчет коэффициента теплопроводности производился по формуле:

$$\lambda(r) = \lambda_0 \cdot \left(1 - \frac{d}{d + r}\right).$$

Здесь λ_0 – коэффициент теплопроводности массивного образца, значение которого взято из справочника [1]; d – размерный параметр, значение которого получено нами в работе [2]. Результаты представлены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Коэффициент теплопроводности чистых металлов (М) [1]

М	λ_0, Вт/(м·К)	М	λ_0, Вт/(м·К)	М	λ_0, Вт/(м·К)	М	λ_0, Вт/(м·К)	М	λ_0, Вт/(м·К)	М	λ_0, Вт/(м·К)
Li	84,8	Sr	–	Sn	65	Cr	67	Ni	92	Ho	16
Na	142,0	Ba	–	Pb	35	Mo	162	Ce	11	Er	15
K	79,0	Al	207	Cu	395	W	130	Pr	13	Tm	17
Rb	58,2	Ga	33	Ag	418	Mn	8	Nd	17	Yb	35
Cs	35,9	In	88	Au	310	Tc	51	Sm	13	Lu	16
Be	182	Tl	47	Zn	111	Re	50	Eu	14	–	
Mg	165	Si	167	Cd	93	Fe	75	Gd	11	–	
Ca	98	Ge	60	Hg	8	Co	71	Dy	11	–	