

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:

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

Уравнение (3) по форме совпадает с уравнением Холла-Петча. Однако коэффициенты пропорциональности в обеих 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:

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

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:

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

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 ТЕПЛОЕ 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 тол-

щиной δ . Ограничимся стационарным случаем. Тогда уравнение теплопроводности имеет вид:

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

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

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

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

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

Если в (1) $\lambda = \text{const}$, то имеем классическое решение задачи:

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

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 $x = \lambda_{\text{дб}}$ – 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)										
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	–	–