Автор выражает благодарность В. М. Батенину за полезные обсуждения.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступило в редакцию
16 III 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. М. Батенин, В. С. Зродников, В. Ф. Чиннов.* В сб. Плазмохимические реакции и процессы (под ред. Л. С. Полака). «Наука», 1977, стр. 279.
2. *А. Я. Усиков, И. Д. Трутень, А. П. Моторненко, Е. В. Белоусов.* УФЖ, *16*, № 5, 705, 1971.
3. *С. П. Мартынюк, А. П. Моторненко, А. Я. Усиков.* ДАН УССР, сер. А, № 9, 735, 1975.
4. *Л. Е. Белоусова.* В сб. Явления переноса в низкотемпературной плазме. «Наука и техника», Минск, 1969, стр. 166.
5. *Л. М. Балтин, В. М. Батенин, В. Р. Гольдберг, Н. И. Цемко.* В сб. Генераторы низкотемпературной плазмы. «Энергия», 1969, стр. 438.
6. *Ю. П. Райзер.* Лазерная искра и распространение разрядов. «Наука», 1974, стр. 257.

УДК 536.413

О РАЗЛИЧИИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО И СРЕДНЕГО ТЕМПЕРАТУРНЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЛИНЕЙНОГО РАСШИРЕНИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

Гуревич В. М., Лифанов И. И., Поснов Н. П.

В термодинамике твердого тела используется дифференциальный температурный коэффициент объемного расширения $\beta \cong 3\alpha$, где

$$\alpha = \frac{1}{l_0} \cdot \frac{dl}{dt} \tag{1}$$

– дифференциальный температурный коэффициент линейного расширения (ТКЛР); l_0 – длина при выбранной стандартной температуре t_0.

В то же время экспериментально с помощью дилатометра обычно измеряется средний ТКЛР

$$\overline{\alpha} = \frac{1}{l_0} \cdot \frac{\Delta l}{\Delta t} \tag{2}$$

при нормированном [1] температурном шаге $\Delta t = 100°$ С. В связи с этим возникает проблема правомерности замены при термодинамических описаниях твердого тела дифференциальных ТКЛР на измеряемые средние ТКЛР либо оценки поправки

$$\Delta\alpha = \alpha - \overline{\alpha}, \tag{3}$$

которую следует вводить для оценки дифференциального ТКЛР по результатам измерения среднего ТКЛР в виде

$$\alpha = \overline{\alpha} + \Delta\alpha. \tag{4}$$

Возможна непосредственная экспериментальная оценка размера величины дифференциального ТКЛР из измерений среднего ТКЛР при все уменьшающихся температурных шагах $\Delta t = t_{i+1} - t_i$ при неизменной их средней температуре $t_{ср} = 0{,}5 \cdot (t_i + t_{i+1})$ путем экстраполяции получаемой зависимости $\overline{\alpha} = f(\Delta t)_{t_{ср}}$ к значению $\Delta t = 0$ как

$$\alpha = \lim_{\Delta t \to 0} [\overline{\alpha} = f(\Delta t)_{t_{ср}}]_{t = t_{ср}}. \tag{5}$$

В табл. 1 приведены примеры такой оценки.

Подобная оценка размера величины дифференциального ТКЛР чрезвычайно трудоемка и не может рассматриваться как нормальная процедура.

Более перспективной представляется расчетная оценка размера величины поправки (3). Можно, например, как это было сделано в [2] для объема, разложить в ряд по малому параметру Δt температурную функцию длины $l = f(t)$. Тогда для по-

Таблица 1

№ п/п	$\bar{\alpha}$	ТКЛР·10^5, K^{-1}					
		Δt, °C					
		100	80	60	40	20	0
1	$\bar{\alpha}$	0,545	0,549	0,553	0,555	0,556	0,557=α
2	$\bar{\alpha}$	2,271	2,285	2,294	2,301	2,305	2,307=α
3	$\bar{\alpha}$	1,299	1,314	1,325	1,336	1,339	1,342=α

Экспериментальная оценка дифференциального ТКЛР по уравнению (1) из измерений среднего ТКЛР по уравнению (2): 1 — для кристаллического корунда в направлении, перпендикулярном оси L_6^3, при $t_{ср}=50°$ С; 2 — для кристаллического кварца в направлении, параллельном оси L_3, при $t_{ср}=350°$ С; 3 — для кристаллического кварца в направлении, перпендикулярном оси L_3, при $t_{ср}=350°$ С.

правки (3) получим оценку

$$\Delta\alpha \cong \frac{1}{2}\left[\frac{d\alpha}{dt}+3\alpha^2\right]\Delta t, \tag{6}$$

или, поскольку $(d\alpha/dt)\cong(d\bar{\alpha}/dt_{ср})$ и $(3\alpha^2)\ll(d\alpha/dt)$,

$$\Delta\alpha \cong \frac{1}{2}\frac{d\bar{\alpha}}{dt_{ср}}\Delta t. \tag{7}$$

Однако выражения (6), (7) могут применяться лишь при следующих существенных ограничениях: только для температур ниже дебаевской температуры твердого тела и из условий разложения при малых температурных шагах Δt.

Когда тепловое расширение твердого тела может быть описано условными уравнениями вида полиномов, оказывается возможной расчетная оценка поправки (3), свободная от ограничений, указанных для уравнений (6), (7).

Если относительное удлинение может быть описано в виде

$$\varepsilon_t = \frac{l_t-l_0}{l_0} = \sum_1^n a_n(t-t_0)^n, \tag{8}$$

то дифференциальный ТКЛР можно представить выражением

$$\alpha = \frac{d\varepsilon_t}{dt} = \sum_1^n na_n(t-t_0)^{n-1}, \tag{9}$$

средний ТКЛР – выражением

$$\bar{\alpha} = \frac{\varepsilon_{t_{i+1}}-\varepsilon_{t_i}}{t_{i+1}-t_i} = a_1 + \Delta t^{-1}\sum_2^n a_n[(t_{i+1}-t_0)^n-(t_i-t_0)^n]. \tag{10}$$

Ограничившись достаточным для решения поставленной задачи значением $n=3$ и взяв непосредственно разность (9) и (10), получим поправку (3)

$$\Delta\alpha={}^1/_4 a_3\cdot\Delta t^2, \tag{11}$$

справедливую уже для любых температурных шагов Δt и для всей области температур, в которой справедливы исходные полиномы (8)–(10).

Приведенное в табл. 2 сравнение расчетных оценок поправки (3) согласно уравнениям (7) и (11) с ее экспериментальными оценками согласно (5) (см. табл. 1), указывает на преимущество использования выражения (11) при значительных температурных шагах Δt.

Как можно видеть, при средних температурах поправка (3) может быть существенной, и ее следует учитывать согласно (4). В то же время в области высоких температур поправка (3) может оказаться пренебрежимо малой, и это дает основание при термодинамических описаниях твердого тела использовать вместо дифферен-

Таблица 2

№ п/п, $t=t_{ср}$, °C	$\Delta\alpha$ (3) из (5), (7), (11)	$\Delta\alpha\cdot10^7$, K^{-1}				
		Δt, °C				
		20	40	60	80	100
	(5)	0,1	0,2	0,4	0,8	1,2
1	(7)	1,6	3,2	4,8	6,2	8,0
50	(11)	0,05	0,12	0,43	0,77	1,21
	(5)	0,3	0,6	1,7	2,8	4,3
2	(7)	4,0	8,0	12,0	16,0	20,0
350	(11)	0,17	0,69	1,55	2,75	4,30
3	(5)	–	–	–	0	0
1700	(11)	–	–	0,002	0,003	0,004
4	Из $\varepsilon_t=f(t)$	–	–	–	–	0
2350	(11)	–	–	0,02	0,03	0,04

Сравнение расчетных по (7), (11) и экспериментальных по (5) [для молибдена — дифференцированием зависимости $\varepsilon_t=f(t)$] оценок величины поправки (3):1 — монокристаллический корунд в направлении, перпендикулярном оси L_6^3, при $t=t_{ср}=50°$ C, ($a_3=4{,}8\cdot10^{-11}$ K^{-3}; $(d\bar{\alpha}/dt_{ср})\cong1{,}5\cdot10^{-8}$ K^{-1}/K); 2 — монокристаллический кварц в направлении, перпендикулярном оси L_3, при $t=t_{ср}=350°$ C ($a_3=1{,}72\cdot10^{-10}$ K^{-3}; $(d\bar{\alpha}/dt_{ср})\cong4\cdot10^{-8}$ K^{-1}/K); 3 — монокристаллический корунд в направлении, перпендикулярном оси L_6, при $t=t_{ср}=1700°$ C ($a_3=1{,}75\cdot10^{-13}$ K^{-3}); 4 — поликристаллический молибден при $t=t_{ср}=2350°$ C ($a_3=1{,}74\cdot10^{-12}$ K^{-3}).

циального ТКЛР по (1) непосредственно экспериментально измеряемый средний ТКЛР по (2).

Равенство $\bar{\alpha}=\alpha$ среднего и дифференциального ТКЛР имеет место лишь в двух случаях.

Во-первых, при очевидном условии линейной зависимости от температуры относительного удлинения (8)

$$\varepsilon_t=a_1(t-t_0) \tag{12}$$

или

$$\alpha=\bar{\alpha}=a_1=\text{const}. \tag{13}$$

Во-вторых, как следует из (11), где различие дифференциального и среднего ТКЛР начинается лишь с третьего коэффициента регрессии a_3, при линейной температурной зависимости ТКЛР из (1) и (2) в виде (9), (10)

$$\alpha = a_1 + 2a_2(t-t_0) = a_1 + 2a_2(t_{ср}-t_0) = \bar{\alpha}; \qquad t_{ср} = \frac{t_i+t_{i+1}}{2} = t. \tag{14}$$

ВНИИФТРИ

Поступило в редакцию
2 III 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. ГОСТ 8.018-75. Стандарты. М., 1975.
2. *С. И. Новикова.* Тепловое расширение твердых тел. «Наука», 1974.

УДК 539.12

ИОННО-МОЛЕКУЛЯРНЫЕ РАВНОВЕСИЯ В ПАРАХ ХЛОРИДА И БРОМИДА БАРИЯ И ИХ СМЕСИ. ТЕПЛОТЫ ОБРАЗОВАНИЯ ИОНОВ

Кудин Л. С., Погребной А. М., Краснов К. С.

Ранее нами были изучены ионно-молекулярные равновесия в парах хлорида и бромида бария [1].

В этой работе излагаются результаты аналогичных исследований смеси указанных соединений (о методике проведения эксперимента см. [2]). Использовались химически чистые препараты $BaBr_2$ и $BaCl_2\cdot2H_2O$. Кристаллогидрат предварительно обезвоживался в течение нескольких часов при 150° C. Испарение препаратов про-