

9. Bosyakov, M. N. Nitrogen transfer during ion nitriding / M. N. Bosyakov, A. A. Kozlov, I. L. Pobel // Inżynieria Powierzchni. – 2015. – Vol. 20. – N 3. – P. 3–9.
10. Саханько, С. А. Эффективность применения метода ионного азотирования для упрочнения изделий из стали 13X14H3B2ФР-Ш / С. А. Саханько, М. Н. Босьяков, М. В. Нерода // Современные методы и технологии создания и обработки материалов: сб. научных трудов. – Минск: ФТИ НАН Беларуси. – Кн. 2. – 2018. – С. 235–243.
11. Лук'яненко, О. Г. Поліпшення антифрикційних властивостей титанового сплаву ВТ6 / О. Г. Лук'яненко, І. М. Погрелюк, І. Л. Поболь, В. С. Труш, С. М. Лаврись // Фізико-хімічна механіка матеріалів. – 2018. – Т. 54. – № 1. – С. 38–45.
12. Поболь, И. Л. Исследование формирования упрочненных слоев на титановых сплавах методом ионно-плазменного азотирования / И. Л. Поболь, И. Г. Олешук, А. Н. Дробов, Сун Фун, Ван Лин // Весці Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. – 2019. – Т. 64 (в печати).
13. Nmadu, D. Feature of formation of aluminium oxide coatings in sulphuric and tartaric acids using high voltage electrochemical oxidation (HVEO) / D. Nmadu, I.L. Pobel, A.A. Parshuto // Современные методы и технологии создания и обработки материалов: сб. научных трудов. – Минск: ФТИ НАН Беларуси. – 2015. – Кн. 2. – С. 245–252.
14. Stepanova, E. A. Physico-mechanical properties of the Cr-C and Mo-C coatings / E.A. Stepanova, I.L. Pobel, J. Rajczyk // Advanced Materials Research. – 2013. – Vol. 750–752. – P. 1959–1962.

Материал поступил в редакцию 03.01.2018

POBAL I. L. Methods of high energy treatment of materials. Experience of development in the industry

The results of work focused on the development of investigations in the real sectors of high technology and industry are presented. The effect of concentrated energy beams and fluxes of electrons, plasma, and ions in the modes of obtaining materials joints, improving the properties of surface layers provides drastically new properties of products, primarily made of metals. The results of studies performed using such sources recently are considered.

УДК 538.9

**Лявшук И. А., Лиопо В. А., Хвисевич В. М.,
Овчинников Е. В., Веремейчик А. И., Никитин А. В.**

СВЯЗЬ ТЕМПЕРАТУРЫ ДЕБАЯ С ПАРАМЕТРАМИ СВОЙСТВ КРИСТАЛЛОВ

Введение. В классической термодинамике молярная теплоемкость вещества при постоянном объеме имеет значение $C_V^u = 3R$, где $R = 8,31441 \text{ Дж} / (\text{К} \cdot \text{моль})^{-1}$ и называется универсальной газовой постоянной. Однако $C_V^u = \text{const}$ лишь при уменьшении температуры лишь до определенного ее значения. При $T = \theta_D$, C_V^u с понижением температуры начинает монотонно уменьшаться. θ_D названа дебаевской температурой. Следовательно, при $T < \theta_D$ классическое описание термодинамических процессов в кристалле необходимо заменить на другое, которое соответствует квантовой теории. Величина θ_D связана с другими дебаевскими параметрами, например, с дебаевской частотой ω_D . Эта частота зависит от структурно-химических параметров вещества и анализ этой зависимости явился целью исследования в представленной работе.

Классическая теория теплоемкости. В классической теории теплоемкости атомы моделируются абсолютно жесткими упругими шарами, которые имеют три степени свободы движения. При температуре $T > \theta_D$ на одну степень свободы движения такого атома приходится энергия $E = kT$. Так как в одном моле число атомов равно A (числу Авагадро), то один моль вещества «содержит» энергию [1]:

$$E = 3AkT = 3RT. \quad (1)$$

Теплоемкость при постоянном объеме, когда тепловая энергия не расходуется на совершение работы, молярная теплоемкость C_V^u , которая равна $C_V^u = dE / dT = 3R = 24,94 \approx 25 \text{ Дж} / \text{К} \cdot \text{моль}$.

Квантовая теория теплоемкости. Развитие криогенных техно-

логий позволило уже в начале XX века открыть эффект сверхпроводимости и изучить изменения теплоемкости $C_V^u = f(T)$ при низких температурах [2, 3]. На рисунке 1 приведена экспериментальная зависимость C_V^u от температуры.

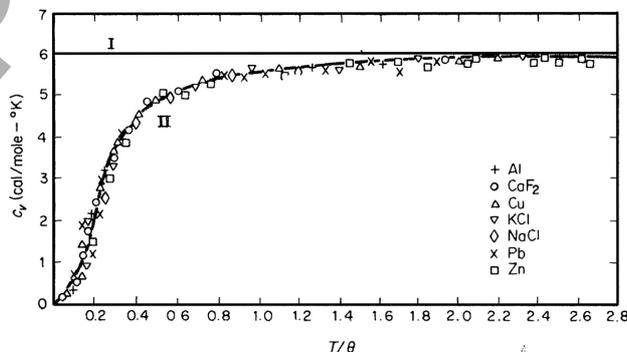


Рисунок 1 – Обобщенная зависимость $C_V = f(T / \theta_D)$ [3]

Для объяснения $C_V^u = f(T)$ $T < \theta_D$ А. Эйнштейном и П. Дебаем примерно в одно и то же время независимо друг от друга были рассмотрены квантовые модели [2, 4].

Оба этих ученых отмечали, что при $T < \theta_D$ атомы нельзя рассматривать как шарики (или точки). Каждый атом является квантовым осциллятором со своим волновым числом (q) и, следовательно, со своей частотой (ω). А. Эйнштейн исходил из предположения о гомологичности атомов и считал, что все атомы, как квантовые ос-

Лявшук Ирина Александровна, ст. преподаватель кафедры информационных систем и технологий, магистр природоведческих наук Гродненского государственного университета им. Янки Купалы; e-mail: ilavshuk@grsu.by.

Лиопо Валерий Александрович, д. физ.-мат. н., профессор, профессор кафедры теоретической физики и теплотехники Гродненского государственного университета им. Янки Купалы; e-mail: liopo@grsu.by.

Овчинников Евгений Витальевич, д. т. н., доцент, доцент кафедры логистики и методов управления Гродненского государственного университета им. Янки Купалы, e-mail: ovchin@grsu.by.

Никитин Александр Викторович, к. т. н., доцент, доцент кафедры теоретической физики и теплотехники Гродненского государственного университета им. Янки Купалы; e-mail: nic@grsu.by.

Беларусь, 230023, г. Гродно, ул. Ожешко, 22.

цилляторы, колеблются с одинаковой частотой, называемой частотой Эйнштейна (w_E).

П. Дебай предположил, что волновые векторы атомов в пространстве волнового вектора равномерно распределены внутри сферы с радиусом $P(w_D)$, то есть при $w > w_D$ справедливо классическое, а при $w < w_D$ – квантовое описание.

Следовательно,

$$\theta_D = \frac{\hbar}{k} w_D, \quad (2)$$

где w_D – дебаевская частота. Общее число волновых векторов (P) зависит от числа атомов, причем

$$P = \frac{4}{3} \pi (P_D)^3. \quad (3)$$

Следовательно, число волновых векторов в сферическом слое с радиусом $P(w) \div P(w + dw)$:

$$dP(w) = 4\pi P(w) dP(w) \quad (4)$$

или

$$dP(w) = 4\pi w^2 dw. \quad (5)$$

Распределение частот в модели Эйнштейна описывается условием:

$$P_E = \delta(w - w_E), \quad (6)$$

где δ – дельта функция.

В области сверхнизких температур $C_V^u = T^3$ и согласуется с моделью Дебая. В этой температурной области может возникать фазовый переход в сверхпроводящее состояние, при котором наблюдается скачкообразный рост C_V^u [5]. Ни одна из указанных моделей не может объяснить этот факт. Но это подтверждает идею Дебая о том, что при низких температурах увеличивается роль электронных процессов. При $T = \theta_D$ электронный вклад в теплоемкость невелик, хотя теплопроводность обусловлена, в основном, имеющимися электронами [6].

Так, при $T < \theta_D$ атомы рассматриваются как квантовые осцилляторы, а взаимодействие между ними осуществляется либо через взаимодействие спаряных электронов, либо посредством возбуждения квантового электронного газа, то следует говорить о наличии в кристаллах при $T < \theta_D$ «электронного желе». Динамические возбуждения при этом осуществляются посредством квазичастиц фононов и плазмонов [7]. Температура Дебая некоторыми авторами рассматривалась как своеобразный «подгоночный» параметр, позволяющий достичь большего согласия между теоретическими и экспериментальными значениями C_V^u [4, 8, 9]. Появилось утверждение, что дебаевская температура зависит от температуры [10]. На нелогичность (и ненаучность) этого утверждения указывали многие, например [6, 11].

В настоящее время θ_D рассматривается как параметр свойств вещества и внесен в различные справочники. Основным критерием θ_D является эксперимент по изучению функции $C_V^u = f(T)$. Так как начало отклонений C_V^u от $3R$ определить точно невозможно, то экспериментально значение θ_D точно определить невозможно, как, например, невозможно точно определить температуру «разжижения» стекла. Чем сильнее неравенства $T < \theta_D$ или $T > \theta_D$, тем строже работает соответствующее приближение.

Дебаевские параметры кристаллов. При температуре $T = \theta_D$ происходит изменение механизма протекания физических процессов. Но с температурой Дебая связаны и другие параметры состояния вещества. Если внутреннюю энергию при $T = \theta_D$ обозначить (дебаевская энергия), то с ней связаны дебаевская частота w_D , дебаевский импульс P_D и, конечно, θ_D . Эта связь описывается условием:

$$E_D = \hbar w_D = k\theta_D = \frac{P_D^2}{2m}. \quad (7)$$

Дебаевский импульс при $T < \theta_D$ соответствует модели «электронного желе», однако при $P = P_D$ можно использовать адиабатическое приближение свободного электрона с эффективной массой m^* . Так как в этих условиях тепловые колебания ионов (атомов) имеют энергию много меньшую, чем энергия плазмонов, то с определенной степенью приближения можно считать, что $m = m_e$, где m_e – масса электрона [6, 7]. В соответствии с условием де Бройля $P_D = \frac{h}{\lambda_D}$. Величина λ_D соответствует размеру частицы, при котором происходит изменение механизмов протекания физических процессов. Следовательно, при размерах образца $r > \lambda_D$, что соответствует $T > \theta_D$, применим макроскопические методы анализа. При $r < \lambda_D$ на значение параметров физических свойств начинает влиять размер образца. Таким образом, $\lambda_D = L_0$ определяет размерную границу между макро- и наносоостояниями. При переходе r через L_0 возникает своеобразное превращение макрофазы \leftrightarrow нанофазы. При $r > L_0$ частица находится в макроскопическом состоянии, при $r < L_0$ – в наносоостоянии. L_0 как и θ_D , не является резкой границей. Соответствующее состояние проявляется тем сильнее, чем сильнее указанные неравенства. Очевидно, что на эту границу будут оказывать влияние и другие факторы, например, дефектность. Обычно металлы находятся в состоянии, когда их $T < \theta_D$ [6]. Из условия (7) следует:

$$k\theta_D = \frac{P_D^2}{2m}, \quad (8)$$

но λ_D рассматривается вдоль определенного направления, например вдоль оси x . Так как $P^2 = P_x^2 + P_y^2 + P_z^2$, то для изотропного вещества.

$$P^2 = 3P_x^2 = \frac{3\hbar^2}{\lambda_D^2} \quad (9)$$

С учетом этого в соответствии с условиями (6,7) значение $\lambda_D = L_0$ примет вид:

$$L_0 = \frac{\sqrt{1,5}\hbar}{\sqrt{km}} \theta_D^{-1/2} = C\theta^{-1/2}. \quad (10)$$

Так как C определяется табличными величинами, после подстановки которых получим $C = 2,3 \cdot 10^{-7} \text{ м} \cdot \text{К}^{1/2}$, то есть (9) примет вид:

$$L_0 = 230 \cdot \theta_D^{-1/2} [\text{нм}]. \quad (11)$$

Сравнение рассчитанных по этой формуле L_0 и значение этой величины из кривых зависимостей численных значений параметров физических свойств в зависимости от размера частицы ни разу не превысило $\frac{\Delta L}{L_{ЭК}}$ на величину больше 10% [12]. Следовательно, де-

баевская температура θ_D должна учитываться при изучении вопросов нанопластики и различных нанотехнологий.

Связь θ_D с параметрами свойств кристаллов. Из теории теплоемкости Дебая следует, что дебаевская частота (w_D) может быть рассчитана по формуле:

$$w_D = (6\pi^2 n)^{1/3} \cdot \bar{U}, \quad (12)$$

где n – число атомов в единице объема, \bar{U} – средняя скорость фононов волны механического возбуждения, то есть средняя скорость звука.

В качестве объекта исследования взяты металлические кристаллы с решетками Бравэ F и I – типа.

Таблица 1 – Табличные данные скорости звука в металлах с решетками ГЦК. (*) – Физические величины: справочник [15]; () Физическая энциклопедия [16]; (◊) – Справочные таблицы www.fxyz.ru [17]; (Δ) – Таблицы физических величин: справочник [18].

Элемент	Символ	Порядковый номер	Скорость звука волны (продольные)	Скорость звука волны поперечные (сдвиговые)	Скорость звука в стержне			
					(Δ)	(◊)	(*)	
Литий	Li	3	–	–	6000	–	◊6000	–
Алюминий	Al	13	6320	3190	5200	Δ5080	◊5100	–
v – Железо	Fe	26	5950	3240	5200	Δ5170	◊4910	–
Никель	Ni	28	5630	2960	4970	Δ4785	◊4970	–
Медь	Cu	29	*4700	*2260	3842	Δ3659	◊3570	–
Серебро	Ag	47	3700	1690	2800	Δ2640	◊2600	–
Платина	Pt	78	3960	1730	2800	Δ2800	◊2680	–
Золото	Au	79	3240	1200	2030	Δ2030	◊1740	–
Свинец	Pb	82	2400	790	1320	Δ1200	◊1260	–
Иридий	Ir	77	–	–	–	Δ4790	◊4825	*4790

Таблица 2 – Табличные данные скорости звука в металлах с решетками ОЦК. (*) – Физические величины: справочник [15]; () Физическая энциклопедия [16]; (◊) – Справочные таблицы www.fxyz.ru [17]; (Δ) – Таблицы физических величин: справочник [18].

Название элемента	Символ	Порядковый Номер	Скорость звука волны (продольные)	Скорость звука волны поперечные (сдвиговые)	Скорость звука в стержне			
					(Δ)	(◊)	(*)	
Натрий	Na	11	–	–	–	–	◊3200	–
Калий	K	19	–	–	–	–	◊2000	–
β – Титан	Ti	22	*6330	*3110	–	–	◊4140	*5040
v – Ванадий	V	23	–	–	–	–	◊4560	–
Рубидий	Rb	37	–	–	–	–	◊1300	–
Молибден	Mo	42	*5670	*3510	–	–	◊6190	–
Барий	Ba	56	–	–	–	–	◊1620	–
Вольфрам	W	74	*5460	*2620	–	Δ5460	◊5174	*4310
v – Уран	U	92	–	–	–	–	◊3155	–
Тантал	Ta	73	–	–	–	–	◊3400	*3350

Анализ литературных данных показал, что значения, θ_D , приведенные в различных источниках и в работе [12], могут отличаться друг от друга [2, 3, 6]. Однако θ_D и величина n определяются независимыми друг от друга методами. Следовательно, необходимо проанализировать определение θ_D по значениям других параметров, определяемых известными методами [13, 14]. Скорость звука связана с θ_D и плотностью атомов условием:

$$\bar{U} = \frac{k\theta_D \cdot a}{\hbar(6\pi^2 \cdot n)^{1/3}} \quad (13)$$

где n – число атомов в единице объема. Для ячеек Бравэ F – I типов $n = \frac{4}{V_1}$ и $n = \frac{2}{V_1}$ соответственно, где V_1 – объем ячейки

кристалла. Если в формулу (13) подставлять $\theta[K]$, $a[\text{Å}]$, то она примет вид:

$$\bar{U} = \frac{10^{-10} k}{\hbar(6\pi^2)^{1/3}} \cdot \frac{1}{(n)^{1/3}} \cdot \theta_D \cdot a, \quad (14)$$

или

$$\theta_D = \bar{U}(6\pi^2 n)^{1/3} \hbar / k, \quad (15)$$

где \bar{U} – средняя скорость звука, k – постоянная Больцмана, \hbar – постоянная Планка; n – определяется на основании дифракционных методов, например, рентгенографических.

$$n = \frac{N}{V_1}, \quad (16)$$

где N – число атомов в ячейке, V_1 – объем ячейки в общем случае, который равен:

$$V_1 = a \cdot b \cdot c \cdot (1 - \cos^2 \alpha - \cos^2 \beta - \cos^2 \gamma)^{1/2}, \quad (17)$$

где $a, b, c, \alpha, \beta, \gamma$ – линейные и угловые параметры решетки. Для кубического кристалла $V_1 = a^3$.

Средняя скорость звука – это табличная величина, как и θ_D . Таким образом, открывается возможность проверки формулы (15).

Для определения θ_D необходимо знать скорости звука, которые были взяты нами из различных литературных источников [15, 16, 17, 18]. Эти значения приведены в таблице 1 и 2. Из таблиц видно, что U существенно отличается друг от друга. Поэтому в таблице приведены максимальные и минимальные U .

В основном скорость звука рассматривается как характеристика его распространения по стержню. Экспериментальные значения скорости звука не рассматривают поперечные волны, как и фоновые возбуждения вещества, это экспериментальные данные.

В таблицах 3 и 4 приведены максимальные и минимальные значения θ_D для металлов, взятые из литературных источников [1, 6, 9, 14], а также рассчитанные по формуле (15) θ_D для некоторых металлов на базе ГЦК и ОЦК структуры соответственно.

К сожалению, неизвестно, как эти значения определялись. В ряде случаев экспериментально определенные различными авторами значения θ_D отличаются от тех, которые приведены в справочниках. Известно, что в металлах скорость звука существенно зависит от обработки, которой был подвергнут металл: прокат, ковка, отжиг. Значение n определяется по результатам структурно-дифракционных экспериментов. Следовательно величина θ_D определяется только одним способом, а именно – по экспериментальным кривым зависимости $C_V(T)$. В соответствии с теорией Дебая значения θ_D и n следует использовать в качестве оценки эффективного, идеализированного значения скорости звука, т. е. \bar{U} определяется по результатам термодинамических и структурно-физических параметров (θ_D и n). Отличие эффективного значения скорости звука от экспериментального

Таблица 3 – Структурно-химические характеристики атомов металлов на базе ГЦК структуры, θ_D – табличные и рассчитанная по формуле (15)

Название элемента	Символ	Порядковый номер	$a, \text{Å}$	$r_a, \text{Å}$	$L_0, \text{нм}$	n $4/a(\text{м}^3)$	Минимальное и максимальное табличные значения $\theta_{D,K}$ [1, 6, 9, 14]	$\theta_{D,K}$ Рассчитанная по формуле $\theta_D = \bar{U}(6\pi^2 n)^{1/3} \hbar / k$ (\bar{U} – табличные значения скорости звука)
Литий	Li	3	4,379	1,56	11,5	0,047636E+30	344 – 430	645
Алюминий	Al	13	4,04955	1,43	11,6	0,060234E+30	375 – 428	604
ν – Железо	Fe	26	3,6467	1,29	11,2	0,082482E+30	355 – 470	671
Никель	Ni	28	3,5238	1,25	11,9	0,091417E+30	375 – 450	663
Медь	Cu	29	3,6147	1,275	13,0	0,084692E+30	315 – 343	500
Серебро	Ag	47	4,08591	1,44	15,7	0,05864E+30	215 – 229	322
Платина	Pt	78	3,9238	1,385	15,2	0,066212E+30	230 – 240	335
Золото	Au	79	4,07832	1,44	17,6	0,058968E+30	164 – 170	234
Свинец	Pb	82	4,9500	1,75	24,6	0,03298E+30	88 – 105	125
Иридий	Ir	77	3,8368	1,35	11,1	0,070819E+30	285 – 420	587

Таблица 4 – Структурно-химические характеристики атомов металлов на базе ОЦК структуры, θ_D – табличная и рассчитанная по формуле (15)

Название элемента	Символ	Порядковый номер	$a, \text{Å}$	$r_a, \text{Å}$	$L_0, \text{нм}$	N $2/a(\text{м}^3)$	Минимальное и максимальное табличные значения $\theta_{D,K}$ [1, 6, 9, 14]	$\theta_{D,K}$ Рассчитанная по формуле $\theta_D = \bar{U}(6\pi^2 n)^{1/3} \hbar / k$ (\bar{U} – табличные значения скорости звука)
Натрий	Na	11	4,2906	1,857	18,78	0,02532E+30	150 – 160	278
Калий	K	19	5,344	2,313	23,00	0,01310E+30	91 – 100	139
β – Титан	Ti	22	3,3065	1,432	11,80	0,05532E+30	380 – 430	569
ν – Ванадий	V	23	3,0258	1,316	11,65	0,07219E+30	338 – 390	563
Рубидий	Rb	37	5,71	2,471	30,74	0,01074E+30	56 – 59	85
Молибден	Mo	42	3,1474	1,362	11,80	0,06414E+30	360 – 450	734
Барий	Ba	56	5,019	2,176	21,93	0,01581E+30	110 – 116	120
Вольфрам	W	74	3,1651	1,374	13,06	0,06307E+30	270 – 400	508
ν – Уран	U	92	3,524	1,526	15,87	0,04570E+30	200 – 210	334
Тантал	Ta	73	3,3029	1,43	15,33	0,05550E+30	225 – 240	378

значения конкретного образца может служить «оценкой» его индивидуальных особенностей, зависящих от состава, обработки, геометрических параметров, среды и других факторов.

Заключение. Одним из важнейших параметров кристаллов является температура Дебая θ_D , который вплоть до настоящего времени рассматривается как формальный «подгоночный» параметр, позволяющий эксперимент «согласовать» с теорией Дебая. В этом случае говорят о зависимости θ_D от температуры, что делает непонятной цель этих «подгонок», а сама зависимость $\theta_D = f(T)$ лишена физического смысла. Температура Дебая на самом деле это граница на экспериментальной кривой $C_V^u = f(T)$, когда постоянное значение $C_V^u = 3R$ начинает монотонно уменьшаться. Температурная точка перехода от постоянного значения C_V^u к температурной области уменьшения C_V^u и называется температурой Дебая. Точно определить θ_D невозможно, как, например, нельзя определить точно температуру плавления (разжижения) стекла. При переходе через температуру Дебая при исследовании теплофизических свойств кристалла следует использовать методы квантовой теории $T < \theta_D$ или классической $T > \theta_D$. Чем сильнее эти неравенства, тем лучше «работает» соответствующее приближение.

Показано, что и другие дебаевские параметры (E_D, W_D, P_D –

энергия, частота, импульс соответственно) имеют значение границ между классическими и квантовыми протеканиями процессов в кристаллах. Из условия $k\theta_D = \frac{P_D^2}{2m} = \frac{\hbar^2}{2m\lambda_D^2}$ получена размерная граница $\lambda_D = L_0$ между макро- и наносостояниями.

Установлено, что теоретическая связь температуры Дебая – θ_D , плотности атомов – n и средней скорости звука – \bar{U} , $\theta_D = \frac{\hbar}{k} \bar{U}(6\pi^2 n)^{1/3}$ не согласуется с табличными значениями скорости звука \bar{U} , приведенными в различных справочниках. Предлагается в качестве стандартного параметра \bar{U} использовать приведенное соотношение, так как θ_D определяется из эксперимента по зависимости $C_V^u = f(T)$, а величина n – из структурно-дифракционных экспериментов. Результаты работы могут быть использованы в теоретических исследованиях свойств кристаллов, а также специалистами в области нанотехнологий и при изучении акустических явлений в кристаллических материалах.

СПИСОК ЦИТИРОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Киттель, Ч. Квантовая теория твердых тел / Ч. Киттель. – М.: Наука, 1967. – 492 с.

- Киттель, Ч. Введение в физику твердого тела / Ч. Киттель. – М. : Наука, 1978. – 791 с.
- Анималу, А. Квантовая теория кристаллических твердых тел / А. Анималу; пер. с англ. Е. Л. Ивченко, А. Л. Эфроса. – М. : Мир, 1981. 574 с.
- Elliott, S. The Physics and Chemistry of Solids / S. Elliott. – Sussex : John Wiley & Sons, 1998. – P. 264–270.
- Шмидт, В. В. Введение в физику сверхпроводников / В. В. Шмидт. – М. : МЦНМО, 2000. – 416 с.
- Ашкрофт, Н. Физика твердого тела / Н. Ашкрофт, Н. Мермин. – М. : Мир, 1979. – Т.2. – 422 с.
- Сяо, Г. Nanostructures and Nanomaterial Synthesis, Properties, and Applications / G. Cao, Y. Wang. – New York : World Scientific, 2011. – 581 p.
- Katsnelson, M. Peculiarities of anharmonic lattice dynamics and thermodynamics of alkaline-earth metals / M. Katsnelson [et al.] // Philosophical Magazine B – 2001. – Vol. 81. – No. 12. – P. 1893–1913.
- De Launay, J. The theory of Specific Heats and Lattice Vibrations / J. de Launay // Solid State Physics Advances in Research and Applications – 1956. – Vol. 2. – P. 225–236.
- Панфилович, К. Б. Температуры Дебая жидких металлов / К. Б. Панфилович, Э. Э. Валева. // Теплофизика и аэромеханика. – 2012. – Т. 19. – № 6. – С. 799–802.
- Mitin, V. Quantum Mechanics for Nanostructures / V. Mitin, D. Semntsov, N. Vagidov; edited by V. Mitin. – Cambridge : University Press. – 2010. – 431 p.
- Авдейчик, С. В. Введение в физику наноконпозиционных строительных материалов / С. В. Авдейчик: [монография]; под ред. В. А. Лиопо, В. А. Струк. – Гродно : ГАУ, 2009. – 439 с.
- Нараи-Сабо, И. Неорганическая кристаллохимия / И. Нараи-Сабо. – Будапешт : изд-во Акад. наук Венгрии, 1969. – 504 с.
- Gray, D.E. American Institute of Physics Handbook / D. E. Gray (ed.). – New York : McGraw-Hill Book Company Inc., 1957. – P. 1541.
- Физические величины: справочник / А. П. Бабичев [и др.]; под ред. И. С. Григорьева, З. Михайлова. – М. : Энергоатомиздат, 1991. – С. 148.
- Физическая энциклопедия / А. М. Прохоров [и др.]; под ред. А. М. Прохорова. – М. : Большая Российская энциклопедия, 1994. – С. 547.
- Справочные таблицы. – [Электронный ресурс]. – Режим доступа: www.fxzy.ru. – Дата доступа : 07.05.2018.
- Кикоин, И. К. Таблицы физических величин: справочник / И. К. Кикоин. – М. : Атомиздат, 1976. – С. 85–86.

Материал поступил в редакцию 17.01.2019

LYASHUK I.A., LIOPO V.A., HVISEVICH V.M., AUCHYNNIKAU Y.V., VERAMEICHYK A.I., NIKITIN A.V. The relationship of the Debye temperature settings properties of crystals

The Debye temperature θ_D is a characteristic of a substance that depends on the parameters: the composition of the substance, its structure, degree of defectiveness, size, etc., which is determined experimentally by the dependence of the heat capacity at a constant volume (C_V) on the temperature (T). This function according to the classical approximations for a wide temperature range has a constant value. The function $C_V = f(T)$ decreases monotonically during cooling. Above this temperature, the classical representation does not take into account the energy structure of the atom. Atoms are modeled by completely solid balls. At low temperatures, it is necessary to take into account that atoms are quantum oscillators with the same frequency (Einstein model) or with the frequency distribution $P_W = w^2$ of the Debye model. This approach is now prevalent. However, there is no unanimity in this direction. θ_D it depends on T , which is devoid of physical meaning. There are works dedicated to the θ_D melts. There are many attempts to determine θ_D the substance on the basis of known parameters. This fact suggests that it is not possible to take into account the whole set of parameters of the state of matter in any model. Even in theory, the Debye calculation formula θ_D required additional assumptions despite its simplicity. The aim of the work was to check the theoretical formula $\theta_D = \bar{U}(6\pi^2 n)^{1/3} \hbar / k$. As object of research was taken by the crystals of metals with point groups FCC and BCC. Value, where $N=4$ for FCC and $N=2$ for BCC. The values of θ_D , U , and a is taken from the physical reference. It was found that θ_D and U in different directories may differ by tens of percent. At the same time, the speed of sound can be determined by experimental θ_D and a . It is proposed to consider this value of the sound velocity as the main acoustic parameter, because θ_D and a does not depend on the shape of the sample, the variation of its composition and acoustic experiments. The results can be used in the field of nanotechnology and in the study of acoustic phenomena in crystalline materials.

УДК 621.92

Основин В. Н., Сергеев К. Л., Дубновицкий С. К.

ИССЛЕДОВАНИЕ СМАЗОЧНО-ОХЛАЖДАЮЩИХ ЖИДКОСТЕЙ, ПОЛУЧЕННЫХ НА ОСНОВЕ РЕЦИКЛИНГА ОТХОДОВ ПРОИЗВОДСТВА, ДЛЯ МЕХАНИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ ПОВЕРХНОСТЕЙ ДЕТАЛЕЙ

Введение. Ключевой задачей в металлообработке является улучшение показателей технологического процесса механической обработки поверхностей деталей, которая напрямую зависит от эффективности применяемых смазочно-охлаждающих жидкостей (СОЖ).

Прежде всего это связано с ростом объемов использования новых и усовершенствованных материалов с повышенными механическими характеристиками и особыми физическими свойствами, обеспечением требований к качеству и точности обработки, широким применением

Основин Виктор Николаевич, к. т. н., доцент, заведующий кафедрой механики материалов и деталей машин Белорусского государственного аграрного технического университета.

Сергеев Кирилл Леонидович, ассистент кафедры механики материалов и деталей машин Белорусского государственного аграрного технического университета.

Беларусь, БГАТУ, 220023, г. Минск, проспект Независимости, 99.

Дубновицкий Сергей Константинович, магистр технических наук, директор филиала БрГТУ Пинский индустриально-педагогический колледж.

Беларусь, 225710, г. Пинск, ул. Иркутско-Пинской дивизии, 27.