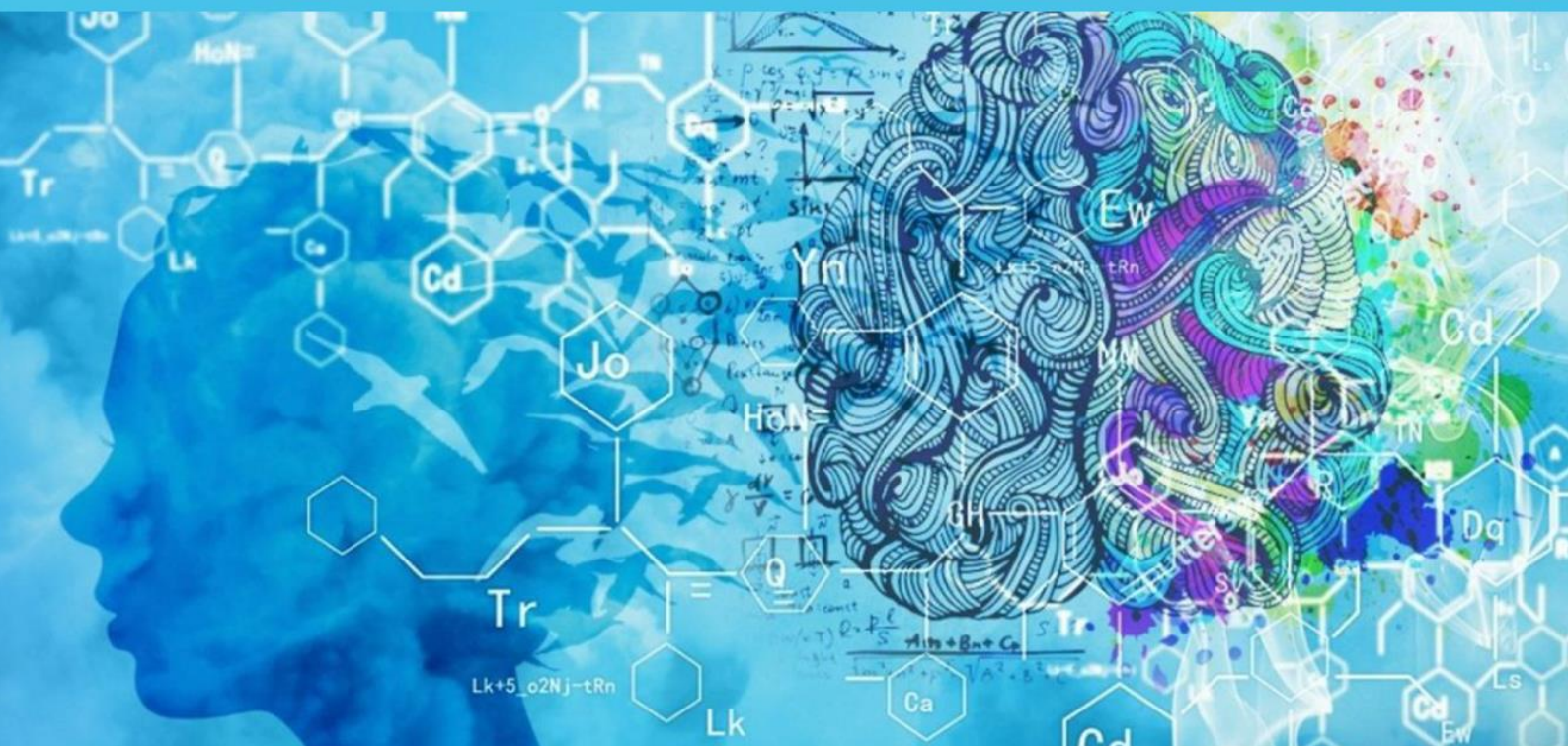


SCI-CONF.COM.UA

TOPICAL ISSUES OF MODERN SCIENCE, SOCIETY AND EDUCATION



**PROCEEDINGS OF III INTERNATIONAL
SCIENTIFIC AND PRACTICAL CONFERENCE
OCTOBER 3-5, 2021**

**KHARKIV
2021**

TOPICAL ISSUES OF MODERN SCIENCE, SOCIETY AND EDUCATION

Proceedings of III International Scientific and Practical Conference

Kharkiv, Ukraine

3-5 October 2021

Kharkiv, Ukraine

2021

UDC 001.1

The 3rd International scientific and practical conference “Topical issues of modern science, society and education” (October 3-5, 2021) SPC “Sci-conf.com.ua”, Kharkiv, Ukraine. 2021. 1096 p.

ISBN 978-966-8219-85-6

The recommended citation for this publication is:

Ivanov I. Analysis of the phaunistic composition of Ukraine // Topical issues of modern science, society and education. Proceedings of the 3rd International scientific and practical conference. SPC “Sci-conf.com.ua”. Kharkiv, Ukraine. 2021. Pp. 21-27. URL: <https://sci-conf.com.ua/iii-mezhdunarodnaya-nauchno-prakticheskaya-konferentsiya-topical-issues-of-modern-science-society-and-education-3-5-oktyabrya-2021-goda-harkov-ukraina-arhiv/>.

Editor

Komarytskyy M.L.

Ph.D. in Economics, Associate Professor

Collection of scientific articles published is the scientific and practical publication, which contains scientific articles of students, graduate students, Candidates and Doctors of Sciences, research workers and practitioners from Europe, Ukraine, Russia and from neighbouring countries and beyond. The articles contain the study, reflecting the processes and changes in the structure of modern science. The collection of scientific articles is for students, postgraduate students, doctoral candidates, teachers, researchers, practitioners and people interested in the trends of modern science development.

e-mail: kharkiv@sci-conf.com.ua

homepage: <https://sci-conf.com.ua>

©2021 Scientific Publishing Center “Sci-conf.com.ua” ®

©2021 Authors of the articles

	ЛИСТОВОГО МЕТАЛУ	
75.	Форнальчик Є. Ю. ПОРІВНЯЛЬНА ХАРАКТЕРИСТИКА ТРИВАЛОСТІ ПРОЇЗДУ РЕГУЛЬОВАНОГО ПЕРЕХРЕСТЯ ФІЗИЧНИМ ТА ВІРТУАЛЬНИМ ТРАНСПОРТНИМИ ПОТОКАМИ	368
	ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЕ НАУКИ	
76.	Мойко О. В. ДЕЯКІ ПИТАННЯ ЩОДО ОРГАНІЗАЦІЇ ДИСТАНЦІЙНОГО НАВЧАННЯ	370
77.	Новікова Н. В., Сологуб М. К. АКТУАЛЬНІСТЬ ЧИСЕЛЬНИХ МЕТОДІВ	375
78.	Сироватко Ю. В., Левкович О. О. НАДЛИШКОВА ТЕПЛОЄМНІСТЬ КВАЗІКРИСТАЛІЧНИХ СТРУКТУР ПРИ ВИСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ, ПОРІВНЯЛЬНЕ АНАЛІЗУВАННЯ ТЕПЛОЄМНОСТІ ДЕКАГОНАЛЬНИХ ТА ІКОСАЕДРИЧНИХ ФАЗ У КВАЗІКРИСТАЛАХ	379
	ГЕОГРАФИЧЕСКИЕ НАУКИ	
79.	Грицай Х. Б. БУКОВІ ЛІСИ - ЯК ПРИРОДНИЙ РЕКРЕАЦІЙНИЙ РЕСУРС У НАЦІОНАЛЬНОМУ ПРИРОДНОМУ ПАРКУ «ПІВНІЧНЕ ПОДІЛЛЯ»	386
80.	Маковецька Л. О., Цуз О. В., Євтушик Т. В., Масюк Д. В. МАРКЕТИНГ ТА БРЕНДИНГ ЯК ІНСТРУМЕНТ МІСЦЕВОГО ЕКОНОМІЧНОГО РОЗВИТКУ БОРАТИНСЬКОЇ ГРОМАДИ	390
	ПЕДАГОГИЧЕСКИЕ НАУКИ	
81.	Georgiieva O. P. CONCERNING VIRTUAL REALITY AS A PART OF E-LEARNING IN TEACHING FOREIGN LANGUAGES	398
82.	Альохіна А. О. ПРОБЛЕМИ НАБУТТЯ ЖИТТЄВИХ КОМПЕТЕНТНОСТЕЙ У ДІТЕЙ З РОЗЛАДАМИ АУТИСТИЧНОГО СПЕКТРУ	405
83.	Бородай К. В., Баранець Я. Ю. ОСОБЛИВОСТІ СПІВПРАЦІ ШКОЛИ З БАТЬКАМИ ДІТЕЙ З ОСОБЛИВИМИ ОСВІТНИМИ ПОТРЕБАМИ	411
84.	Булейко О. І., Карлова О. М. МЕТОДИ ДИСТАНЦІЙНОГО НАВЧАННЯ В ОСВІТНЬОМУ ПРОЦЕСІ ЗАКЛАДУ ФАХОВОЇ ПЕРЕДВИЩОЇ ОСВІТИ	417
85.	Бухнієва О. А., Банкул Л. Д. ПИТАННЯ ОРГАНІЗАЦІЇ МУЗИЧНОГО ВИХОВАННЯ ШКОЛЯРІВ	424
86.	Василенко М. М., Лю Цзяле ХАРАКТЕРИСТИКА І ПОБУДОВА НАВЧАЛЬНО-	430

НАДЛИШКОВА ТЕПЛОЄМНІСТЬ КВАЗІКРИСТАЛІЧНИХ СТРУКТУР ПРИ ВИСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ, ПОРІВНЯЛЬНЕ АНАЛІЗУВАННЯ ТЕПЛОЄМНОСТІ ДЕКАГОНАЛЬНИХ ТА ІКОСАЕДРИЧНИХ ФАЗ У КВАЗІКРИСТАЛАХ

Сироватко Юлія Володимирівна,

к. ф.-м. н., спеціаліст-спектрометрист

Дніпропетровська філія державної установи

«Інститут охорони ґрунтів України»,

Дніпропетровська область, сел. Дослідне, Україна

Левкович Ольга Олексіївна

к. ф.-м. н., доцент кафедри фундаментальних і природничих дисциплін

Придніпровська державна академія будівництва та

архітектури, м. Дніпро, Україна

Вступ. Унікальна структура квазікристалів визначає їх незвичайні фізико-хімічні властивості. Квазікристали мають низькі коефіцієнти тертя і поверхневого натягу, а також високі твердість, зносостійкість і корозійну стійкість. Завдяки цим властивостям квазікристали практично застосовують у вигляді плівок, покриттів і складових композиційних матеріалів. В системах Al–Cu–Fe і Al–Ni–Co виявлені ікосаедричні $\text{Al}_{63}\text{Cu}_{25}\text{Fe}_{12}$ і декагональні $\text{Al}_{69}\text{Co}_{21}\text{Ni}_{10}$ квазікристалічні фази відповідно [1, 2].

У теперішній час увагу дослідників привертає так звана надлишкова теплоємність квазікристалічних фаз в області високих температур [1, 5]. Проявом надлишкової теплоємності є перевищення теплоємністю системи значення $3R$ в моделі Дебая і відхилення від закону Дюлонга-Пті при температурах вище 300 К. Теплоємність підпорядковується закону Грюнейзена, а також залежить від коефіцієнту лінійного розширення. Таким чином можна сказати, що теплоємність відображає стійкість квазікристалічних фаз до температурної дії. Однак явище надлишкової теплоємності дотепер не отримало достатнього пояснення.

Для пояснення явища надлишкової теплоємності квазикристалічних фаз, а також факту стабільності при більш високих температурах декагональних фаз в даній роботі розглянуто теплоємність фаз з позиції моделі анізотропних кристалів [8].

I. Представлення структури квазикристалічної декагональної фази з позиції моделі анізотропних кристалів. Структура квазикристалічної декагональної фази $\text{Al}_{69}\text{Co}_{21}\text{Ni}_{10}$ сплаву Al–Co–Ni анізотропна, тобто має квазикристалічну будову в площині xy і кристалічну будову в напрямку осі z [9]. Будемо описувати будову структури квазикристалічної декагональної фази за допомогою моделі сильно анізотропних кристалів [8]. Декагональну фазу можна розглядати як шарувату структуру, в якій присутня взаємодія між шарами. У структурі наявні коливання як у самих шарах, так і коливання шарів один відносно іншого. Також наявні коливання вигинів самих шарів. Будемо вважати, що анізотропія квазикристалічної декагональної фази проявляється у відмінності дисперсійних законів у площині xy і в напрямку z . У площині xy для квазікристалічної будови [10] дисперсійний закон представлений квадратичною залежністю $\gamma\chi^2 (\chi^2 = k_x^2 + k_y^2)$, де γ – групова швидкість в площині, а у напрямку z для кристалічної будови має лінійну залежність $\approx uk_z$. Сумарну частоту звукових хвиль можна виразити наступним чином згідно [8]:

$$\omega^2 = u^2 k_z^2 + \gamma^2 \chi^4$$

З урахуванням внеску від звукових коливань, вільна енергія квазикристалічної декагональної фази визначається за формулою:

$$F = \frac{8VT}{(2\pi)^3} \int_0^{\hbar u k_{\max}^2/T} dk_z \int_0^{\hbar \gamma \chi_{\max}^2/T} d\chi \ln \left(1 - \exp \left(-\frac{\hbar}{T} \sqrt{u^2 k_z^2 + \gamma^2 \chi^4} \right) \right) 2\pi \chi d\chi \quad (1)$$

У (1) замінено верхні границі інтегрування, застосовуючи формалізм Дебая для моделі анізотропних кристалів. Тоді формула (1) буде вірна і для випадку високих температур, як в моделі Дебая [8]. Для внутрішнього інтеграла отримаємо наступний вираз: $\frac{\pi T}{\gamma \hbar} \int_0^x \ln(1 - e^{-z}) dz = \frac{\pi T}{\gamma \hbar} \left[x \ln(1 - e^{-x}) - 3 \int_0^x \frac{z dz}{e^z - 1} \right],$ (2)

де $z = \frac{\hbar}{T} \sqrt{a + \gamma^2 \chi^4}$, a – параметр $\sim u^2 k_z^2$, $x = \frac{\hbar}{T} \sqrt{a + \gamma^2 \chi_{\max}^4}$ – границя інтегрування.

Коефіцієнт 3 в (2) враховує малі коливання вузлів кристалічної ґратки, які лежать в площині інтегрування, в трьох напрямках. Після розкладання у ряд e^z до третього члена, а e^x до другого, отримаємо вираз: $\frac{\pi T}{\gamma \hbar} \left[x \ln x - 6 \ln \left(1 + \frac{x}{2} \right) \right]$. (3)

Для подальшого інтегрування у напрямі хвильового вектора k_z , додатково розкладемо функцію $\ln \left(1 + \frac{x}{2} \right)$ до шостого члена. Тоді внутрішній інтеграл виразу

(1) буде мати вигляд:
$$\frac{\pi T}{\gamma \hbar} \left(x \ln x - 6 \left[\frac{x}{2} - \frac{x^2}{8} + \frac{x^3}{24} - \frac{x^4}{64} + \frac{x^5}{160} - \frac{x^6}{384} \right] \right). \quad (4)$$

Далі зробимо додаткову заміну змінного $x = \frac{\hbar}{T} \sqrt{u^2 k_z^2 + b}$, де $b = \gamma^2 \chi_{\max}^4$ – параметр, $y = \frac{\hbar}{T} \sqrt{u^2 k_z^2 + b}$.

Тоді з урахуванням коефіцієнта, що знаходиться перед подвійним інтегралом у (1), отримаємо:
$$F = \frac{VT^3}{\pi^2 \gamma u \hbar^2} \left[\int_0^y x \ln x dx - 6 \int_0^y \left(\frac{x}{2} - \frac{x^2}{8} + \frac{x^3}{24} - \frac{x^4}{64} + \frac{x^5}{160} - \frac{x^6}{384} \right) dx \right]. \quad (5)$$

Після інтегрування вільна енергія буде мати вигляд:

$$F = \frac{VL^2}{2\pi^2 \gamma u} \left[T \ln \hbar L - T \ln T - \frac{7}{2} T + \frac{1}{2} \hbar L - \frac{1}{8} \frac{\hbar^2 L^2}{T} + \frac{3}{80} \frac{\hbar^3 L^3}{T^2} - \frac{3}{240} \frac{\hbar^4 L^4}{T^3} + \frac{3}{672} \frac{\hbar^5 L^5}{T^4} \right], \quad (6)$$

де $L = \sqrt{u^2 k_{z\max}^2 + \gamma^2 \chi_{\max}^4}$. Після нескладних розрахунків ентропії $S = -\frac{\partial F}{\partial T}$ та внутрішньої енергії системи $E = F + TS$, отримаємо для теплоємності вираз:

$$C = \frac{\partial E}{\partial T} = \frac{VL^2}{2\pi^2 \gamma u} \left[1 + \frac{1}{4} \frac{\hbar^2 L^2}{T^2} - \frac{9}{40} \frac{\hbar^3 L^3}{T^3} + \frac{3}{20} \frac{\hbar^4 L^4}{T^4} - \frac{5}{56} \frac{\hbar^5 L^5}{T^5} \right]. \quad (7)$$

Вираз $\hbar L = \hbar \sqrt{u^2 k_{z\max}^2 + \gamma^2 \chi_{\max}^4}$ за змістом подібний до температури Дебая $\sim \theta = \hbar \omega_D$, оскільки $u k_{z\max}$ і $\gamma \chi_{\max}^2$ власне й являють собою складові виразу для максимальної частоти узагальненої за простором осцилюючої системи.

Множник $\frac{VL^2}{2\pi^2 \gamma u}$ є подібний за змістом дебаєвській сфері $\frac{V}{(2\pi)^3} \frac{4}{3} \pi k_D^3 \approx 3R$. Дійсно, прийнемо, що швидкість звука γ у площині xy дорівнює швидкості звука u у напрямі z , і має деяке значення u . Тоді множник дорівнює $\frac{V}{2\pi^2} \frac{u^2 (k_{z\max}^2 + \chi_{\max}^4)}{u^2}$.

Вектор χ^2 у площині xy визначається сумою квадратів векторів k_x і k_y : $\chi^2 =$

$k_x^2 + k_y^2$. Будемо далі складати вектор, спрямований по осі $zk_{z\max}$ з вектором χ^2 , який утворюється векторами k_x і k_y у площині. Звідси маємо хвильовий вектор K у просторі k_{xz} , який дорівнює $K^2 = k_{z\max}^2 + (\chi_{\max}^2)^2$. Тоді множник у виразі для теплоємності стає рівним $\frac{V}{2\pi^2} K^2$. Квазікристалічні декагональні фази мають упорядковану структуру, але не періодичну. Їх атомна структура характеризується наявністю високосиметричних кластерів Маккея [11]. Це викликає зміщення векторів $k_{z\max}$ і $\chi_{\max}^2$. Тому треба розглядати K^2 як деяку змінну і інтегрувати множник, який буде дорівнювати $\frac{V}{2\pi^2} \int_0^k K^2 dK = \frac{V}{2\pi^2} \frac{k^3}{3}$. Якщо вважати $k = k_D$, то множник у виразі для теплоємності співпадає з загальноприйнятим $3R$. Тоді (7) можна представити у вигляді:

$$C = 3R \left[1 + \frac{1}{4} \frac{\theta^2}{T^2} - \frac{9}{40} \frac{\theta^3}{T^3} + \frac{3}{20} \frac{\theta^4}{T^4} - \frac{5}{56} \frac{\theta^5}{T^5} \right]. \quad (8)$$

II. Модельне представлення структури квазікристалічної ікосаедричної фази. Структура квазікристалічної ікосаедричної фази $\text{Al}_{63}\text{Cu}_{25}\text{Fe}_{12}$ сплаву Al-Cu-Fe має квазікристалічну будову в усіх напрямках. Тому дисперсійний закон буде мати квадратичну залежність як в площині xy , так і в напрямку осі z . Сумарна частота звукових хвиль буде згідно [8] виражатися як: $\omega^2 = u^2 k_z^4 + \gamma^2 \chi^4$

Оскільки будова ікосаедричної фази ізотропна і розглядається лише один напрям поляризації, вираз (1) потрібно поділити на 3. Також в зміниться границя інтегрування: $F = \frac{8VT}{3(2\pi)^3} \int_0^{\hbar u k_{\max}^2/T} dk_z \int_0^{\hbar \gamma \chi_{\max}^2/T} d\chi \ln \left(1 - \exp \left(-\frac{\hbar}{T} \sqrt{u^2 k_z^4 + \gamma^2 \chi^4} \right) \right) 2\pi \chi d\chi \quad (9)$

Зробимо інтегрування по $d\chi$ у внутрішньому інтегралі, як в попередньому випадку для декагональної фази. Отримаємо: $F = \frac{VT^2}{3\pi^2 \gamma \hbar} \int_0^y \left(x \ln x - 6 \ln \left(1 + \frac{x}{2} \right) \right) dx, \quad (10)$

де $x = \frac{\hbar}{T} \sqrt{u^2 k_z^4 + b}$, де $b = \gamma^2 \chi_{\max}^4$ – параметр, $y = \frac{\hbar}{T} \sqrt{u^2 k_{z\max}^4 + b}$ – границя інтегрування.

Помножимо чисельник та знаменник під інтегралом на k^2 , після цього внесемо k під знак диференціалу. Отримаємо: $F = \frac{VT^2}{6\pi^2 \gamma \hbar} \int_0^y \left(x \ln x - 6 \ln \left(1 + \frac{x}{2} \right) \right) \frac{1}{x} dx, \quad (11)$

де k винесено за знак інтегралу як величина, що мало змінюється. Після розкладання функції $\ln\left(1+\frac{x}{2}\right)$ до шостого члену та інтегрування, вільна енергія

$$\text{буде мати вигляд: } F = \frac{VLk}{6\pi^2\gamma} \left(T \ln \hbar L - T \ln T - 4T + \frac{3}{4} \hbar L - \frac{1}{12} \frac{(\hbar L)^2}{T} + \frac{3}{128} \frac{(\hbar L)^3}{T^2} - \frac{3}{400} \frac{(\hbar L)^4}{T^3} + \frac{1}{384} \frac{(\hbar L)^5}{T^4} \right) \quad (12)$$

де $L = \sqrt{u^2 k_{z\max}^4 + \gamma^2 \chi_{\max}^4}$. Після розрахунку ентропії та внутрішньої енергії отримаємо

$$\text{для теплоємності ікосаедричної фази: } C = \frac{\partial E}{\partial T} = 3R \left[1 + \frac{1}{6} \frac{\theta^2}{T^2} - \frac{9}{64} \frac{\theta^3}{T^3} + \frac{9}{100} \frac{\theta^4}{T^4} - \frac{5}{96} \frac{\theta^5}{T^5} \right], \quad (13)$$

де вираз $\hbar L = \hbar \sqrt{u^2 k_{z\max}^4 + \gamma^2 \chi_{\max}^4}$ за змістом подібний до температури Дебая.

Множник $\frac{VLk}{6\pi^2\gamma}$ є подібним за змістом сфері Дебая $3R$. Дійсно, прийmemo, що

швидкість звука γ у площині xu дорівнює швидкості звука u у напрямі z , і має

деяке значення u . Тоді множник дорівнює $\frac{vk}{6\pi^2} \frac{u(k_{z\max}^4 + \chi_{\max}^4)^{1/2}}{u}$. Будемо далі

складати вектор, спрямований по осі $zk_{z\max}^2$ з вектором χ^2 , який утворюється векторами k_x і k_y у площині. Звідси маємо хвильовий вектор K у просторі xuz , який дорівнює $K^4 = k_{z\max}^4 + \chi_{\max}^4$. Якщо вважати що $k = K = k_D$, то множник буде

дорівнювати $\frac{vk_D^3}{6\pi^2} = 3R$.

III. Аналіз отриманих результатів. З виразів (8) і (13) видно, що теплоємність декагональної та ікосаедричної квазікристалічних фаз при високих температурах буде перевищувати рівень Дюлонга-Пті $3R$ на відміну від кристалічних фаз. Цей результат підтверджують дослідження явища надлишкової теплоємності квазікристалічних фаз при високих температурах в роботах [1, 5, 6, 7]. Отже згідно закону Грюнейзена квазікристалічні фази мають більшу стійкість до температурної дії, ніж кристалічні. Температура Дебая згідно з [1, 12] для ікосаедричної фази $\text{Al}_{63}\text{Cu}_{25}\text{Fe}_{12}$ сплаву Al-Cu-Fe становить 510 К, а для декагональної фази $\text{Al}_{69}\text{Co}_{21}\text{Ni}_{10}$ сплаву Al-Co-Ni – 602 К. Температурна залежність для даних квазікристалічних фаз наведена на рисунку 1. Тому використання декагональних квазікристалів є більш перспективним [13, 14].

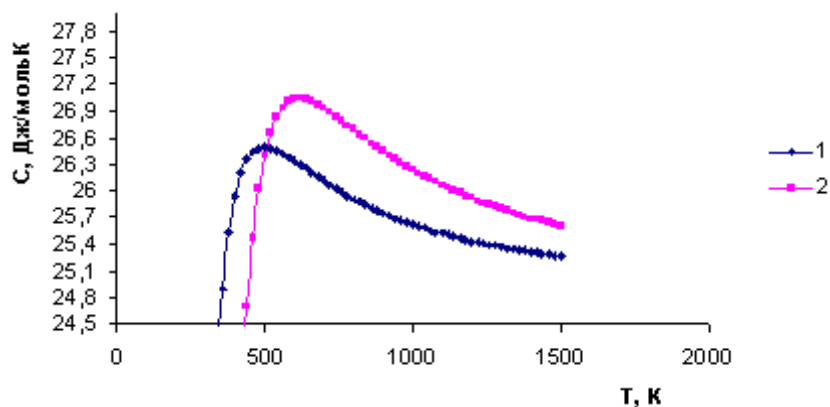


Рис. 1. Температурна залежність теплоємності квазікристалічної фази:
1 – ікосаедричної фази $\text{Al}_{63}\text{Cu}_{25}\text{Fe}_{12}$ сплаву Al–Cu–Fe; 2 – декагональної фази $\text{Al}_{69}\text{Co}_{21}\text{Ni}_{10}$ сплаву Al–Co–Ni

Висновки. Структуру квазікристалічної фази можна розглядати в уявленні моделі анізотропних кристалів, згідно якої дисперсійний закон для кристалічної будови представляється як лінійний, а для квазікристалічної будови – як квадратичний. В підсумку отримано вирази для теплоємності квазікристалічних фаз при високих температурах, яка перевищує теплоємність кристалічної фази $3R$. Отже за допомогою моделі анізотропних кристалів можна пояснити явище надлишкової теплоємності квазікристалічних фаз.

За результатами розрахунків температурної залежності теплоємності квазікристалічних фаз видно, що теплоємність декагональної фази $\text{Al}_{69}\text{Co}_{21}\text{Ni}_{10}$ сплаву Al–Co–Ni має більший максимум і залишається надлишковою, тобто перевищує рівень Дюлонга-Пті, до більш високих температур, ніж ікосаедрична фаза $\text{Al}_{63}\text{Cu}_{25}\text{Fe}_{12}$ сплаву Al–Cu–Fe. Відповідно до закону Грюнейзена декагональна фаза більш стабільна при високих температурах.

Використані джерела

1. F. Prekul, V.A. Kazantsev, N.I. Shchegolikhina, R.I. Guliaeva, L. Edagawa, *Physics of the Solid State* 50(11), 1933(2008).
2. O.V. Sukhova, Yu.V. Syrovatko, *Physics of Metals and Advanced Technologies* 41(9), 1171(2019) (doi: <https://doi.org/10.15407/mfint.41.09.1171>).
3. B. Grushko, *Philos. Mag. Lett.* 66(3), 151(1992) (doi: <https://doi.org/10.1080/09500839208229278>).

4. M. Zhu, G. Yang, and L. Yao, J. Mater. Sci. 45(14), 3727(2010) (doi: <https://doi.org/10.1007/s10853-010-4421-8>).
5. O.F. Prekul, N.I. Shchegolikhina, A.B. Gaiduchenko, K.I. Grushevsky, Physics of the Solid State 53(10), 1885(2011).
6. K. Edagawa, K. Kajiyama, Mater. Sci. Eng. A 294–296, 646(2000) (doi: [https://doi.org/10.1016/S0921-5093\(00\)01132-1](https://doi.org/10.1016/S0921-5093(00)01132-1)).
7. D.A. Shulyatev, A.S. Nigmatulin, A.V. Lobanova, T.A. Gasparyan., Philos. Mag. Lett. 88, 2319 (2008). (doi: <https://doi.org/10.1080/14786430801958372>).
8. L.D. Landau, E.M. Lifshits, Statisticheskaya fizika (Nauka, Moscow, 1976).
9. M. Feuerbacher, M. Bartsch, B. Grushko, U. Messerschmidt, K. Urban, Philos. Mag. Lett. 76(6), 369(1997) (doi: <https://doi.org/10.1080/095008397178788>).
10. Yu.Kh. Velikov, M.A. Chernikov, Advances in Physical Sciences 180(6), 561(2010) (doi: <https://doi.org/10.3367/UFNr.0180.201006a.0561>).
11. Z.M. Stadnik, Physical Properties of Quasicrystals (Springer, Berlin, 1999).
12. M.A. Chernikov, Advances in Physical Sciences 175(4), 437(2005).
13. O.V. Sukhova, Yu.V. Syrovatko, Visnik Dnipropetrovs'kogo Universitetu. Seria Fizika, radioelektronika, 24(23), 53(2016).
14. O.V. Sukhova, Yu.V. Syrovatko, Adgeziya rasplavov i payka materialov 47, 58(2014).