

A. B. Karjavina / Обнинск "Тесей". – 2001. 3. Voguhn D., Augustin S., Bernhard F., Mammen H. Phase transformations of technically pure metals and two-component alloys in miniature fixed-point crucibles. //High temperature – High pressure, 33 (2001). – № 4. – С. 419-426. 4. Прохоренко С.В. Теплофізичні засади стабілізації процесів топлення-кристалізації евтектичних сплавів для створення реперних точок температури: Автореф. дис. д-ра техн. наук: 05.11.04 / Національний університет "Львівська політехніка" – Львів, 2005. –

38 с. 5. Прохоренко В., Прохоренко С., Бояр З., Навоцька Ю., Борисяк А., Кушнір В. Особливості корозії сталей 12Х18Н10Т та Х25Т в евтектичному розплаві Ga-In-Sn // Фізико-хімічна механіка матеріалів. – 2006. – Спеціальний випуск № 5 Т.1 – С. 204–208. 6. Prokhorenko V., Prokhorenko S., Mudryj S., Kochubei V., Navotska J., Panas A. The thermal physical properties and structure of In-In<sub>2</sub>Bi eutectic at melting-crystallization process //Archives of Foundry Engineering. – 2/2007. – V.7, № 36/2 – P. 173–176.

УДК 532.536

## ОСОБЛИВОСТІ ВИЗНАЧЕННЯ ЧИННИКА ВИПРОМІНЮВАЛЬНОЇ ЗДАТНОСТІ МАТЕРІАЛІВ ЗА НИЗЬКИХ ТЕМПЕРАТУР

© Стадник Богдан<sup>1,2</sup>, Скоропад Пилип<sup>1</sup>, Семенистий Арсен<sup>1</sup>, 2008

<sup>1</sup>Національний університет "Львівська політехніка", кафедра інформаційно-вимірювальних технологій  
вул. С. Бандери, 12, Львів, Україна

<sup>2</sup>Ряшівська політехніка, кафедра метрології та вимірювальних систем, Польща

*Проаналізовано особливості визначення коефіцієнта випромінювальної здатності матеріалів у діапазоні низьких температур.*

*Проанализированы особенности определения коэффициента лучеиспускающей способности материалов в диапазоне низких температур.*

*Analysed features of determination of coefficient of radiating of materials at low temperatures.*

**Вступ.** Ще донедавна при вимірюваннях низьких температур пірометри не мали широкого застосування. Це обмеження було викликано, зокрема, певним найнижчим рівнем температури самого теплочутливого елемента пірометра, значення якого визначалося, переважно, температурою довкілля. Проте сьогодні, внаслідок застосування у пірометрії новітніх технологій, стало можливим безконтактне вимірювання низьких температур навіть портативними пірометрами [1].

**Постановка проблеми.** Однак є ще одна, не менш істотна обставина, що гальмує широке впровадження низькотемпературної пірометрії, а саме – недостатня вивченість, а то й просто відсутність інформації про коефіцієнти випромінювальної здатності  $\epsilon$  об'єктів термометрії в тій чи іншій ділянці низькотемпературного діапазону. Так, аналізуючи значення поправки  $\Delta T$ , яку необхідно додати до значення виміряної пірометром повного випромінювання радіаційної температури  $T_p$  певного об'єкта для

визначення його дійсної термодинамічної температури  $T$ , яке знаходять із залежності  $\Delta T = T_p \left( \sqrt[4]{1/\epsilon} - 1 \right)$ , при зміні значення  $\epsilon$  в діапазоні від 0.1 до 0.9, та  $T_p$  у діапазоні від 50...500 К отримуємо, відповідно,  $\Delta T$  від 1.3 К до 13.3 К та від 38.9 К до 389 К (рис. 1).

Отже, як бачимо, визначення випромінювальної здатності  $\epsilon$  об'єктів термометрії набуває першорядного значення для вирішення проблеми підвищення точності та метрологічної достовірності безконтактних температурних вимірювань, зокрема, у низькотемпературному діапазоні.

**Аналіз стану дослідженості проблеми.** З огляду на сказане вище, у роботі аналізуються основні проблеми, що повинні вирішуватись при створенні методик визначення випромінювальних властивостей матеріалів у криогенному діапазоні температур та їхній технічній реалізації.

Так, поширена методика визначення інтегрального значення випромінювальних властивостей

матеріалів, що ґрунтується на законі Стефана – Больцмана [2], реалізується згідно із залежністю:

$$e = (T_p/T)^4 \tag{1}$$

і полягає у вимірюванні контактними методами термодинамічної температури  $T$  зразка і безконтактними методами його радіаційної температури  $T_p$ . Це, своєю чергою, вносить значну похибку в кінцевий результат, оскільки, зокрема, тут відзначається відведення теплоти по термоелектродах; зростає значення абсолютної похибки вимірювання температури зі підвищенням температури, а також, що ще істотніше, впливає на зростання похибки визначення

інтегральної випромінювальної здатності – вимірювання радіаційної температури  $T_p$  здійснюється радіаційним пірметром, градуйованим за моделлю “абсолютно чорного тіла” (АЧТ) для якого приймають, що  $\epsilon=1$ . Оскільки випромінювальна здатність досліджуваних зразків не відповідає цій умові, то похибка вимірювання їх  $T_p$  радіаційним пірметром істотно залежить від того, наскільки значення випромінювальної здатності досліджуваних зразків є близьким до одиниці (див. рис. 1). Сумарне значення похибки при визначенні інтегральної випромінювальної здатності матеріалів за такою методикою становить не менше ніж 5...10%.

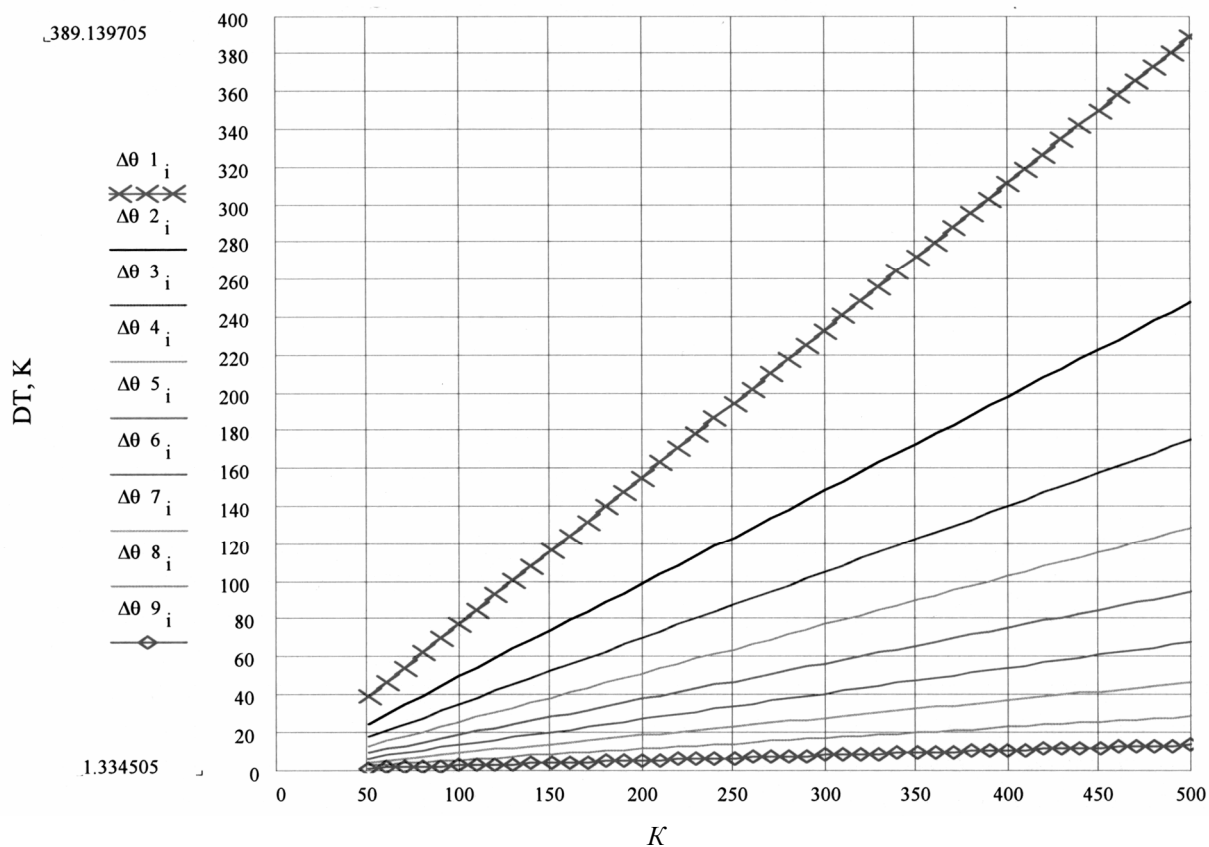


Рис. 1. Значення поправки  $\Delta T$  залежно від значення  $\epsilon$  ( $\epsilon = 0.1...0.9$ )

**Вибір напрямку досліджень.** Пропонована методика визначення інтегральної випромінювальної здатності матеріалів полягає у визначенні швидкості охолодження тонкостінного зразка у вакуумі і основним чинником, що впливає на значення похибки визначення  $\epsilon$ , тут, власне, є похибка визначення часу його охолодження. Оскільки похибка вимірювання часових інтервалів є нехтовно малою, порівняно з

похибкою вимірювання радіаційної температури пірметром повного випромінювання, то за всіх решти незмінних складових похибки, таких самих, як для згаданої вище методики, згідно із залежністю (1), пропонована методика дає змогу визначати значення інтегральної випромінювальної здатності досліджуваних матеріалів з похибкою, що не перевищує 2.5%.

Враховуючи наведені вище викладки, можна стверджувати, що перспективність практичної реалізації такої методики поза всякими сумнівами.

**Теоретичні засади реалізації методики.** Розглянемо охолодження досліджуваного зразка в умовах вакууму. Тепловий потік з одиниці поверхні, що його віддає зразок за одиницю часу, визначається залежністю:

$$q_1 = m \cdot c \cdot \left( \frac{dT_1}{dt} \right), \quad (2)$$

де  $m$  та  $c$  – відповідно маса та теплоємність зразка;  $\tau$  – час охолодження.

Тепловий потік, що його випромінює зразок, визначається

$$q_2 = e \cdot C_0 \cdot S_1 \cdot \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (3)$$

де  $C_0$  – коефіцієнт випромінювання АЧТ ( $C_0 = 5.7 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ );  $S_1$  – поверхня досліджуваного зразка;  $T_1$  і  $T_2$  – відповідно, температура досліджуваного зразка та навколишнього середовища.

Отже, враховуючи, що в умовах вакууму конвективною та кондуктивною складовими теплообміну можна знехтувати, на підставі рівняння теплового балансу запишемо вираз для визначення значення інтегральної випромінювальної здатності досліджуваного зразка:

$$e = \frac{m_1 \cdot c_1 \left( \frac{dT}{dt} \right)}{C_0 \cdot S_1 \cdot \left[ \left( \frac{T_1}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_2}{100} \right)^4 \right]}. \quad (4)$$

**Особливості створення устави для визначення  $\epsilon$  матеріалів за низьких температур.** Устава монтується у вакуумованій камері об'ємом не менше за  $100 \text{ дм}^3$ , а рівень вакууму повинен становити не менше ніж  $1 \cdot 10^{-6}$  тор.

Треба підкреслити, що передовсім при синтезі устави для прецизійного визначення  $\epsilon$  необхідно забезпечити однорідність температурного поля самого зразка під час його охолодження. Тому оптимальною формою зразка, що забезпечує виконання цієї умови, є порожниста тонкостінна сфера, реалізація якої, однак, пов'язана із певними технічними труднощами.

Як видно із аналізу залежності (4), сама вакуумована камера повинна бути розділена на дві ізотермічні зони, де реалізується ізотермічне нагрівання та охолодження досліджуваного зразка. Для мінімізації теплових потоків зони розділяють серією терморадіаційних екранів з полірованою до дзеркального блиску поверхнею.

Зона ізотермічного нагрівання створюється всередині керамічної рурки, нагрівання якої здійснюється профільованим нагрівником [3]. Сам досліджуваний зразок підвішується на кремній-органічній нитці, що забезпечує надійну його підвіску у діапазоні від криогенних і до високих температур та розташовується у центральній частині нагрівника.

Після нагрівання зразка його необхідно якомога швидше перемістити у зону охолодження, що реалізується на базі криокамери, стінки якої охолоджуються рідким холодоагентом, наприклад азотом. Кріокамера складається з двох симетричних частин, що з'єднуються між собою, внутрішні стінки повинні мати інтегральний коефіцієнт випромінювальної здатності, якомога ближчий до одиниці. Цього можна досягти нанесенням на внутрішні стінки кріокамери, зокрема, "платинової чорні". Теплова ізоляція кріокамери повинна бути розрахована з кількаретовим запасом.

Що стосується швидкого переміщення досліджуваного зразка із зони нагрівання в зону охолодження, то для цього, зокрема, можна використати спосіб гравітаційної елевації, оскільки в умовах високого вакууму опір середовища відсутній, а тертям в елементах підвіски зразка можна знехтувати. Час транспортування досліджуваного зразка залежить лише від різниці рівнів його підвісу  $h$  та прискорення вільного падіння  $g$  і визначається як:

$$t = \sqrt{\frac{h}{2g}}. \quad (5)$$

При ескізному проектуванні устави, на підставі залежності (5), можна оцінити необхідну висоту підвісу досліджуваного зразка при виборі часу його елевації (рис. 2).

**Експериментальні результати.** Згідно із запропонованою методикою на створеній за наведеними вище рекомендаціями експериментальній уставі визначено чинники випромінювальної здатності для низьки матеріалів. Результати виконаних досліджень, зокрема для нікелю, у діапазоні низьких та середніх температур наведено на рис. 3.

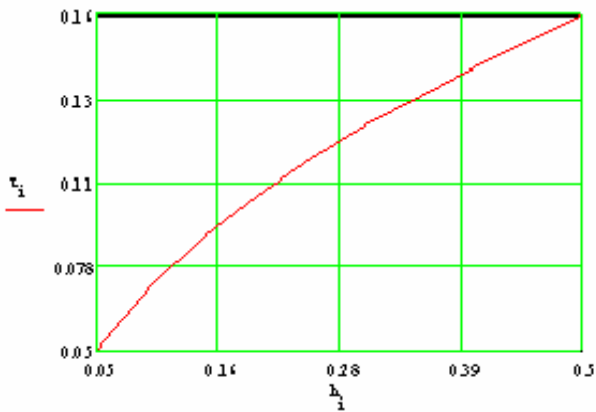


Рис. 2. Залежність часу елевачії дослідного зразка від різниці рівнів його підвісу:  $t$  – час елевачії, с;  $h$  – різниці рівнів підвісу, м

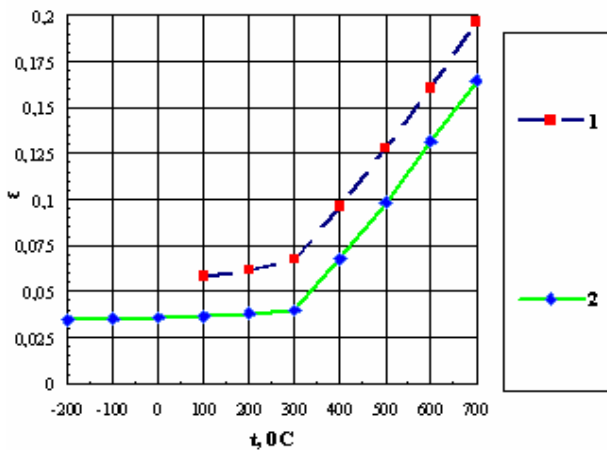


Рис. 3. Інтегральна випромінювальна здатність нікелю: 1 – згідно з [4]; 2 – власні дані

Як видно з наведених вище результатів, значення  $\epsilon$ , визначені за традиційною методикою, дещо завищені, стосовно отриманих згідно із запропонованою у цій роботі, що істотно (див. рис. 1) впливає на похибку вимірювання температури засобами безконтактної термометрії. Це, переважно, наслідок негативного впливу, зокрема, тепловідведення по термоэлектродах і невідповідності випромінювальних властивостей досліджуваних матеріалів випромінювальним властивостям АЧТ при визначенні значення  $\epsilon$  за традиційною методикою, що ґрунтується на (1).

**Висновки.** На основі виконаних у роботі досліджень розроблено практичні рекомендації із реалізації експериментального обладнання для визначення чинників випромінювальної здатності матеріалів у низькотемпературному діапазоні. Показано, що запропонована методика може успішно використовуватися також і для прецизійного визначення  $\epsilon$  як у діапазоні низьких, так і високих температур.

1. Стадник Б.І., Скоропад П.І. Аналіз основних проблем створення низькотемпературних теплових випромінювачів // Вимірювальна техніка та метрологія. – 2006. – Вип. 66. – С. 57 – 64. 2. Луцук Я.Т., Гук О.П., Лах О.І., Стадник Б.І. / Вимірювання температури: теорія та практика. – Львів: Вид-во “Бескид Біт”. – 2006. – 560 с. 3. А. с., СССР №1056711. Модель абсолютно чорного тела / Скоропад Ф.И., Коган А.В., Шляин З.Г., и др. ; Заявл. 22.07.1983. 4. Геращенко О.А., Гордов А.Н., Лах В.И., Стадник Б.И. / Температурные измерения: Справочник. – К.: Наукова думка. – 1984. – 495 с.