

УДК 526.521.3

Леонід Жуков<sup>1</sup>, д.т.н., проф., <https://orcid.org/0000-0001-9067-8613>

Дмитро Петренко<sup>2\*</sup>, <https://orcid.org/0000-0002-7546-9503>

<sup>1</sup> Інститут загальної енергетики НАН України, вул. Антоновича, 172, м. Київ, 03150, Україна;

<sup>2</sup> Фізико-технологічний інститут металів та сплавів НАН України, бульв. Вернадського, 34/1, м. Київ, 03142, Україна;

e-mail: [dima-petrenko@meta.ua](mailto:dima-petrenko@meta.ua)

\* Автор-кореспондент: [dima-petrenko@meta.ua](mailto:dima-petrenko@meta.ua)

## ДОСЛІДЖЕННЯ МЕТРОЛОГІЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОПОСЕРЕДКОВАНИХ ВИМІРЮВАНЬ ВИПРОМІНЮВАЛЬНОЇ ЗДАТНОСТІ ТА ТЕМПЕРАТУРИ ЗА ЛІНІЙНИМ МЕТОДОМ

**Анотація.** Статтю присвячено підвищенню метрологічних характеристик двокольорової компенсаційної пірометрії випромінювання шляхом уточнення її настроювання за допомогою лінійного методу опосередкованих вимірювань випромінювальної здатності. Мета роботи – вивчення впливу випромінювальних характеристик (визначальних факторів) об'єкта, який термометрується, на методичні похибки опосередкованих вимірювань випромінювальної здатності та температури. Отримано вирази та графічні відображення комплексного впливу випромінювальних характеристик об'єкта на похибки опосередкованих вимірювань випромінювальної здатності і температури. Встановлено більш високі метрологічні характеристики двокольорової компенсаційної пірометрії випромінювання з уточненим настроюванням за лінійним методом порівняно з апріорним усередненим настроюванням. Так, у випадку лінійних спектральних розподілів випромінювальної здатності виключаються похибки вимірювань випромінювальної здатності та температури. При значеннях факторів об'єкта, які відповідають вольфраму, лінійний метод, порівняно з граничними умовами при апріорному усередненому настроюванні, дозволяє знизити похибку вимірювань випромінювальної здатності в 3,8 рази, а температури – в 4,7 рази. Двокольорова компенсаційна пірометрія випромінювання з уточненим настроюванням розширює область застосування безальтернативної для найбільш ефективного ресурсозберігаючого безперервного високотемпературного термоконтролю оптичної термометрії в умовах невідомих та випадково змінних оптичних характеристик об'єктів контролю в енергетиці, металургії, скляному, вогнетривкому та іншому виробництвах. Розроблені методи пірометрії випромінювання можуть також бути використані для аерокосмічних досліджень і контролю.

**Ключові слова:** двокольорова компенсаційна пірометрія випромінювання, лінійний метод, рівняння та коефіцієнт нелінійності спектрального розподілу випромінювальної здатності, температура, методична похибка.

### 1. Вступ

Для безперервного вимірювання середніх та високих температур використовуються термоелектричні та оптичні термометричні технології. За інструментальними похибками, сучасна оптична термометрія (пірометрія випромінювання) не поступається, і навіть переважає, термоелектричну. Через це вона широко використовується для еталонних вимірювань температури і побудови термодинамічної та практичної температурних шкал. В основу термоелектричної термометрії покладено принцип термодинамічної рівноваги первинного термоелектричного перетворювача і об'єкта, який контролюється. Методичні похибки термоелектричних технологій визначаються умовами термодинамічної рівноваги

між первинним термоелектричним перетворювачем та контрольованим об'єктом. З підвищенням температур відхилення від термодинамічної рівноваги зростають і, відповідно, зростають методичні похибки. Крім того, в умовах термодинамічної рівноваги, під впливом високих температур змінюються термоелектричні характеристики перетворювача. Цими змінами обмежується діапазон вимірюваних температур та час безперервної роботи термоелектричного перетворювача. Пірометрія випромінювання, заснована на вимірюванні інтенсивності теплового випромінювання об'єкта, не потребує наявності термодинамічної рівноваги. За часів становлення оптичної термометрії ще не користувались поняттям і терміном «температура випромінювання». Через це було введено поняття і терміни «умовних температур» контрольованих об'єктів. Вони не відповідають

© Л. ЖУКОВ, Д. ПЕТРЕНКО, 2022

фізичному сенсу та визначенням температури в термодинаміці, молекулярно-кінетичній теорії й статистичній фізиці. Наприклад, якщо розглядати фундаментальний для визначення температури напрям теплообміну шляхом випромінювання, то тіло з нижчою «псевдотемпературою» за певних умов може передавати енергію тілу з більш високою «псевдотемпературою» й нагрівати його. Це суперечить визначенню температури в фізиці, яке задає напрям теплообміну. Тому Жуковим Л.Ф. запропоновано використовувати в оптичній термометрії фізично обґрунтоване поняття температури випромінювання. Наведеної концепції автори дотримуються і тут.

Для реалізації безперервного високотемпературного ресурсозберігаючого термоконтролю в енергетиці, металургії, скляному, вогнетривкому та інших виробництвах найбільш прийнятною є пірометрія випромінювання. Для неї характерні 3 основні проблеми, що впливають на методичні похибки:

- відсутність оптичного контакту пірометра з об'єктом контролю;
- невідоме й нестабільне пропускання проміжних середовищ (супутніх та спеціальних), які присутні між пірометром та об'єктом;
- невідома та випадково змінна випромінювальна здатність контрольованої поверхні.

Перша проблема успішно вирішена за допомогою створених Жуковим Л.Ф. світловодних термометричних технологій. Вплив нестабільності пропускання усувається за допомогою фурм, а також додаткових оптичних елементів у поєднанні зі спеціальними алгоритмами обробки первинної пірометричної інформації. Для виключення впливу випадково змінної випромінювальної здатності протягом останніх 25–30 років інтенсивно розроблюються та досліджуються технології спектральної (багатокольорової) пірометрії випромінювання [1–6].

Раніше авторами було запропоновано метод двокольорової компенсаційної пірометрії випромінювання (ДКПВ) з апіорним усередненим настроюванням. Виконані в умовах апіорного усередненого настроювання дослідження ДКПВ показали, що методичні похибки ДКПВ при селективно змінній по спектру випромінювальної здатності мінімальні та складають 0,07%. За тих же умов похибки класичної пірометрії випромінювання (енергетичної та спектрального відношення) вищі в 5–7 та 43 рази відповідно [7]. Однак, при неселективних змінах випромінювальних характеристик, похибки ДКПВ з апіорним усередненим настроюванням, за певних умов, можуть досягати неприйнятних для технологічного термоконтролю значень. Для технічних вимірювань необхідний рівень похибок зазвичай знаходиться в межах 0,5–1,0%. Для ДКПВ з апіорним усередненим настроюванням за випромінювальною здатністю вольфрама це означає, що відхилення середнього рівня випромінювальної здатності від настроювального значення за модулем не має перевищувати 0,020–0,042. Таке відхилення далеко не завжди можливо витримати на об'єкті. Таким чином, виникає необхідність в уточненні апіорного усередненого настроювання шляхом отримання даних по випромінювальній здатності об'єкта. Для досягнення цієї мети авторами запропоновано лінійний метод опосередкованих вимірювань випромінювальної здатності. Він ґрунтується на рівнянні нелінійності (РН) спектрального розподілу випромінювальної здатності [8].

Фактори, які визначають похибки вимірювань випромінювальної здатності за лінійним методом, а також температури за ДКПВ з уточненим настроюванням за ним, можна поділити на 2 групи (таблиця).

**Таблиця.** Фактори, що впливають на похибки лінійного метода та ДКПВ

Випромінювальні характеристики (визначальні фактори) об'єкта, що термометрується		
Коефіцієнт нелінійності на $\lambda_2$ спектрального розподілу випромінювальної здатності: $K_{H_2} = \varepsilon_2 - \varepsilon_{2л}$	Коефіцієнт селективності: $Kc = \varepsilon_1 / \varepsilon_3$	Середній рівень випромінювальної здатності: $\varepsilon_{cp.} = (\varepsilon_1 + \varepsilon_3) / 2$
де $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3$ – значення випромінювальної здатності на робочих хвилях;		
$\varepsilon_{2л} = \varepsilon_1 + \frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_1}{\lambda_3 - \lambda_1} \cdot (\lambda_2 - \lambda_1)$ – лінеаризована, в спектральному діапазоні $\lambda_1, \dots, \lambda_3$ , випромінювальна здатність на $\lambda_2$ .		
Характеристики пірометричної системи		
Ефективні хвилі робочих хвиль: $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \text{ м}$	Абсолютні похибки задання ефективних довжин робочих хвиль: $\Delta\lambda_1, \Delta\lambda_2, \Delta\lambda_3, \text{ м}$	Відносні інструментальні похибки вимірювань однокольорових температур випромінювання $S_1, S_2, S_3$ : $\delta S_1, \delta S_2, \delta S_3, \%$

Факторами, котрі визначають методичні похибки, є саме випромінювальні характеристики об'єкта температурного контролю. Їх вплив домінуючий. Це обумовлено тим, що ці характеристики є унікальними для кожного конкретного об'єкта і можуть змінюватись в широких межах. Друга група факторів визначає інструментальні похибки і її вплив може бути мінімізовано. Метою цієї статті є дослідження впливу домінуючих факторів 1-ї групи на методичні похибки лінійного методу та ДКПВ з уточненим настроюванням за ним. Вплив 2-ї групи факторів тут не розглядається і може бути предметом окремого дослідження.

## 2. Методи та матеріали

Розроблене авторами РН [8] визначає зв'язок коефіцієнта нелінійності  $K_{H_2}$  спектрального розподілу випромінювальної здатності об'єкта з  $\varepsilon_1$  або  $\varepsilon_3$  через прямо виміряні однокольорові температури випромінювання  $S_1, S_2, S_3$ .

$$K_{H_2} = \varepsilon_2 - \varepsilon_{2л} = \sqrt{\frac{\frac{\lambda_1 - \lambda_3}{\lambda_1} \cdot \frac{1 + \frac{\lambda_3}{\lambda_1}}{\lambda_1} \cdot \varepsilon_3}{\varepsilon_{екв.}}} - \varepsilon_{кол.} \cdot \frac{\lambda_1 - \lambda_3}{\lambda_1} \times \varepsilon_3 \cdot \frac{\frac{\lambda_3}{\lambda_1} - \varepsilon_3 - \varepsilon_{кол.}}{\lambda_3 - \lambda_1} \cdot \frac{\lambda_1 - \lambda_3}{\lambda_1} \cdot \varepsilon_3 \cdot (\lambda_2 - \lambda_1) \quad (1)$$

$$K_{H_2} = \varepsilon_2 - \varepsilon_{2л} = \sqrt{\frac{\frac{1 + \frac{\lambda_1}{\lambda_3}}{\lambda_1} \cdot \varepsilon_1}{\varepsilon_{кол.} \cdot \frac{\lambda_1 - \lambda_3}{\lambda_3} \cdot \varepsilon_{екв.}}} - \varepsilon_1 - \frac{\varepsilon_1 \cdot \frac{\lambda_1}{\lambda_3} - \varepsilon_1}{\lambda_3 - \lambda_1} \cdot (\lambda_2 - \lambda_1), \quad (2)$$

$$\text{де } \lambda_2 = 2 / \left( \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_3} \right);$$

$$\varepsilon_{екв.} = e^{\frac{2C_2}{\lambda_2 \cdot S_2} - \frac{C_2}{\lambda_1 \cdot S_1} - \frac{C_2}{\lambda_3 \cdot S_3}}$$

– еквівалентна випромінювальна здатність трикольорової пірметрії випромінювання;

$$\varepsilon_{кол.} = e^{\frac{C_2 \cdot \left( \frac{1}{S_1} - \frac{1}{S_3} \right)}{\lambda_3 - \lambda_1}}$$

– кольорова випромінювальна здатність на граничних хвилях;

$C_2 = 1,4388 \cdot 10^{-2}$  К·м – друга радіаційна стала.

При апіорі відомих кількісних оцінках  $K_{H_2}$ ,  $\lambda_1, \lambda_2$  і  $\lambda_3$  а також виміряних  $S_1, S_2$  і  $S_3$  РН у формі (1) та (2) дозволяє розрахувати  $\varepsilon_3$  та  $\varepsilon_1$ . Ця пара значень випромінювальної здатності являє собою розв'язок РН. Лінійний метод опосередкованих вимірювань випромінювальної здатності ґрунтується на РН з апіорі заданим  $K_{H_{2p}} = 0$ . Якщо замість  $K_{H_2}$  використано його розраховане значення  $K_{H_{2p}}$  з похибкою  $\Delta K_{H_2} = K_{H_{2p}} - K_{H_2}$ , то при знаходженні розв'язку це, відповідно, зумовить методичні похибки  $\Delta \varepsilon_1 = \varepsilon_{1p} - \varepsilon_1$  і  $\Delta \varepsilon_3 = \varepsilon_{3p} - \varepsilon_3$ . На рис. 1 зображено виникнення цих похибок на прикладі характерних для більшості металевих сплавів спадаючих спектральних розподілів випромінювальної здатності при  $\varepsilon_1 = \text{const}$ ,  $\varepsilon_3 = \text{const}$  і  $K_{H_2} = \text{var}$ . При цьому правильний розв'язок (з 2 можливих) вважається апіорі ідентифікованим і таким, що знаходиться справа від  $\varepsilon_{кол.}$  (область спадаючих розподілів випромінювальної здатності).

Постійність  $\varepsilon_{кол.}$  обумовлена тим, що  $\varepsilon_1$  та  $\varepsilon_3$  всіх 3-х спектральних розподілів випроміню-

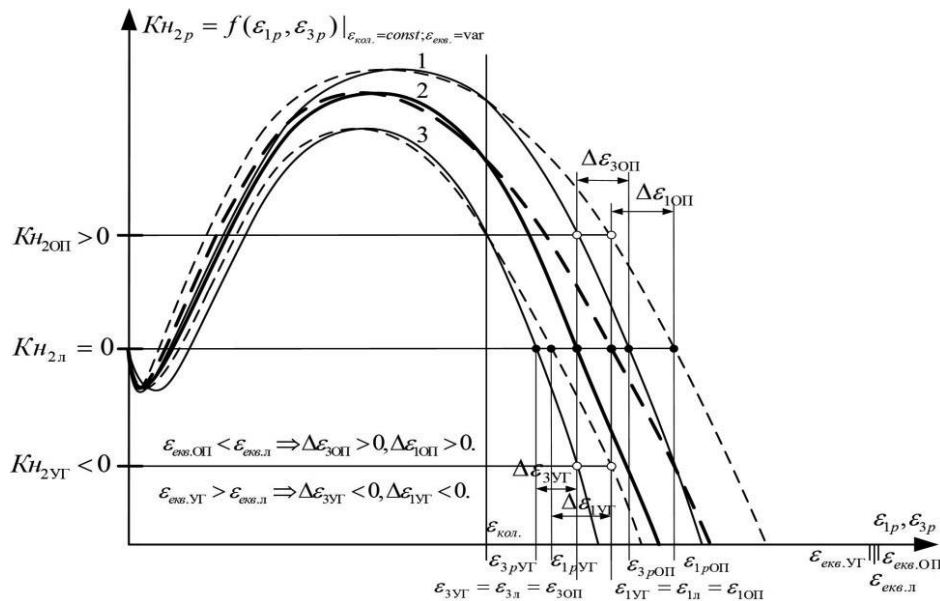


Рис. 1. Залежності  $K_{H_{2p}} = f(\varepsilon_{3p})$  та  $K_{H_{2p}} = f(\varepsilon_{1p})$  (графіки РН (1) та (2)) при  $\varepsilon_{кол.} = \text{const}$  і  $\varepsilon_{екв.} = \text{var}$ : 1 –  $\varepsilon_{екв.оп}$ ; 2 –  $\varepsilon_{екв.л}$ ; 3 –  $\varepsilon_{екв.уг}$

вальної здатності співпадають. Різні  $\varepsilon_{екв.}$  при цьому відображають різні  $K_{H_2}$  спектральних розподілів. У опуклого розподілу (ОП)  $K_{H_2} > 0$ , у лінійного (Л) –  $K_{H_2} = 0$ , у увігнутого (УГ) –  $K_{H_2} < 0$  [8]. Перетини залежностей  $K_{H_{2p}} = f(\varepsilon_{3p})$  і  $K_{H_{2p}} = f(\varepsilon_{1p})$  з нульовим рівнем  $K_{H_{2p}}$  визначають положення розв’язку на шкалі  $\varepsilon_{1p}$ ,  $\varepsilon_{3p}$  та, відповідно, методичні похибки. Очевидно, що для Л-розподілу при  $\varepsilon_{екв.л} = \frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_3}{\varepsilon_{2л}^2}$ ,  $\varepsilon_{1p} = \varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_{3p} = \varepsilon_3$  і  $\Delta\varepsilon_1 = \Delta\varepsilon_3 = 0$ , тому що  $K_{H_{2p}} = K_{H_2} = 0$ . Для ОП-розподілу графіки РН зміщені вгору, тому що  $\varepsilon_{екв.ОП} = \frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_3}{(\varepsilon_{2л} + K_{H_{2ОП}})^2} < \varepsilon_{екв.л}$ . Це призводить до зміщення розв’язку вправо і додатніх  $\Delta\varepsilon_{1ОП}$ ,  $\Delta\varepsilon_{3ОП}$ . Для УГ-розподілу графіки РН зміщені вниз, тому що  $\varepsilon_{екв.УГ} = \frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_3}{(\varepsilon_{2л} + K_{H_{2УГ}})^2} > \varepsilon_{екв.л}$ . Відповідно розв’язок зміщений вліво і маємо від’ємні  $\Delta\varepsilon_{1УГ}$ ,  $\Delta\varepsilon_{3УГ}$ . Зазначимо, що наведені міркування (при відповідній взаємній зміні положення залежностей на рис. 1) залишаються справедливими і для зростаючих ( $\varepsilon_j < \varepsilon_3$ ), а також «сірих» ( $\varepsilon_j = \varepsilon_3$ ) розподілів випромінювальної здатності.

На похибки опосередкованих вимірювань випромінювальної здатності за лінійним методом впливає не лише відхилення  $K_{H_2}$  від 0, а й значення  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_3$  об’єкта, які визначають, в свою чергу, випромінювальні характеристики  $Kc$ ,  $\varepsilon_{cp}$ . (таблиця). З метою аналізу впливу  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_3$  розглянемо РН для вирішення зворотної задачі – як рівняння для

опосередкованих вимірювань  $K_{H_2}$  при заданих  $\varepsilon_{кол.}$ ,  $\varepsilon_{екв.}$ ,  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_3$  і  $\varepsilon_3$  ( $\varepsilon_1$ ). Відповідно до вищевведених умов досліджень, похибки  $\delta S_1$ ,  $\delta S_2$ ,  $\delta S_3$ , а також  $\Delta\lambda_1$ ,  $\Delta\lambda_2$ ,  $\Delta\lambda_3$ , які трансформуються в похибки  $\varepsilon_{кол.}$ ,  $\varepsilon_{екв.}$ , відсутні. Тому, єдиним джерелом похибки  $\Delta K_{H_2} = K_{H_{2p}} - K_{H_2} = 0 - K_{H_2}$  опосередкованого вимірювання  $K_{H_2}$  будуть шукані  $\Delta\varepsilon_3$  ( $\Delta\varepsilon_1$ ).  $\Delta K_{H_2}$  можна розглядати як похибку опосередкованого вимірювання при нелінійній залежності вимірюваної величини (тобто  $K_{H_2}$ ) від  $\varepsilon_3$  чи  $\varepsilon_1$ . Наприклад, розглянемо РН, що описується формулою (1) і чисельно розв’язується відносно  $\varepsilon_3$ . Застосовуючи до нього метод лінеаризації, тобто розкладення функції в ряд Тейлора і виділення лінійної частини ряду [9, 10], запишемо рівняння опосередкованих вимірювань  $K_{H_2}$  через  $\varepsilon_3$  і  $\Delta\varepsilon_3$ :

$$K_{H_{2p}}(\varepsilon_3 + \Delta\varepsilon_3) = K_{H_2}(\varepsilon_3) + \frac{\partial K_{H_2}}{\partial \varepsilon_3} \Delta\varepsilon_3 + R_1, \quad (3)$$

де  $R_1 = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 K_{H_2}}{\partial \varepsilon_3^2} (\Delta\varepsilon_3)^2$  – залишковий член ряду Тейлора.

Якщо  $R_1$  є нехтовно малим, його відкидають [10]. Однак, у наших інтервалах змін визначальних факторів об’єкта це призведе до суттєво завищених оцінок похибок.

Використовуючи (3), виводимо рівняння для  $\Delta\varepsilon_3$ , беручи до уваги, що  $\Delta K_{H_2} = K_{H_{2p}} - K_{H_2} = -K_{H_2}$ :

$$\Delta\varepsilon_3 = f(K_{H_2}, \varepsilon_1, \varepsilon_3) = \frac{\Delta K_{H_2} - R_1}{\frac{\partial K_{H_2}}{\partial \varepsilon_3}} = \frac{-K_{H_2} - R_1}{\frac{\partial K_{H_2}}{\partial \varepsilon_3}}, \quad (4)$$

де

$$\frac{\partial K_{H_2}}{\partial \varepsilon_3} = \left(\frac{1}{2} + \frac{\lambda_3}{2 \cdot \lambda_1}\right) \cdot \varepsilon_{кол.}^{\frac{\lambda_1 - \lambda_3}{2 \cdot \lambda_1}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{екв.}}} \cdot \varepsilon_3^{\frac{\lambda_3}{2 \cdot \lambda_1} - \frac{1}{2}} - \frac{\lambda_3}{\lambda_1} \cdot \varepsilon_{кол.}^{\frac{\lambda_1 - \lambda_3}{\lambda_1}} \cdot \varepsilon_3^{\frac{\lambda_3}{\lambda_1} - 1} - \frac{\lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_1} + \frac{\lambda_3}{\lambda_1} \cdot \frac{\varepsilon_{кол.}^{\frac{\lambda_1 - \lambda_3}{\lambda_1}} \cdot \varepsilon_3^{\frac{\lambda_3}{\lambda_1} - 1} \cdot \lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_1} + \frac{\lambda_1}{\lambda_3 - \lambda_1} - \frac{\lambda_3}{\lambda_1} \cdot \frac{\varepsilon_{кол.}^{\frac{\lambda_1 - \lambda_3}{\lambda_1}} \cdot \varepsilon_3^{\frac{\lambda_3}{\lambda_1} - 1} \cdot \lambda_1}{\lambda_3 - \lambda_1}, \quad (5)$$

$$R_1 = \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2 K_{H_2}}{\partial \varepsilon_3^2} (\Delta\varepsilon_3)^2 = \frac{1}{2} \cdot \left[\left(\frac{\lambda_3}{2 \cdot \lambda_1} - \frac{1}{2}\right) \cdot \left(\frac{1}{2} + \frac{\lambda_3}{2 \cdot \lambda_1}\right) \cdot \varepsilon_{кол.}^{\frac{\lambda_1 - \lambda_3}{2 \cdot \lambda_1}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{екв.}}} \cdot \varepsilon_3^{\frac{\lambda_3}{2 \cdot \lambda_1} - \frac{3}{2}} - \frac{\lambda_3}{\lambda_1} \cdot \left(\frac{\lambda_3}{\lambda_1} - 1\right) \cdot \varepsilon_{кол.}^{\frac{\lambda_1 - \lambda_3}{\lambda_1}} \cdot \varepsilon_3^{\frac{\lambda_3}{\lambda_1} - 2} + \frac{\lambda_3}{\lambda_1} \cdot \left(\frac{\lambda_3}{\lambda_1} - 1\right) \cdot \frac{\varepsilon_{кол.}^{\frac{\lambda_1 - \lambda_3}{\lambda_1}} \cdot \lambda_2 \cdot \varepsilon_3^{\frac{\lambda_3}{\lambda_1} - 2}}{\lambda_3 - \lambda_1} - \frac{\lambda_3}{\lambda_1} \cdot \left(\frac{\lambda_3}{\lambda_1} - 1\right) \cdot \frac{\varepsilon_{кол.}^{\frac{\lambda_1 - \lambda_3}{\lambda_1}} \cdot \lambda_1 \cdot \varepsilon_3^{\frac{\lambda_3}{\lambda_1} - 2}}{\lambda_3 - \lambda_1}\right] \cdot (\Delta\varepsilon_3)^2 \quad (6)$$

Враховуючи, що  $\varepsilon_{кол.} = \lambda_1 - \lambda_3 \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_3}}$ ,  $\varepsilon_{екв.} = \frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_3}{\varepsilon_2^2} = \frac{\varepsilon_1 \cdot \varepsilon_3}{(\varepsilon_{2л} + K_{H_2})^2}$  [11, 12], перепишемо (5), (6):

$$\frac{\partial K_{H_2}}{\partial \varepsilon_3} = \left(\frac{1}{2} + \frac{\lambda_3}{2 \cdot \lambda_1}\right) \cdot \frac{\varepsilon_1 \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) + (\varepsilon_3 - \varepsilon_1) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1) + K_{H_2} \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)}{\varepsilon_3 \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)} - \frac{\lambda_3}{\lambda_1} \cdot \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_3} - \frac{\lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_1} + \frac{\lambda_3}{\lambda_1} \cdot \frac{\varepsilon_1 \cdot \lambda_2}{\varepsilon_3 \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{\lambda_1}{\lambda_3 - \lambda_1} - \frac{\lambda_3}{\lambda_1} \cdot \frac{\varepsilon_1 \cdot \lambda_1}{\varepsilon_3 \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)}; \quad (7)$$

$$R_1 = \frac{1}{2} \cdot \left[\left(\frac{\lambda_3}{2 \cdot \lambda_1} - \frac{1}{2}\right) \cdot \left(\frac{1}{2} + \frac{\lambda_3}{2 \cdot \lambda_1}\right) \cdot \frac{\varepsilon_1 \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) + (\varepsilon_3 - \varepsilon_1) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1) + K_{H_2} \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)}{\varepsilon_3^2 \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)} - \frac{\lambda_3}{\lambda_1} \cdot \left(\frac{\lambda_3}{\lambda_1} - 1\right) \cdot \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_3^2} + \frac{\lambda_3}{\lambda_1} \cdot \left(\frac{\lambda_3}{\lambda_1} - 1\right) \cdot \frac{\varepsilon_1 \cdot \lambda_2}{\varepsilon_3^2 \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)} - \frac{\lambda_3}{\lambda_1} \cdot \left(\frac{\lambda_3}{\lambda_1} - 1\right) \cdot \frac{\varepsilon_1 \cdot \lambda_1}{\varepsilon_3^2 \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)}\right] (\Delta\varepsilon_3)^2. \quad (8)$$

Переходячи до факторів  $Kc$ ,  $\varepsilon_{cp}$ . та враховуючи, що  $\varepsilon_1 = \frac{2 \cdot \varepsilon_{cp} \cdot Kc}{Kc + 1}$  і  $\varepsilon_3 = \frac{2 \cdot \varepsilon_{cp.}}{Kc + 1}$ , перетворимо (7), (8):

$$\frac{\partial K_{H_2}}{\partial \varepsilon_3} = \frac{(\lambda_1 + \lambda_3) \cdot (2 \cdot \varepsilon_{cp.} \cdot Kc \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) + 2 \cdot \varepsilon_{cp.} \cdot (1 - Kc) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1) + K_{H_2} \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) \cdot (Kc + 1))}{4 \cdot \lambda_1 \cdot \varepsilon_{cp.} \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)} - \frac{\lambda_3 \cdot Kc}{\lambda_1} \cdot \left(1 - \frac{\lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_1} + \frac{\lambda_1}{\lambda_3 - \lambda_1}\right) - \frac{\lambda_2}{\lambda_3 - \lambda_1} + \frac{\lambda_1}{\lambda_3 - \lambda_1}; \quad (9)$$

$$R_1 = \frac{1}{2} \cdot \left\{ \frac{(\lambda_3^2 - \lambda_1^2) \cdot (Kc + 1) \cdot [2 \cdot \varepsilon_{cp.} \cdot Kc \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) + 2 \cdot \varepsilon_{cp.} \cdot (1 - Kc) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1) + K_{H_2} \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) \cdot (Kc + 1)]}{16 \cdot \lambda_1^2 \cdot \varepsilon_{cp.}^2 \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)} - \frac{\lambda_3}{2 \cdot \varepsilon_{cp.} \cdot \lambda_1} \cdot \left(\frac{\lambda_3}{\lambda_1} - 1\right) \cdot [Kc \cdot (Kc + 1) - \frac{Kc \cdot \lambda_2 \cdot (Kc + 1)}{(\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{Kc \cdot \lambda_1 \cdot (Kc + 1)}{(\lambda_3 - \lambda_1)}]\right\} \cdot (\Delta\varepsilon_3)^2. \quad (10)$$

Аналогічним шляхом отримуємо формулу для розрахунку  $\Delta \varepsilon_1$ :

$$\Delta \varepsilon_1 = f(K_{H_2}, \varepsilon_1, \varepsilon_3) = \frac{\Delta K_{H_2} - R_1}{\frac{\partial K_{H_2}}{\partial \varepsilon_1}} = \frac{-K_{H_2} - R_1}{\frac{\partial K_{H_2}}{\partial \varepsilon_1}}, \quad (11)$$

де

$$\frac{\partial K_{H_2}}{\partial \varepsilon_1} = \left(\frac{1}{2} + \frac{\lambda_1}{2 \cdot \lambda_3}\right) \cdot \frac{\varepsilon_1 \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) + (\varepsilon_3 - \varepsilon_1) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1) + K_{H_2} \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)}{\varepsilon_1 \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)} - 1 - \frac{\varepsilon_3 \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2 - \lambda_1^2}{\varepsilon_1 \cdot \lambda_3 \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_3 - \lambda_1}, \quad (12)$$

$$R_1 = \frac{1}{2} \cdot \left[ \left( \frac{\lambda_1^2}{4 \cdot \lambda_3^2} - \frac{1}{4} \right) \cdot \frac{\varepsilon_1 \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) + (\varepsilon_3 - \varepsilon_1) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1) + K_{H_2} \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)}{\varepsilon_1^2 \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)} - \frac{\varepsilon_3 \cdot ((\lambda_1 - \lambda_3) \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2 - (\lambda_1 - \lambda_3) \cdot \lambda_1^2)}{\lambda_3^2 \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) \cdot \varepsilon_1^2} \right] \cdot (\Delta \varepsilon_1)^2. \quad (13)$$

Переходячи до факторів  $Kc$  і  $\varepsilon_{cp}$ , знайдемо

$$\frac{\partial K_{H_2}}{\partial \varepsilon_1} = \frac{(\lambda_3 + \lambda_1) \cdot [2 \cdot \varepsilon_{cp} \cdot Kc \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) + 2 \cdot \varepsilon_{cp} \cdot (1 - Kc) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1) + K_{H_2} \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) \cdot (Kc + 1)]}{4 \cdot \lambda_3 \cdot \varepsilon_{cp} \cdot Kc \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)} - 1 - \frac{1}{Kc} \cdot \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2 - \lambda_1^2}{\lambda_3 - \lambda_1} + \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_3 - \lambda_1}; \quad (14)$$

$$R_1 = \frac{1}{2} \cdot \left[ \frac{(\lambda_1^2 - \lambda_3^2) \cdot (Kc + 1) \cdot [2 \cdot \varepsilon_{cp} \cdot Kc \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) + 2 \cdot \varepsilon_{cp} \cdot (1 - Kc) \cdot (\lambda_2 - \lambda_1) + K_{H_2} \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) \cdot (Kc + 1)]}{16 \cdot \lambda_3^2 \cdot \varepsilon_{cp}^2 \cdot Kc \cdot (\lambda_3 - \lambda_1)} + \frac{(\lambda_1 - \lambda_3) \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot (Kc + 1) - (\lambda_1 - \lambda_3) \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2 \cdot (Kc + 1)}{\lambda_3^2 \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) \cdot 2 \cdot \varepsilon_{cp} \cdot Kc^2} \right] (\Delta \varepsilon_1)^2. \quad (15)$$

Рівняння (4), (11) з урахуванням (9), (10), (14), (15) розв'язуються чисельно.

Використовуючи отримані за допомогою лінійного методу значення  $\varepsilon_1$  і  $\varepsilon_3$ , а також виміряні  $S_1$ ,  $S_3$ , температура об'єкта  $T_{ДКПВ}$  розраховується за алгоритмом ДКПВ [7]. При цьому на методичну похибку ДКПВ впливають вищезгадані  $\Delta \varepsilon_1$  та  $\Delta \varepsilon_3$ . Цей вплив кількісно

оцінюється виразом для відносної методичної похибки ДКПВ

$$\delta T_{ДКПВ} = \frac{T_{ДКПВ} - T}{T} \cdot 100\%, \quad (16)$$

де  $T$ ,  $K$  – температура об'єкта, що термометрується.

$T_{ДКПВ}$  залежить від  $T$ ,  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_3$ , а також від  $\Delta \varepsilon_1$  і  $\Delta \varepsilon_3$  та визначається наступним виразом:

$$T_{ДКПВ}(T, \varepsilon_1, \varepsilon_3, \Delta \varepsilon_1, \Delta \varepsilon_3) = \frac{2}{\frac{1}{S_{2\mu}(T, \varepsilon_1, \varepsilon_3)} + \frac{1}{S'_{2\mu}(T, \varepsilon_1 + \Delta \varepsilon_1, \varepsilon_3 + \Delta \varepsilon_3)}} = \frac{2}{\lambda_{екв} \cdot \left( \frac{1}{\lambda_1 \cdot S_1} - \frac{1}{\lambda_3 \cdot S_3} \right) + \lambda_{екв} \cdot \left( \frac{1}{\lambda_1 \cdot S_1'} - \frac{1}{\lambda_2 \cdot S_3'} \right)} =$$

$$= \frac{2}{\lambda_{екв} \cdot \left( \frac{1}{\lambda_1 \cdot S_1} - \frac{1}{\lambda_3 \cdot S_3} \right) + \frac{\lambda_{екв} \cdot S_3 \cdot \ln(\varepsilon_3 + \Delta \varepsilon_3) \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) + C_2}{\lambda_1 \cdot S_3 \cdot C_2} + \frac{\lambda_{екв} \cdot S_1 \cdot \ln(\varepsilon_1 + \Delta \varepsilon_1) \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) - C_2}{\lambda_3 \cdot S_1 \cdot C_2}}, \quad (17)$$

де  $\lambda_{екв} = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_3}{\lambda_3 - \lambda_1}$  – еквівалентна довжина хвилі двокольорової пірометрії випромінювання.

Підставляючи (17) у (16) та спрощуючи, отримуємо остаточний вираз для відносної методичної похибки ДКПВ:

$$\delta T_{ДКПВ} = \frac{2 \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_3 \cdot C_2 - \{ \lambda_1 \cdot \lambda_3 \cdot C_2 - T \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_3 \cdot \lambda_{екв} \cdot \ln\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_3}\right) + \lambda_3 \cdot \lambda_{екв} \cdot [T \cdot \ln(\varepsilon_3 + \Delta \varepsilon_3) \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) + C_2 - T \cdot \lambda_3 \cdot \ln(\varepsilon_3)] \}}{\lambda_1 \cdot \lambda_3 \cdot C_2 - T \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_3 \cdot \lambda_{екв} \cdot \ln\left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_3}\right) + \lambda_3 \cdot \lambda_{екв} \cdot [T \cdot \ln(\varepsilon_3 + \Delta \varepsilon_3) \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) + C_2 - T \cdot \lambda_3 \cdot \ln(\varepsilon_3)] + \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_{екв} \cdot [T \cdot \ln(\varepsilon_1 + \Delta \varepsilon_1) \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) - C_2 + T \cdot \lambda_1 \cdot \ln(\varepsilon_1)]}{\lambda_3 \cdot \lambda_{екв} \cdot [T \cdot \ln(\varepsilon_1 + \Delta \varepsilon_1) \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) - C_2 + T \cdot \lambda_1 \cdot \ln(\varepsilon_1)]}} \cdot 100\%. \quad (18)$$

З використанням факторів  $Kc$  та  $\varepsilon_{cp}$ :

$$\delta T_{ДКПВ} = \frac{2 \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_3 \cdot C_2 - \{ \lambda_1 \cdot \lambda_3 \cdot C_2 - T \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_3 \cdot \lambda_{екв} \cdot \ln(Kc) + \lambda_3 \cdot \lambda_{екв} \cdot [T \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot \varepsilon_{cp}}{Kc + 1} + \Delta \varepsilon_3\right) \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) + C_2 - T \cdot \lambda_3 \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot \varepsilon_{cp}}{Kc + 1}\right)] \}}{\lambda_1 \cdot \lambda_3 \cdot C_2 - T \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_3 \cdot \lambda_{екв} \cdot \ln(Kc) + \lambda_3 \cdot \lambda_{екв} \cdot [T \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot \varepsilon_{cp}}{Kc + 1} + \Delta \varepsilon_3\right) \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) + C_2 - T \cdot \lambda_3 \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot \varepsilon_{cp}}{Kc + 1}\right)] + \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_{екв} \cdot [T \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot \varepsilon_{cp} \cdot Kc}{Kc + 1} + \Delta \varepsilon_1\right) \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) - C_2 + T \cdot \lambda_1 \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot \varepsilon_{cp} \cdot Kc}{Kc + 1}\right)]}{\lambda_3 \cdot \lambda_{екв} \cdot [T \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot \varepsilon_{cp} \cdot Kc}{Kc + 1} + \Delta \varepsilon_1\right) \cdot (\lambda_3 - \lambda_1) - C_2 + T \cdot \lambda_1 \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot \varepsilon_{cp} \cdot Kc}{Kc + 1}\right)]}} \cdot 100\%. \quad (19)$$

Отримані комплексні вирази (4), (11) та (19) дозволяють, задаючись необхідними значеннями похибок вимірювань випромінювальної здатності та температури, а також межами змін коефіцієнта селективності та середнього рівня випромінювальної здатності, визначити значення  $K_{H_2}$ , за яких похибки лінійного методу не перевищують заданих значень.

Необхідно оцінити комплексний вплив випромінювальних характеристик об'єкта ( $K_{H_2}$ ,  $K_c$  та  $\varepsilon_{cp}$ ) на методичні похибки вимірювань випромінювальної здатності за лінійним методом та температури за ДКПВ. Значний науковий та практичний інтерес має вивчення впливу вказаних факторів в широких інтервалах. Межі інтервалів змін факторів обрані так, щоб охопити більшість можливих спектральних розподілів випромінювальної здатності об'єктів термоконтролю. Якісно інтервали змін  $K_{H_2}$ ,  $K_c$  відповідають спадаючим, «сірим» та зростаючим, а також увігнутим, лінійним та опуклим розподілам випромінювальної здатності [8]. Кількісні зміни  $\varepsilon_{cp}$  при цьому відповідають чистим та вкритим оксидними плівками металевим розплавам [12]. Для досліджень було визначено наступні межі:  $K_{H_2} = [-4K_{H_2W} \dots 4K_{H_2W}] = [-0,00216 \dots 0,00216]$ ,  $K_c = [1/(1+2(K_{cW}-1)) \dots 1+2(K_{cW}-1)] = [0,8441 \dots 1,1847]$ ,  $\varepsilon_{cp} = [\varepsilon_{cpW}-0,1 \dots \varepsilon_{cpW}+0,4] = [0,3173 \dots 0,8173]$ . Тут індекс  $W$  позначає базові значення випромінювальних характеристик, розраховані на апроксимованому поліномом 6-го степеню спектральному розподілу випромінювальної здатності вольфраму в вакуумі при  $T = 1600$  К і довжинах хвиль  $\lambda_1 = 0,7000$ ,  $\lambda_2 = 0,7875$ ,  $\lambda_3 = 0,9000$  мкм [8]. Вольфрам найбільш досліджений в металооптиці й оптичній термометрії та має табульовані кількісні оцінки [13] випромінювальної здатності, аналогічні залізовуглецевим сплавам й іншим, в тому числі енергетичним, об'єктам.

З використанням виведених на основі термодинамічних законів теплового випромінювання та теорії похибок опосередкованих вимірювань комплексних виразів (4), (11) і (19) вивчено вплив визначальних факторів об'єкта на методичні похибки опосередкованих вимірювань випромінювальної здатності та температури.

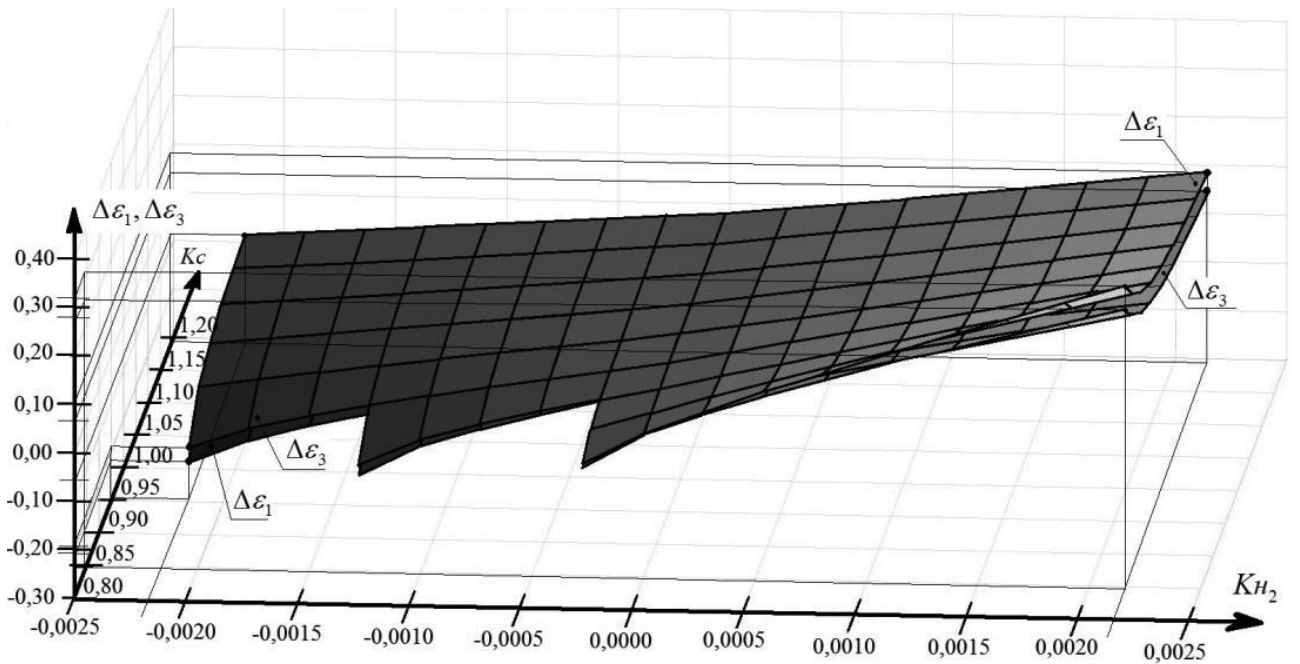
### 3. Результати і обговорення

Результати досліджень наведено на рис. 2–4. Встановлені закономірності впливу  $K_{H_2}$  та  $K_c$  при  $\varepsilon_{cp} = \text{const}$  на похибки опосередкованих вимірювань випромінювальної здатності та температури представлено на рис. 2.

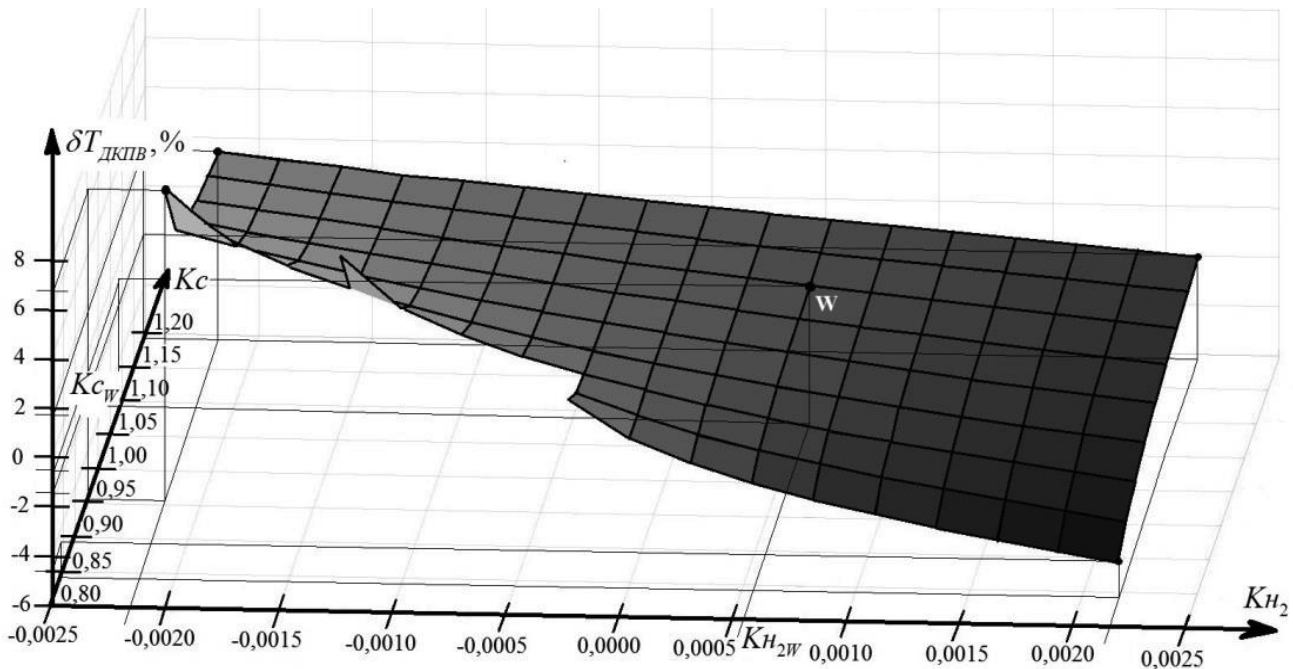
Зі зростанням  $K_c$  і  $K_{H_2}$ ,  $|\Delta\varepsilon_1|$ ,  $|\Delta\varepsilon_3|$  змінюються експоненційно (рис. 2, а).  $\Delta\varepsilon_1$ - та  $\Delta\varepsilon_3$ -поверхні перетинаються на нульовому рівні, тому що  $K_{H_{2p}} = K_{H_2} = 0$ . Причому, завжди  $|\Delta\varepsilon_1| > |\Delta\varepsilon_3|$ , через те, що при однакових чисельниках, знаменник (11) менше, ніж знаменник (4). Це пояснюється впливом  $\lambda_1 < \lambda_3$ . Цікаво, що при деяких поєднаннях  $K_{H_2}$  та  $K_c$  (наприклад, при  $K_c = 0,91546$  і  $K_{H_2} = -0,00162$ ) РН з апіорі заданим  $K_{H_{2p}} = 0$  не має розв'язків. Це означає, що вказані спектральні розподіли випромінювальної здатності характеризуються такими поєднаннями  $\varepsilon_{кол}$  і  $\varepsilon_{екв}$ , при котрих максимум функцій  $K_{H_{2p}} = f(\varepsilon_{3p})$  й  $K_{H_{2p}} = f(\varepsilon_{1p})$  (див. рис. 1) лежить нижче нульового рівня. Цей факт може використовуватись для якісної ідентифікації нелінійного спектрального розподілу випромінювальної здатності (характерно лише для зростаючих увігнутих розподілів), а також з метою введення корекції в значення  $K_{H_{2p}} = 0$  лінійного методу – щоб РН мало принаймні 1 розв'язок.

Зі зростанням  $K_c$  залежності  $\Delta\varepsilon_1 = f(K_{H_2})$ ,  $\Delta\varepsilon_3 = f(K_{H_2})$  наближаються до лінійних, а їх крутизна зменшується. Так, при  $K_c = 0,95587$  межі змін похибок складають  $-0,2247 \dots 0,1871$  для  $\Delta\varepsilon_1$  і  $-0,1977 \dots 0,1456$  для  $\Delta\varepsilon_3$ , а при  $K_c = 1,18470$  –  $-0,0956 \dots 0,1060$  і  $-0,0644 \dots 0,0679$  відповідно. Тобто має місце зустрічний, взаємнокомпенсуючий вплив коефіцієнтів нелінійності та селективності. Це пояснюється зменшенням  $\varepsilon_{кол}$  через зростання  $K_c$  при  $\varepsilon_{cp} = \text{const}$ . Зменшення  $\varepsilon_{кол}$  призводить до збільшення крутизни залежностей  $K_{H_{2p}} = f(\varepsilon_{3p})$  і  $K_{H_{2p}} = f(\varepsilon_{1p})$ . При цьому цілком очевидно, що  $\Delta\varepsilon_3$  і  $\Delta\varepsilon_1$ , обумовлені відхиленням положення нульового перетину графіків РН від правильного (за рахунок  $K_{H_{2p}} = 0 \neq K_{H_2}$ ), зменшуються. Аналогічний висновок про вплив  $K_c$  отримаємо, аналізуючи рівняння (4) та (11). З ростом  $K_c$  при  $\varepsilon_{cp} = \text{const}$  і  $K_{H_2} = \text{const}$  знаменник цих рівнянь, котрий описує швидкість зміни функцій  $K_{H_{2p}} = f(\varepsilon_{3p})$  і  $K_{H_{2p}} = f(\varepsilon_{1p})$ , зростає, а чисельник майже не змінюється. В результаті похибки, що визначаються в ході чисельного розв'язання (4) і (11), зменшуються.

Зі зміною  $K_c$  і  $K_{H_2}$ ,  $|\delta T_{ДКПВ}|$  також змінюється по експоненті (рис. 2, б). Це впливає із розглянутої вище поведінки  $\Delta\varepsilon_1$  і  $\Delta\varepsilon_3$ . Ці похибки, відповідно до виразу (19), трансформуються в похибку «по температурі» ДКПВ. Так, відносна похибка ДКПВ пропорційна похибкам вимірювань випромінювальної здатності, але протилежна за знаком. Для ілюстрації впливу знаків  $\Delta\varepsilon_1$  та  $\Delta\varepsilon_3$  на знак  $\delta T_{ДКПВ}$ , проаналізуємо вираз (19). Як для УГ-розподілів (для котрих  $\Delta\varepsilon_1 < 0$ ,  $\Delta\varepsilon_3 < 0$ ), так і для ОП-розподілів ( $\Delta\varepsilon_1 >$



а)



б)

**Рис. 2.** Залежності методичних похибок лінійного метода та ДКПВ від  $K_{H_2}$  та  $K_C$  при  $\varepsilon_{cp} = \varepsilon_{cp,W} = 0,4173 = \text{const}$ ,  $\lambda_1 = 0,7000$ ;  $\lambda_2 = 0,7875$ ;  $\lambda_3 = 0,9000$  мкм,  $T = 1600$  К:  
 а) абсолютні похибки вимірювань випромінювальної здатності;  
 б) відносні похибки вимірювань температури

$0, \Delta\varepsilon_3 > 0$ ) знаменник (19) є додатнім. У випадку УГ-розподілів чисельник цього виразу додатній, в результаті чого  $\delta T_{DKПВ} > 0$ , а у випадку ОП-розподілів – від’ємний і  $\delta T_{DKПВ} < 0$ .

Задаючись конкретними поєднаннями  $K_{H_2}$  і  $K_C$  об’єкта, по рис. 2 можливо графічно визначити похибки вимірювань випромінювальної

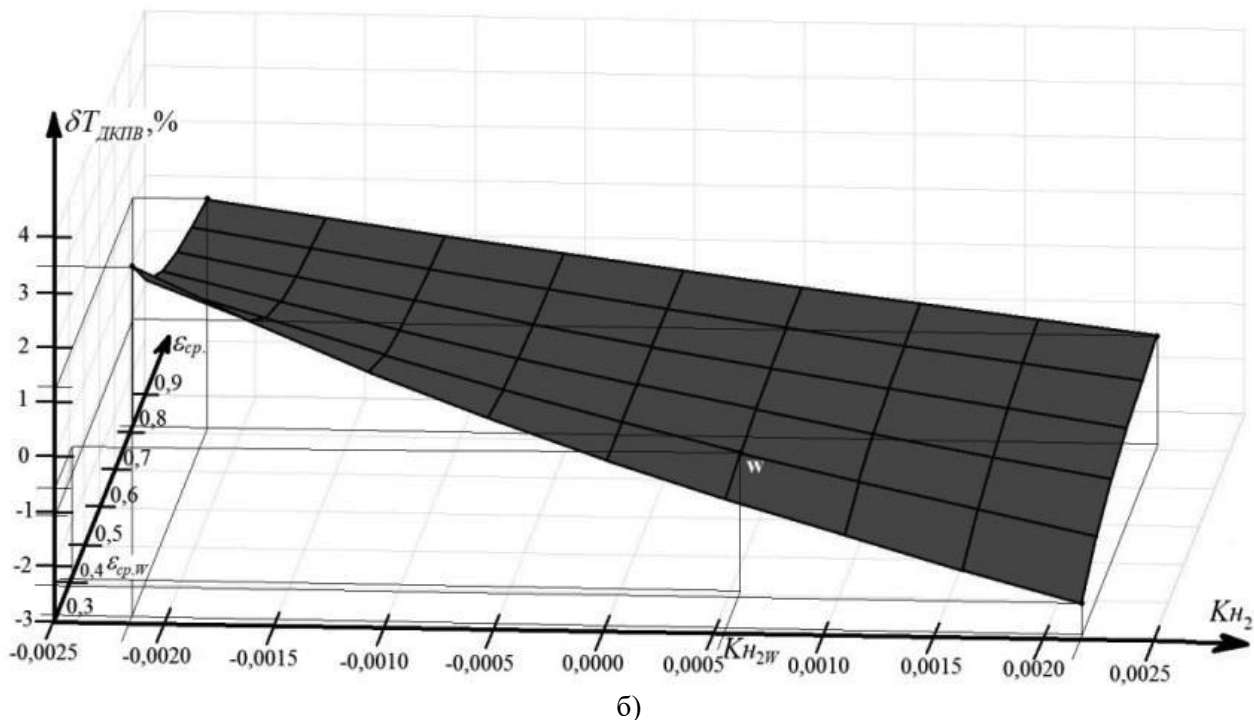
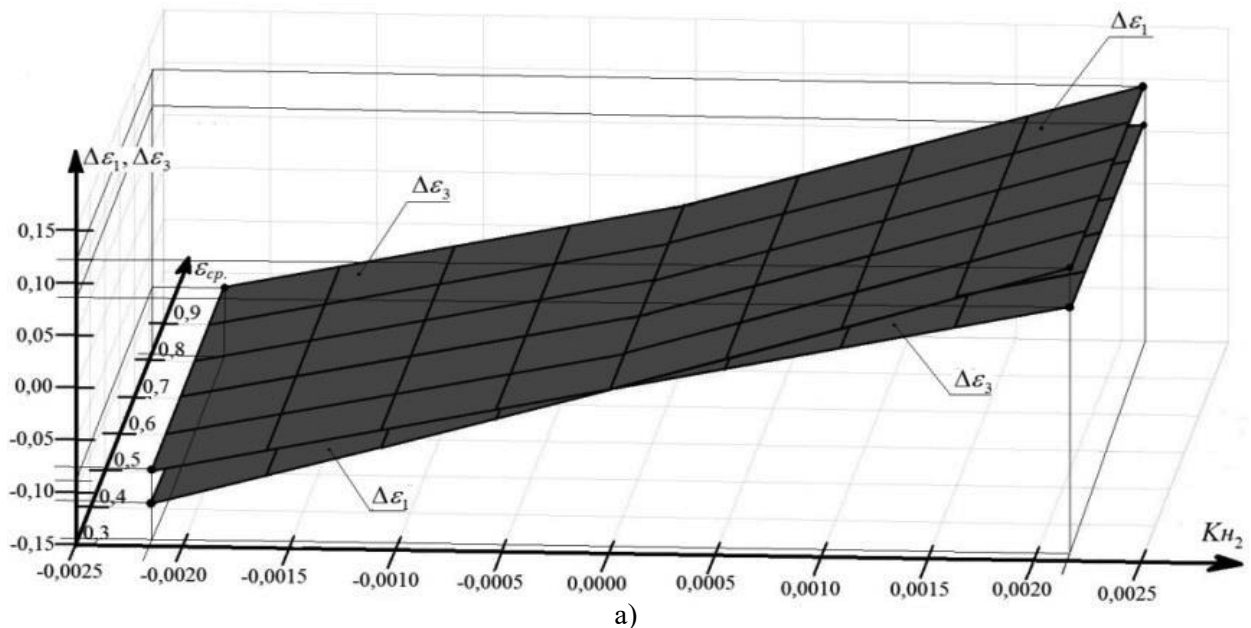
здатності та температури. Наприклад, при значеннях  $K_{H_2}$  та  $K_C$ , які відповідають апроксимованому спектральному розподілу випромінювальної здатності вольфраму,  $\Delta\varepsilon_1 = 0,0301$ ,  $\Delta\varepsilon_3 = 0,0214$ , що відповідає  $\Delta\varepsilon_{cp} = (\Delta\varepsilon_1 + \Delta\varepsilon_3)/2 = 0,026$ , а  $\delta T_{DKПВ} = -0,52\%$ . Порівняно з граничними умовами, в яких вивчено похибки ДКПВ з апри-

орним усередненим настроюванням [7],  $\Delta \varepsilon_{cp}$  зменшилась в 3,8 рази, а  $\delta T_{ДКПВ}$  – в 4,7 рази.

На рис. 3 зображені закономірності впливу  $K_{H_2}$  та  $\varepsilon_{cp}$  для спадаючих спектральних розподілів випромінювальної здатності при  $Kc = \text{const} > 1$  на похибки вимірювань випромінювальної здатності й температури.

Залежності  $\Delta \varepsilon_1 = f(K_{H_2}, \varepsilon_{cp})$  і  $\Delta \varepsilon_3 = f(K_{H_2}, \varepsilon_{cp})$  (рис. 3, а) являють собою площини, зсунуті на

деякий кут відносно одна одної, так як  $|\Delta \varepsilon_1| > |\Delta \varepsilon_3|$ . Причому, їх крутизна не залежить від  $\varepsilon_{cp}$ . Іншими словами, в досліджених умовах  $\Delta \varepsilon_1$  і  $\Delta \varepsilon_3$  квазілінійно залежать від  $K_{H_2}$  і не залежать від  $\varepsilon_{cp}$ . Цей факт можна пояснити, аналізуючи рівняння (4) та (11). Їх знаменники, які описуються формулами (9) та (14), при  $K_{H_2} = \text{const}$ ,  $Kc = \text{const}$  і  $\varepsilon_{cp} = \text{var}$  не змінюються, тому що не змінюються перші доданки в (9) і (14). Чи-



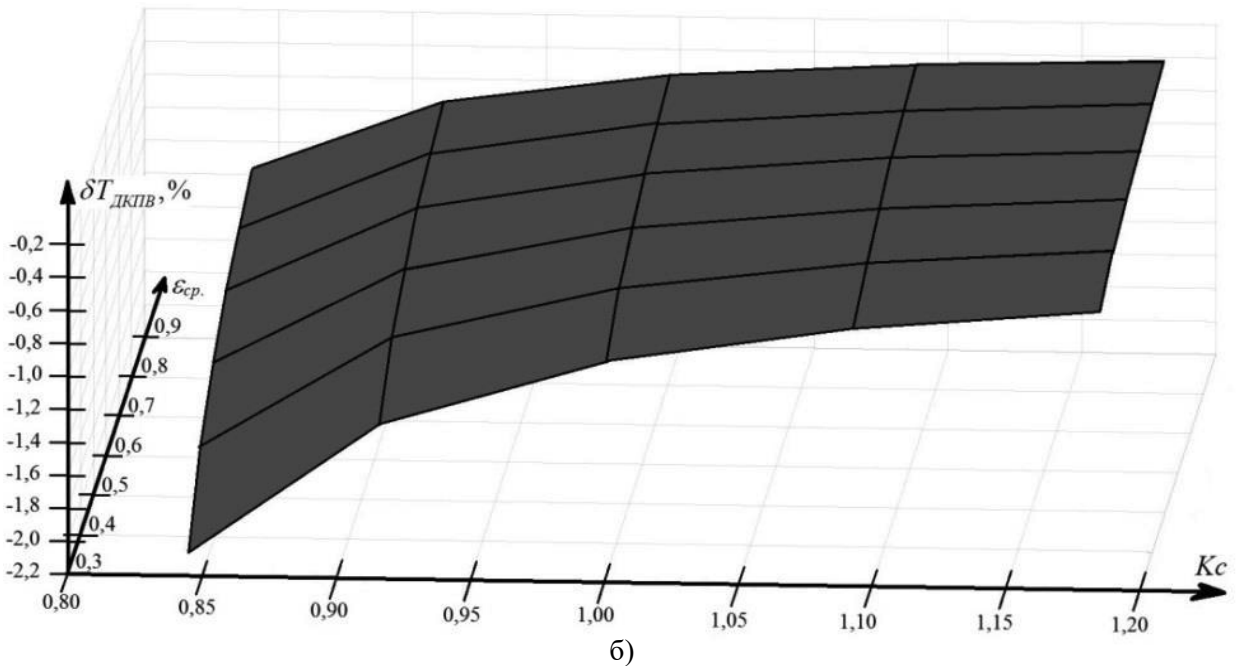
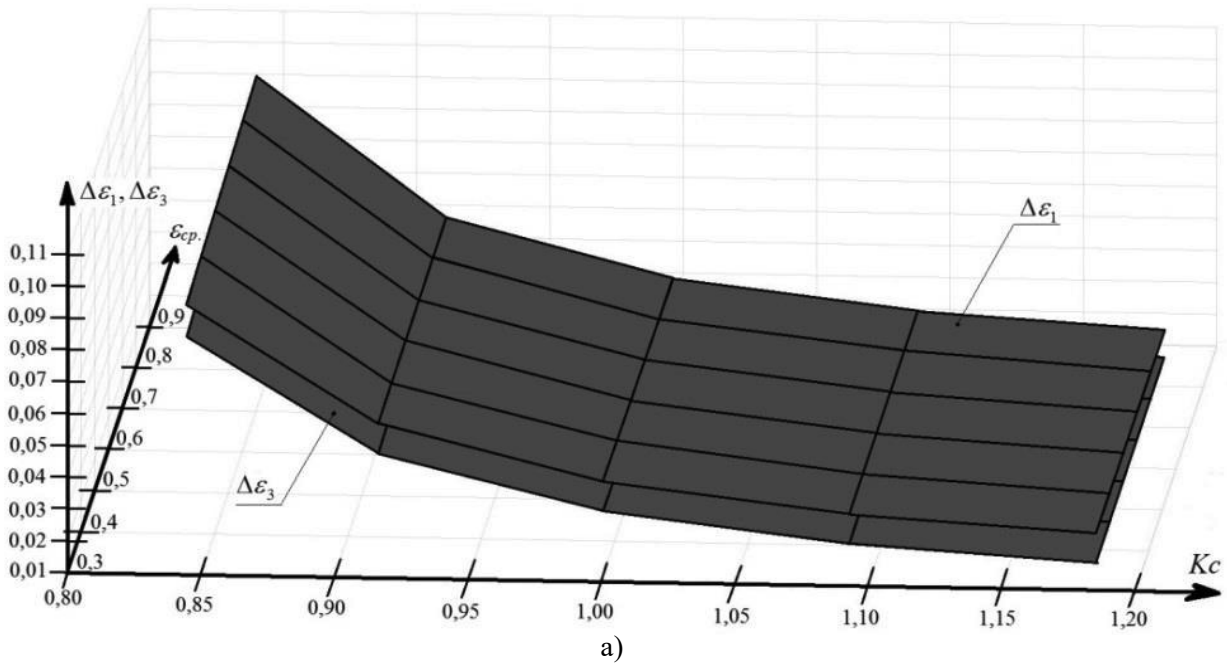
**Рис. 3.** Залежності методичних похибок лінійного метода та ДКПВ від  $K_{H_2}$  та  $\varepsilon_{cp}$  при  $Kc = Kc_w = 1,0924 = \text{const}$ ,  $\lambda_1 = 0,7000$ ;  $\lambda_2 = 0,7875$ ;  $\lambda_3 = 0,9000$  мкм,  $T = 1600$  К: а) абсолютні похибки вимірювань випромінювальної здатності; б) відносні похибки вимірювань температури



сельники рівнянь (4) та (11) теж не змінюються, тому що  $K_{H_2} = \text{const}$ . В результаті отримуємо стабільні  $\Delta\varepsilon_3$ ,  $\Delta\varepsilon_1$ . Якщо ж  $Kc = \text{const}$ ,  $\varepsilon_{cp} = \text{const}$ , а  $K_{H_2} = \text{var}$ , мають місце практично лінійні залежності (9) та (14) від  $K_{H_2}$ , котрі, входячи в рівняння (4) і (11), обумовлюють квазілінійні зміни  $\Delta\varepsilon_3$ ,  $\Delta\varepsilon_1$ .

Зі зростанням  $\varepsilon_{cp}$ , крутизна залежностей  $\delta T_{\text{ДКПВ}} = f(K_{H_2})$  зменшується (рис. 3, б). Це

обумовлено тим, що при стабільних  $\Delta\varepsilon_1$  і  $\Delta\varepsilon_3$ , зростання  $\varepsilon_{cp}$  призводить до зменшення чисельника (19). Знаменник при цьому практично не змінюється. В результаті маємо зниження  $|\delta T_{\text{ДКПВ}}|$ . Так, за рахунок зростання  $\varepsilon_{cp}$  від 0,3173 до 0,8173 (в 2,6 рази) похибки ДКПВ знижуються в 2,4–2,9 рази. Така поведінка похибок узгоджується з впливаючою з термодинамічних законів теплового випромінюван-



**Рис. 4.** Залежності методичних похибок лінійного метода та ДКПВ від  $Kc$  та  $\varepsilon_{cp}$  при  $K_{H_2} = K_{H_{2w}} = 0,00054 = \text{const}$ ,  $\lambda_1 = 0,7000$ ;  $\lambda_2 = 0,7875$ ;  $\lambda_3 = 0,9000$  мкм,  $T = 1600$  К: а) абсолютні похибки вимірювань випромінювальної здатності; б) відносні похибки вимірювань температури

ня закономірністю для енергетичної (однокольорової) пірометрії випромінювання. Її похибки, при фіксованій  $\Delta\varepsilon$ , також зменшуються зі зростанням  $\varepsilon$ . Це обумовлено тим, що випромінювальна здатність входить в закон Віна під знаком логарифма.

Певний інтерес має вплив  $Kc$  та  $\varepsilon_{cp}$  на методичні похибки при  $K_{H_2} = K_{H_{2W}} = \text{const}$  (рис. 4).

Рис. 4, а підтверджує та більш наочно демонструє зроблений раніше висновок про експоненційне зменшення похибок вимірювань випромінювальності зі зростанням  $Kc$ . Також видно відсутність залежності похибок від  $\varepsilon_{cp}$ . Так, при зростанні  $Kc$  від 0,8441 до 1,1847  $\Delta\varepsilon_1$  і  $\Delta\varepsilon_3$  зменшуються в 3,6 і 4,9 рази відповідно.

На похибки ДКПВ, крім  $Kc$  та  $K_{H_2}$ , які обумовлюють  $\Delta\varepsilon_1$  та  $\Delta\varepsilon_3$ , також впливає і  $\varepsilon_{cp}$ . З рис. 4, б видно, що при комплексному впливі коефіцієнтів селективності та середнього рівня випромінювальності, похибки ДКПВ знижуються в 3,8–4,4 рази, причому більш швидке зниження має місце при менших значеннях випромінювальності.

#### 4. Висновки

Таким чином, у результаті виконаних досліджень встановлено закономірності впливу визначальних факторів об'єкта (коефіцієнтів нелінійності, селективності, а також середнього рівня випромінювальності здатності) на методичні похибки опосередкованих вимірювань випромінювальності здатності за лінійним методом і температури – за методом двокольорової компенсаційної пірометрії випромінювання. При цьому вплив факторів пірометричної системи (інструментальних похибок) не розглядався, через що сумарна похибка дорівнює методичній складовій.

Встановлено зустрічний взаємокомпенсуючий вплив коефіцієнтів селективності та нелінійності на похибки вимірювань випромінювальності здатності та температури. Причому, похибки вимірювань температури пропорційні за модулем похибкам вимірювань випромінювальності здатності, але мають протилежний знак. При стабільному середньому рівні випромінювальності здатності, зі зростанням коефіцієнта селективності від 0,8441 до 1,1847 похибки вимірювань випромінювальності здатності та температури знижуються в 1,8–3,5 рази. Похибки мінімальні для спадаючих опуклих та максимальні для зростаючих увігнутих спектральних розподілів випромінювальності здатності.

Доведено, що вплив середнього рівня випромінювальності здатності на похибки вимірювань

випромінювальності здатності відсутній. При цьому з підвищенням та зниженням середнього рівня випромінювальності здатності температурні похибки зменшуються та збільшуються, відповідно. Зі зростанням середнього рівня випромінювальності здатності від 0,3173 до 0,8173 похибки вимірювань температури знижуються в 2,4–2,9 рази.

У випадку лінійних спектральних розподілів випромінювальності здатності (за будь-яких поєднань коефіцієнтів селективності і середнього рівня випромінювальності здатності) похибки рівні нулю. Це є перевагою порівняно з апріорним усередненим настроюванням, де, за граничних умов, похибки для середнього рівня випромінювальності здатності та температури досягають 0,1 та 2,44%, відповідно. При значеннях факторів об'єкта, які відповідають нелінійному розподілу випромінювальності здатності вольфраму, лінійний метод дозволяє знизити похибку вимірювання середнього рівня випромінювальності здатності, порівняно з граничною похибкою для умов апріорного усередненого настроювання, в 3,8 рази, а температури – в 4,7. Двокольорова компенсаційна пірометрія випромінювання з уточненим настроюванням за рівнянням нелінійності спектрального розподілу випромінювальності здатності підвищує точність та розширює область застосування оптичної термометрії в енергетиці, металургії, скляних, вогнетривких та інших виробництвах.

#### Посилання

1. Ruffino G., Zaixiang C., Sjogga K., Jingmin D. Multiwavelength pyrometer with photodiode array. *Temperature its Measurement and Control In Science and Industry*, Vol. 6, edited by J. F. Schooley, AIP, New York, 1993. P. 807–811.
2. Felice R. Spectropyrometer – practical multi-wavelength pyrometer (FAR Associates). *The 8-th Symposium on Temperature: Its Measurement and Control in Science and Industry*. October 21-24, 2002.
3. Madura H., Kastek M., Piątkowski T. Automatic compensation of emissivity in three-wavelength pyrometers. *Infrared physics and technology*. 2007. Vol. 51, Iss. 1. P. 1–8. <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2006.11.001>
4. Луданов К.І. Комбінований спосіб трихроматичної яскравісної пірометрії. Патент UA82870, МПК G01J 5/00. Заявл. 28.03.2013; опубл. 27.08.2013, бюл. № 16. URL: <https://base.uipv.org/searchINV/getdocument.php?claimnumber=a201303825&doctype=ou> (дата звернення: 07.06.2021).
5. Wen C.-D., Chr Y.-H. The assessment of multispectral radiation thermometry using linear and log-linear emissivity models for steel. *Numerical*

*Heat Transfer Fundamentals*. 2010. Vol. 58, Iss.1. P. 40—54. <https://doi.org/10.1080/10407790.2010.504696>

6. Liang M., Sun B., Sun X., Xie J., Yu C. Rules of emissivity sample choice in multi-wavelength pyrometry. *International Journal of Thermophysics*. 2017. Vol. 38, Iss. 3. P. 67—76. <https://doi.org/10.1007/s10765-016-2169-3>

7. Жуков Л.Ф., Петренко Д.О. Вплив випромінювальних характеристик металевих сплавів на методичні похибки двокольорової компенсаційної та класичної термометрії. *Вимірювальна техніка та метрологія*. 2019. Т. 80, Вип. 3. С. 39—45. <https://doi.org/10.23939/istcmtm2019.03.039>

8. Zhukov L.F., Petrenko D.O. Two-color compensative thermometry with corrected adjustment using nonlinearity equation of emissivity spectral distribution. *Measuring Equipment and Metrology*. 2021.

Vol. 82, No. 3. P. 18—25. <https://doi.org/10.23939/istcmtm2021.03.018>

9. Ціделко В.Д., Яремчук Н.А. Невизначеність вимірювання. Обробка даних і подання результату вимірювання. Київ: ІВЦ «Видавництво «Політехніка», 2002. 176 с.

10. Орнатский П.П. Теоретические основы информационно-измерительной техники. 2-е изд. Киев: Высшая школа, 1983. 455 с.

11. Снопко В. Н. Основы методов пирометрии по спектру теплового излучения. Минск: Институт физики им. Степанова НАН Беларуси, 1999. 224 с.

12. Поскачей А.А., Чарихов Л.А. Пирометрия объектов с изменяющейся излучательной способностью. М.: Metallurgy, 1978. 200 с.

13. Gale W.F., Totemeier T.C. *Smithells Metals Reference Book*. 8-th edition. *Burlington*: Butterworth-Heinemann, 2004. 760 P.

## INVESTIGATION OF METROLOGICAL CHARACTERISTICS OF INDIRECT MEASUREMENTS OF EMISSIVITY AND TEMPERATURE BY LINEAR METHOD

**Leonid Zhukov**<sup>1</sup>, Dr. Sci. (Engin.), Professor <https://orcid.org/0000-0001-9067-8613>  
**Dmytro Petrenko**<sup>2\*</sup>, <https://orcid.org/0000-0002-7546-9503>

<sup>1</sup> Institute of General Energy of NAS of Ukraine, 172, Antonovycha Street, Kyiv, 03150, Ukraine;

e-mail: [zhukov@i.com.ua](mailto:zhukov@i.com.ua)

<sup>2</sup> Physico-Technological Institute of Metals and Alloys of NAS of Ukraine, 34/1, Vernadskogo Boulevard, Kyiv, 03142, Ukraine.

e-mail: [dima-petrenko@meta.ua](mailto:dima-petrenko@meta.ua)

\* Corresponding author: [dima-petrenko@meta.ua](mailto:dima-petrenko@meta.ua)

**Abstract.** *The article is devoted to metrological characteristics increase of two-color compensative thermometry by clarifying its adjustment using the linear method of indirect measurements of emissivity. The aim of the article is to investigate the influence of radiative characteristics (determinative factors) of the thermomereed object on methodical errors of indirect emissivity and temperature measurements. The formulae and graphic representations of complex influence of object radiative characteristics on errors of indirect emissivity and temperature measurements have been obtained. Higher metrological characteristics of two-color compensative thermometry with clarified adjustment by linear method, compared with a priori averaged adjustment, have been established. Thus, in the case of linear emissivity spectral distributions the errors of emissivity and temperature measurements are excluded. At the values of object factors that correspond to tungsten, the linear method, in comparison with limit conditions at averaged a priori adjustment, allows the emissivity measurement error to be reduced 3,8 times, and the temperature error – by 4,8 times. Two-color compensative thermometry with clarified adjustment widens the application field of non-alternative for the most effective resource-saving continuous high-temperature thermal control optical thermometry in the conditions of unknown and randomly variable optical characteristics of objects of control in energetics, metallurgy, glass, refractory, and other industries. Developed thermometry methods can also be utilized for aerospace research and control.*

**Keywords:** two-color compensative thermometry, linear method, equation and nonlinearity coefficient of emissivity spectral distribution, temperature, methodical error.

## References

1. Ruffino, G., Zaixiang, C., Sjogao, K., & Jingmin, D. (1993). Multiwavelength pyrometer with photodiode array. *Temperature its Measurement and Control In Science and Industry*, Vol. 6, edited by J.F. Schooley, AIP, New York, P. 807–811.
2. Felice, R. (2002). Spectropyrometer – practical multiwavelength pyrometer (FAR Associates). *The 8-th Symposium on Temperature: Its Measurement and Control in Science and Industry*. October 21-24.
3. Madura, H., Kastek, M., Piątkowski, T. (2007). Automatic compensation of emissivity in three-wavelength pyrometers. *Infrared physics and technology*, Vol. 51, Iss. 1. P. 1–8. <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2006.11.001>
4. Ludanov, K.I. (2013). The combined method of three chromatic brightness pyrometry. Patent UA82870, MPC G01J 5/00. Appl. 28.03.2013; publ. 27.08.2013, bul. № 16. URL: <https://base.uipv.org/searchINV/getdocument.php?claimnumber=a201303825&doctype=ou> (Last accessed: 07.06.2021) [in Ukrainian].
5. Wen, C.-D., & Chr, Y.-H. (2010). The assessment of multispectral radiation thermometry using linear and log-linear emissivity models for steel. *Numerical Heat Transfer Fundamentals*. Vol. 58, Iss.1. P. 40–54. <https://doi.org/10.1080/10407790.2010.504696>
6. Liang, M., Sun, B., Sun, X., Xie, J., Yu, C. (2017). Rules of emissivity sample choice in multi-wavelength pyrometry. *International Journal of Thermophysics*. Vol. 38, Iss. 3. P. 67–76. <https://doi.org/10.1007/s10765-016-2169-3>
7. Zhukov, L.F., Petrenko, D.O. (2019). Influence of metal alloys radiative characteristics on methodical errors of two-color compensative and classical thermometry. *Measuring Equipment and Metrology*. Vol. 80, No. 3. P. 39–45 [in Ukrainian]. <https://doi.org/10.23939/istcm2019.03.039>
8. Zhukov L.F., Petrenko D.O. (2021). Two-color compensative thermometry with corrected adjustment using nonlinearity equation of emissivity spectral distribution. *Measuring Equipment and Metrology*. Vol. 82, No. 3. P. 18–25. <https://doi.org/10.23939/istcm2021.03.018>
9. Tsidelko, V.D., & Yaremchuk, N.A. (2002). Nevyznachenist' vymiryuvannya. Obrobka danykh i podannya rezul'tatu vymiryuvannya [Measurement uncertainty. Data processing and notation of measurement result]. Kyiv: Publishing House «Politehnika», 176 p. [in Ukrainian].
10. Ornatskiy, P.P. (1983). Theoretical bases of information-measurement equipment. 2-nd edition. Kiev: Vysha shkola, 455 p. [in Russian].
11. Snopko, V.N. (1999). The bases of pyrometry methods with the use of spectrum of heat radiation. Minsk: Institute of physics named after Stepanov of NASB, 224 p. [in Russian].
12. Poskachei, A.A., & Charihov, L.A. (1978). Pyrometry of objects with varying emissivity. Moscow: Metallurgy, 200 p. [in Russian].
13. Gale, W. F., & Totemeier, T.C. (2004). *Smithells Metals Reference Book*. 8-th edition. Burlington: Butterworth-Heinemann, 760 p.

Надійшла до редколегії: 24.03.2022