

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ ІМЕНІ ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

Н.М.БРУКВА, І.Ф.СКІЦЬКО

ФІЗИКА

Вивчення законів теплового випромінювання

Навчальний посібник

Рекомендовано Методичною радою

КПІ ім. Ігоря Сікорського, як навчальний посібник для здобувачів ступеня бакалавра, які навчаються за освітньою програмою «Безпека державних інформаційних ресурсів, спеціальні телекомунікаційні системи» спеціальності 125 «Кібербезпека», 172 «Телекомунікації та радіотехніка»

Електронне мережеве навчальне видання

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2023

УДК 535.2, 536.5

В19

Автори: Бруква Наталія Миколаївна, старший викладач.
Скіцько Іван Федорович, канд.фіз.-мат. наук, доцент.

Рецензент Савченко Д.В., в.о. зав. кафедри ЗФ та моделювання фізичних процесів КПІ ім. Ігоря Сікорського, д-р фіз.-мат. наук, доц.

Відповідальний редактор Лінчевський І.В., професор кафедри загальної фізики КПІ ім. Ігоря Сікорського, д-р фіз.-мат. наук, проф.

*Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
(протокол № 3 від 07.12.2023 р.)
за поданням вченої ради фізико-математичного факультету
(протокол № 11 від 22.11.2023 р.)*

Скіцько І.Ф.

В19

Фізика: Вивчення законів теплового випромінювання. Інструкція до лабораторної роботи [Електронний ресурс]: навч. посіб. для здобувачів ступеня бакалавра за освіт. програмою «Безпека державних інформаційних ресурсів, спеціальні телекомунікаційні системи» спеціальності 125 «Кибербезпека», 172 «Телекомунікації та радіотехніка». / Н.М.Бруква, І.Ф.Скіцько; КПІ ім. Ігоря Сікорського. – Електрон. текст. дані (1 файл). – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2023. – 41 с.

Посібник забезпечує проведення лабораторної роботи: "Вивчення законів теплового випромінювання" за програмою навчальної дисципліни "Фізика". Детально розглядається теорія лабораторної роботи, методика проведення дослідження і обробки результатів вимірювань.

Призначений для здобувачів ступеня бакалавра за спеціальністю 125 "Кибербезпека", 172 "Телекомунікації та радіотехніка". Буде корисним і для студентів інших технічних спеціальностей вищих навчальних закладів.

УДК 535.2, 536.5

Реєстр. № НП **XX/XX-XXX**. Обсяг 2,57 авт. арк.

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
проспект Берестейський, 37, м. Київ, 03056, <https://kpi.ua>

Свідцтво про внесення до Державного реєстру видавців, виготовлювачів і розповсюджувачів видавничої продукції ДК № 5354 від 25.05.2017 р.

© Н.М.Бруква, І.Ф.Скіцько, 2023

© КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2023

Вивчення законів теплового випромінювання

Мета роботи:

1. Вивчення законів теплового випромінювання.
2. Ознайомлення з методами оптичної пірометрії.
3. Перевірка виконання закону та визначення сталої Стефана-Больцмана.
4. Порівняти отримані результати обробки експериментальних даних із результатами математичної обробки цих же даних. Визначити невизначеності отриманих величин.
5. Записати кінцевий результат отриманих величин та зробити висновки по роботі.

Теоретичні відомості

Теплове випромінювання. Його характеристики. Абсолютно чорне тіло. Закон Кірхгофа

Світло, яке випромінюється джерелом, відносить з собою енергію. В залежності від того, звідки черпається ця енергія і розрізняють види світіння. В тих випадках, коли необхідна

енергія надається нагріванням, тобто підводом теплоти, випромінювання називається *тепловим* або *температурним*. Серед різних видів світіння воно займає особливе місце. На противагу всім видам люмінесценції *це єдиний вид випромінювання, який може знаходитись в стані термодинамічної рівноваги з тілами*. Тому фізика *теплого випромінювання є тією ланкою, яка зв'язує термодинаміку й оптику*. Це не тільки розширило границі можливостей термодинаміки і статистичної механіки, але й привело до таких наслідків, котрі виявились революційними в історії фізики взагалі. Велике відкриття Планка – квантова гіпотеза – і є таким наслідком.

У проблемах теплового випромінювання особливо важ-

ливе значення має поняття так званого *рівноважного випромінювання*. Для встановлення цього поняття розглянемо оболонку з нерухомими і непрозорими стінками, температура яких підтримується сталою (рис.1). Атоми і молекули оболонки

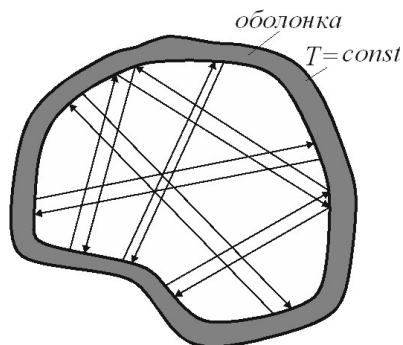


Рис.1.

переходять у збуджені стани внаслідок енергії теплового руху і при обернених переходах в незбуджені стани дають випромінювання, яке заповнює оболонку. Падаючи на стінки оболонки, промениста енергія частково відбивається, частково по-

глинається. Відбувається зміна напрямку розповсюдження, спектрального складу, поляризації, інтенсивності випромінювання. В результаті всіх цих процесів, як витікає із загальних законів термодинаміки, в оболонці вешті-решт встановиться макроскопічний цілком визначений стан випромінювання, при якому за кожний проміжок часу кількість променистої енергії певного кольору (частоти), напрямку розповсюдження і поляризації, яка випромінюється, в середньому дорівнює кількості енергії того ж кольору, напрямку розповсюдження і поляризації, що поглинається. Як і будь-який *рівноважний стан*, він характеризується тим, що кожному мікропроцесу, що відбувається в системі, з тією ж ймовірністю відповідає мікропро-

цес, що йде в оберненому напрямку (**принцип детальної рівноваги**). Завдяки цьому стан випромінювання в оболонці залишається *макроскопічно незмінним* з часом. Перехід в рівноважний стан, як і будь-який статистичний процес, керується *ймовірнісними законами*. В оболонці встановлюється хаотичний стан випромінювання, якому відповідає *найбільша ймовірність*. Такий стан випромінювання називається *рівноважним випромінюванням*.

Властивості рівноважного випромінювання

Густина променистої енергії, її розподіл по спектру частот (довжин хвиль) і напрямку розповсюдження, а також поляризація випромінювання *зовсім не залежать від форми і матеріалу стінок оболонки*. Ці власти-

вості, як і стан газу в посудині, визначаються *тільки температурою стінок оболонки*. Рівноважне випромінювання *однорідне*, тобто його густина однакова у всіх точках всередині оболонки. Воно *ізотропне і неполяризоване*: всі можливі напрямки розповсюдження випромінювання є рівноймовірними, а напрямки векторів \vec{E} і \vec{H} в кожній точці простору хаотично змінюються з часом. Оскільки випромінювання знаходиться в тепловій рівновазі зі стінками, то можна говорити про температуру не тільки стінок оболонки, а і про *температуру самого випромінювання*, вважаючи за визначенням обидві температури однаковими. Однак, необхідно підкреслити, що температура рівноважного випромінювання є

властивістю самого випромінювання, а не стінок оболонки, з якою воно знаходиться в тепловій рівновазі. Про температуру випромінювання має сенс говорити і тоді, коли взагалі немає ніяких стінок. Зокрема, наприклад, густина енергії рівноважного випромінювання однозначно визначає і його температуру.

Для експериментального вивчення спектрального складу рівноважного випромінювання можна зробити невеликий отвір в стінках оболонки, які підтримуються при певній температурі. Випромінювання, яке виходить назовні через отвір, має такий самий же спектральний склад, як і всередині оболонки. Від рівноважного воно відрізняється лише тим, що розповсюджується в межах деякого

тілесного кута в одному напрямку, тобто воно не ізотропне.

Введемо поняття деяких фізичних величин, що характеризують стан випромінювання в просторі:

– $U(T)$ - об'ємна густина енергії випромінювання, тобто сумарна енергія одиниці об'єму електромагнітних хвиль усіх можливих частот ($0 \leq \omega \leq \infty$).

– $u(\omega, T)$ або $u(\lambda, T)$ - спектральна густина випромінювання, яка характеризує розподіл енергії за частотами або довжинами хвиль. Величина $u(\omega, T) d\omega$ дає енергію одиниці об'єму випромінювання з частотами в інтервалі від ω до $\omega + d\omega$, а $u(\lambda, T) d\lambda$ дає енергію одиниці об'єму випромінювання з довжинами хвиль в інтервалі від λ до $\lambda + d\lambda$. Якщо це один і

той самий спектральний інтервал, то $u(\omega, T)d\omega = u(\lambda, T)d\lambda$. Враховуючи, що $\omega = 2\pi c/\lambda$, звідси легко виразити $u(\omega, T)$ через $u(\lambda, T)$ або навпаки.

$$u(\lambda, T) = (2\pi c/\lambda^2)u(\omega, T). \quad (1)$$

Очевидно, що

$$U(T) = \int_0^\infty u(\omega, T)d\omega = \int_0^\infty u(\lambda, T)d\lambda. \quad (2)$$

В теоретичній фізиці, як правило, користуються величиною $u(\omega, T)$, в експериментальній фізиці віддають перевагу $u(\lambda, T)$. Для випадку рівноважного випромінювання функції $u(\omega, T)$ і $u(\lambda, T)$ залежать тільки від частоти ω (або довжини хвилі λ) і від температури випромінювання T , але не залежать від форми і матеріалу стінок оболонки. В цьому випадку $u(\omega, T)$ буде універсальною функцією тільки ω і T , а $U(T)$ —

універсальною функцією тільки T . Знаходження функції $u(\omega, T)$ є основним завданням теорії теплового випромінювання.

В той час як спектральний розподіл енергії випромінювання, що виходить з отвору в оболонці, має універсальний характер, для теплового випромінювання з відкритої поверхні тіла це не так: його спектральний розподіл залежить не тільки від температури, але і від матеріалу поверхні. Для кількісної характеристики цього спектрального розподілу вводять такі поняття: — $r(\omega, T)$ або $r(\lambda, T)$ — **випромінювальна здатність** тіла, тобто спектральна густина потоку енергії випромінювання, що випромінюється одиничною площадкою поверхні у всіх на-

прямках (в межах тілесного кута 2π) для одиничного інтервалу частот (довжин хвиль) так, що $r(\omega, T)d\omega$ або $r(\lambda, T)d\lambda$ є випромінювання у відповідному спектральному інтервалі від ω до $\omega + d\omega$ або від λ до $\lambda + d\lambda$.

Аналогічно формулі (1)

$$r(\lambda, T) = \left(\frac{2\pi c}{\lambda^2}\right)r(\omega, T). \quad (3)$$

— $R(T)$ - інтегральна випромінювальна здатність (повний потік випромінювання для всіх частот) називається **енергетичною світністю** поверхні. Очевидно, що

$$R(T) = \int_0^\infty r(\omega, T)d\omega = \int_0^\infty r(\lambda, T)d\lambda. \quad (4)$$

Підкреслимо, що випромінювальна здатність $r(\omega, T)$ характеризує тільки теплове випромінювання тіла (всі інші види випромінювання виключаються). Для даного тіла вид фу-

нкції $r(\omega, T)$ залежить тільки від його температури. Випромінювальна здатність тіла не залежить від оточуючого середовища, зокрема від того, чи знаходиться тіло в рівновазі з випромінюванням, чи ні.

Випромінювання, яке падає на поверхню тіла, частково відбивається або розсіюється поверхнею, частково проходить через поверхню. Обмежимося випадком, коли тіло непрозоре, тобто товщина його достатня для того, щоб випромінювання, яке зайшло в нього, встигало повністю поглинутись, не досягнувши протилежної сторони. Тоді можна умовно говорити про поглинання самою поверхнею. Поглинання, як правило, має селективний (вибірковий) характер і залежить від температури поверхні. Так, напри-

клад, тонкий шар сажі практично повністю поглинає видиме світло, але в значно меншій мірі інфрачервоне випромінювання. Плавлений кварц прозорий в широкому інтервалі довжин хвиль, але починає помітно поглинати світло при температурі близькій 1500 °С. Для характеристики таких властивостей тіл вводять поняття *поглинальної здатності* $\alpha(\omega, T)$ або $\alpha(\lambda, T)$ тіла, під якою розуміють безрозмірну величину, що показує, яка доля енергії випромінювання даної частоти (або довжини хвилі), яке падає на поверхню, поглинається нею. За визначенням, $\alpha(\omega, T) \leq 1$. Для тіла, яке при будь якій температурі повністю поглинає випромінювання всіх частот, яке падає на нього, називається *абсолютно чорним*

(АЧТ) *або просто чорним*. Для нього $\alpha(\omega, T) \equiv 1$. Тіло, що поглинає однакову частку енергії незалежно від частоти при даній температурі $\alpha(\omega, T) = \text{const} < 1$, називається *сірим*.

Між випромінювальною і поглинальною здатностями будь-якого тіла є зв'язок, який впливає із загальних принципів термодинаміки. В 1859 році Кірхгоф встановив закон, який формулюється так: *відношення випромінювальної здатності тіла до його поглинальної здатності однакове для всіх тіл і є універсальною функцією частоти (довжини хвилі) і температури:*

$$\frac{r(\omega, T)}{\alpha(\omega, T)} = \left(\frac{r(\omega, T)}{\alpha(\omega, T)} \right)_{\text{АЧТ}} = f(\omega, T), \quad (5)$$

де $f(\omega, T)$ – універсальна функція Кірхгофа.

Самі величини $r(\omega, T)$ і $\alpha(\omega, T)$ можуть змінюватись дуже сильно при переході від одного тіла до іншого. Відношення ж їх є однаковим для всіх тіл. Закон Кірхгофа є точним кількісним узагальненням правила, яке емпірично встановив Прево в 1809 році. Згідно цього правила, якщо поглинальні здатності тіл різні, то будуть різними і їх випромінювальні здатності. Оскільки величина $\alpha(\omega, T)$ не може бути більша одиниці, то із (5) витікає, що із всіх тіл при одній і тій самій температурі абсолютно чорне тіло має найбільшу випромінювальну здатність. Із закону Кірхгофа витікає також, що всяке тіло при даній температурі випромінює переважно промені таких довжин хвиль, які воно

при тій самій температурі сильніше всього поглинає.

Для абсолютно чорного тіла (АЧТ) за визначенням $\alpha(\omega, T) \equiv 1$. Тоді із формули (5) витікає, що $r(\omega, T)$ для АЧТ дорівнює $f(\omega, T)$. Таким чином, **універсальна функція Кірхгофа $f(\omega, T)$ є не що інше, як випромінювальна здатність АЧТ.**

Між спектральною густиною енергії рівноважного випромінювання і випромінювальною здатністю АЧТ існує такий зв'язок:

$$u(\omega, T) = \frac{4}{c} r(\omega, T), \quad (6)$$

де c — швидкість світла у вакуумі. Тобто, спектральний розподіл теплового випромінювання АЧТ буде таким самим, як у рівноважного випромінювання при тій самій температурі. Тому

рівноважне випромінювання ще називають *чорним випромінюванням*. Сажа і платинова чернь у видимій області спектру

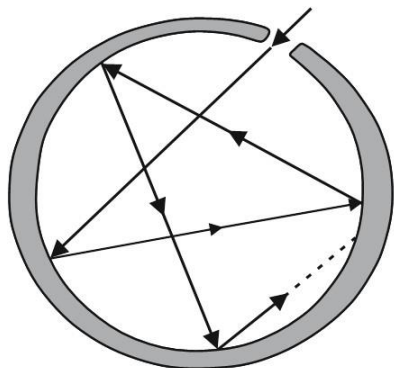


Рис.2. Модель АЧТ.

мають поглинальну здатність $\alpha(\omega, T)$ близьку до одиниці. Але в далекій інфрачервоній області спектру $\alpha(\omega, T)$ для них помітно менша одиниці. Абсолютно чорних тіл, як і інших ідеалізованих об'єктів, в природі не існує. Але можна створити пристрій, який за своїми властивостями скільки завгодно близький до абсолютно чорного тіла. Це оболонка, яка

показана на рис.1, в стінці якої зроблений невеликий отвір (рис.2).

Випромінювання, яке падає ззовні оболонки, проникає через отвір всередину, попадає на стінки оболонки, частково поглинається ними, частково відбивається або розсіюється і знову попадає на стінки. Через малі розміри отвору це відбувається багатократно, перш ніж деяка частина випромінювання знову попадає на отвір. Тому практично все падаюче на отвір світло будь-якої частоти повністю поглинається. Матеріал стінок оболонки значення не має. Отвір оболонки по відношенню до випромінювання, яке падає на нього, а також по відношенню до теплового випромінювання, яке виходить із нього, поводить себе як поверхня аб-

солотно чорного тіла з температурою, що дорівнює температурі стінок оболонки.

Модель АЧТ можна проілюструвати простими демонстраціями. Якщо взяти коробку, яка всередині пофарбована білою фарбою, то малий отвір в ній буде здаватись зовсім чорним навіть на фоні пофарбованої чорною фарбою зовнішньої стінки. Чорними виглядають ззовні відкриті вікна будинків, не зважаючи на те, що в приміщенні стіни і стеля світлі. Якщо розжарити стінки оболонки із матеріалу з малою поглинальною здатністю, наприклад фарфору, то її отвір буде яскраво світитись на тьмяному фоні прямого випромінювання самих стінок.

Джерело у вигляді оболонки з малим отвором, стінки

якої підтримуються при постійній температурі, використовується при кількісних вимірюваннях випромінювання чорного тіла. Аналогічним чином побудований стандартний випромінювач, який є еталоном одиниці сили світла (кандели).

2.Закон Стефана-Больцмана. Формула Планка

Після встановлення закону Кірхгофа стало очевидним, що першочергове завдання теорії теплового випромінювання полягає у визначенні вигляду універсальної функції Кірхгофа $f(\omega, T)$ або $(r(\lambda, T)$ – випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла). Однак, спочатку було знайдено залежність інтегральної (повної) випромінювальної здатності (енергетичної світності) $R(T)$ абсолютно чорного тіла від його температури.

У 1879-1884 роках Стефан і Больцман встановили, що повна енергія, яка випромінюється тілом при тепловому випромінюванні, пропорційна четвертій степені термодинамічної температури.

$$R(T) = \int_0^{\infty} r(\omega, T) d\omega = \sigma T^4. \quad (7)$$

В основу доведення формули (7) покладена аналогія між термодинамічними властивостями рівноважного випромінювання і ідеального газу. Суть цієї аналогії полягає в тому, що як енергія ідеального газу, так і енергія рівноважного випромінювання залежать тільки від температури; як газ, так і випромінювання здатні створювати тиск при взаємодії з поверхнею тіла. На основі цих уявлень було з'ясовано, що енергетична світність абсолютно чорного

тіла пропорційна четвертій степені температури. Формула (7) виражає закон Стефана-Больцмана. За сучасними вимірюваннями числове значення постійної

$$\sigma = 5,670373(21) \times 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}.$$

Варто зазначити, що закон (7) справедливий тільки для чорного тіла. Для нечорних тіл не існує простої аналітичної залежності енергетичної світності від температури. Для реальних тіл енергетична світність $R^*(T)$ може бути визначена на основі закону Кірхгофа:

$$R^*(T) = \alpha(T) \sigma T^4, \quad (8)$$

де $\alpha(T)$ – коефіцієнт чорноти реального тіла при даній температурі T для *всього спектру випромінювання*.

Закон Стефана-Больцмана встановлює залежність інтегра-

льної випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла від температури, але не розкриває характеру розподілу енергії випромінювання за довжинами хвиль або частотами, тобто конкретний вигляд функції Кірхгофа $f(\omega, T)$ залишається невідомим. Основним завданням теорії теплового випромінювання є встановлення конкретного вигляду цієї функції.

Квантова гіпотеза і формула Планка

19 жовтня 1900р. Планк знайшов свою знамениту формулу, яка визначає спектральну густину енергії випромінювання для всього спектру частот АЧТ:

$$u(\omega, T) = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} \cdot \frac{\hbar \omega}{\exp\left\{\frac{\hbar \omega}{k T}\right\} - 1}, \quad (9)$$

де $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж · с,

або $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,054 \cdot 10^{-34}$ Дж · с

стала Планка, яка народилась 18 травня 1899р. і якій судилась така велика доля. $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – стала Больцмана.

14 грудня 1900р. Планк зробив доповідь, в якій приводився повний розв'язок поставленої задачі й отримання формули (9). Для цього Планку прийшлося допустити, що енергія випромінюється не неперервно, а квантами (порціями). Енергія кванта енергії визначалась формулою

$$\varepsilon = \hbar \omega. \quad (10)$$

Цю дату можна вважати днем народження квантової теорії. Планк довів, що формулу (9) можна вивести тільки в тому випадку, якщо допустити квантування енергії, яке протирічить класичним уявленням. Формула (9) в змінних λ, T має вигляд:

$$u(\lambda, T) = \left(\frac{8\pi h c}{\lambda^5}\right) / \left(\exp\left\{\frac{hc}{\lambda k T}\right\} - 1\right), \quad (11)$$

а для випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла

$$r(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1} \cdot (12)$$

Формула Планка – це і є універсальна функція Кірхгофа. З неї отримуються всі закони випромінювання АЧТ, розраховуються відповідні константи в цих законах. Знайдено, що стала Стефана-Больцмана в законі (7) дорівнює:

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = (5,67032 \pm 0,00071) \cdot 10^{-8} \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4).$$

З формули (12) можна отримати закон зміщення Віна. Для цього необхідно розв'язати рівняння

$$\frac{dr(\lambda, T)}{d\lambda} = 0.$$

З якого отримаємо, що максимум випромінювальної здатності приходить на λ_m , яку визначаємо з формули:

$$T\lambda_m = \frac{hc}{4,965k} = b = (2,897790 \pm 0,000090) \cdot 10^{-3} \text{м} \cdot \text{К} \cong 2,9 \cdot 10^{-3} \text{м} \cdot \text{К},$$

і для $\lambda_m = b/T$ максимум випромінювальної здатності визначається другим законом Віна: $r(\lambda_m, T) = C'T^5$, де $C' = 1,287 \cdot 10^{-5} \text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}^5)$.

При вирішенні проблеми теплового випромінювання виникла постійна Планка \hbar (або $h = 2\pi\hbar$), яка грає в квантовій фізиці таку саму роль, як швидкість світла c в релятивістській фізиці. Ці фундаментальні світові константи визначають границі застосування класичного описання. В масштабах макросвіту числове значення постійної Планка надзвичайно мале. Цим пояснюється широке застосування класичної фізики, в основі якої лежить концепція неперервності при описанні макроскопічних явищ. Значення \hbar , які отримані на основі різних фізичних явищ (теплове випромінювання, фотоефект, короткохвильова границя суцільного

рентгенівського спектру, ефект Джозефсона в надпровідності та інші), добре узгоджуються одні з одними.

Оптична пірометрія

Для вимірювання температур нагрітих тіл за термометричний параметр можна використати теплове випромінювання. Сукупність оптичних методів визначення температур, в основі яких є закони рівноважного випромінювання, називається оптичною термометрією, а методи вимірювання високих температур називаються *оптичною пірометрією*. Оптичні методи вимірювання температур не потребують безпосереднього контакту вимірювальних приладів із досліджувальним тілом. Завдяки цьому можна вимірювати високі температури, а також температури досить віддалених тіл. За-

стосування цих методів не змінює температуру досліджуваних тіл. Залежно від того, який із законів теплового випромінювання покладено в основу методу вимірювання температур, розрізняють три умовних температури: *енергетичну* або *радіаційну*; *яскравісну*; *кольорову*. Вони функціонально пов'язані із справжньою температурою тіла і його випромінювальною здатністю.

Під *радіаційною* розуміють температуру абсолютно чорного тіла T_p , при якій його випромінювальна здатність $R(T)$ однакова з випромінювальною здатністю $R^*(T)$ тіла, температуру якого визначають. Відповідно до визначення радіаційної температури та закону Стефана-

Больцмана для сірих тіл (8) має-
мо:

$$R(T) = R^*(T) = \sigma T_p^4 = \alpha(T)\sigma T^4. (13)$$

Звідки

$$T_p = T\sqrt[4]{\alpha(T)}. (14)$$

Оскільки $\alpha(T) < 1$, то радіацій-
на температура менша від спра-
вжньої температури тіла. Радіа-
ційну температуру вимірюють
радіаційним пірометром (рис.3),
оптична система якого дає змогу
сфокусувати чітке зображення
джерела світла S на приймач Π
так, щоб зображення повністю
покрило поверхню

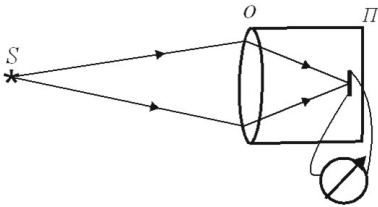


Рис.3. Схема радіаційного пірометра.
приймача. За такої умови енер-
гія випромінювання джерела, що
переноситься за одиницю часу
на приймач, не залежатиме від

відстані між джерелом і прий-
мачем. Приймачами в піромет-
рах часто є термобатарей або
болometri. Пірометри поперед-
ньо градуують за допомогою
абсолютно чорного тіла, темпе-
ратура якого відома.

Під кольоровою розуміють
температуру абсолютно чорного
тіла, при якій спектральний
склад його випромінювання од-
наковий із спектральним скла-
дом випромінювання досліджу-
ваного тіла, тобто відношення
спектральних випромінюваль-
них здатностей для двох заданих
довжин хвиль однакові. За ви-
значенням *поняття кольорової
температури застосовується
до сірих тіл.* Для тіл, в яких у
значній мірі проявляється селек-
тивність випромінювання, по-
няття кольорової температури не
має змісту. Якщо для сірого

тіла $r^*(\lambda_1, T)/r^*(\lambda_2, T) = \eta$, то така ж рівність має місце і для АЧТ:

$$r(\lambda_1, T_K)/r(\lambda_2, T_K) = \eta.$$

На основі формули Планка (12) це співвідношення запишеться так:

$$\eta = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^5 \cdot \frac{\exp\left\{\frac{hc}{kT_K\lambda_2}\right\} - 1}{\exp\left\{\frac{hc}{kT_K\lambda_1}\right\} - 1}. \quad (15)$$

Звідки, враховуючи, що,

$\exp\left\{\frac{hc}{kT_K\lambda}\right\} \gg 1$, отримаємо для кольорової температури:

$$T_K = \frac{hc\left(\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right)}{\ln \eta - 5 \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1}}. \quad (16)$$

Ряд реальних випромінювачів, наприклад, оксиди металів, кераміка, вогнетривкі виробы, графіт та інші практично є сірими тілами.

Кольорова температура T_K вимірюється за червоно-синім відношенням інтенсивностей для $\lambda_1 = 0,665$ мкм і $\lambda_2 = 0,470$

мкм. Для несірих тіл кольорова температура здебільше вища за справжню температуру, тобто $T_K > T$. Кольорова температура більшості твердих тіл і рідин значно менше відрізняється від їх справжньої температури

Під *яскравісною* розуміють температуру абсолютно чорного тіла, при якій його спектральна випромінювальна здатність $r(\lambda, T_\gamma)$ дорівнює спектральній випромінювальній здатності $r^*(\lambda, T)$ досліджуваного тіла для тієї самої довжини хвилі, яка згідно (5) дорівнює $\alpha(\lambda, T) \cdot r(\lambda, T)$. Тобто

$$\begin{aligned} r(\lambda, T_\gamma) &= r^*(\lambda, T) = \\ &= \alpha(\lambda, T) \cdot r(\lambda, T), \end{aligned} \quad (17)$$

де T – справжня температура тіла, T_γ – яскравісна температура, $\alpha(\lambda, T)$ – поглинальна здатність тіла.

Оскільки для світлових хвиль видимої частини спектра, що випромінюються нагрітими тілами, температура яких $T \sim 3000\text{K}$, величина $\frac{hc}{kT\lambda} \approx 7$, і $e^7 \gg 1$. То, нехтуючи одиницею у формулі Планка (12), вираз (17) можна записати так:

$$\exp\left\{\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_n}\right) \frac{hc}{k\lambda}\right\} = \alpha(\lambda, T). \quad (18)$$

Із співвідношення (18) отримаємо вираз:

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_n} = \frac{k\lambda}{hc} \ln \alpha(\lambda, T), \quad (19)$$

який зв'язує яскравісну і справжню температури тіла. Яскравісна температура вимірюється пірометрами із зникаючою ниткою (рис.4,5,7). Принцип дії такого пірометра полягає в тому, що за допомогою об'єктива O зображення поверхні нагрітого тіла, температуру якого визначають, суміщають із площиною



Рис.4.Зовнішній вигляд пірометра із зникаючою ниткою. 1- окуляр, 2- червоний світлофільтр, 3- шкала амперметра, 4- гвинт послаблюючого світлофільтра, 5- об'єктив, 6- реостат.

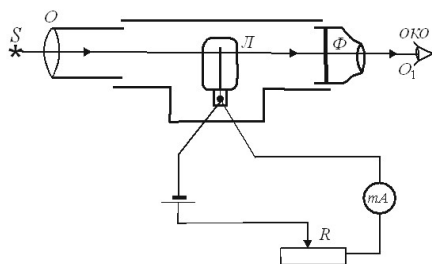
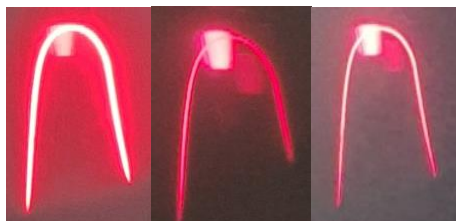


Рис.5.Принципова схема роботи пірометра із зникаючою ниткою.

нитки розжарення лампи L (рис.5), яка вмикається в електричне коло. Поверхня тіла і нитка розжарення спостерігаються через окуляр O_1 . Перед окуляром знаходиться світлофільтр Φ ,

який пропускає досить вузьку частину спектру ($\lambda_0=0,66\mu\text{м}$). Під час вимірювань за допомогою реостата змінюють струм



а б в

Рис.6. Вид в окулярі пірометра: *а*—дужка лампи пірометра перегріта; *б*—дужка лампи пірометра не догріта; *в*—яскравість дужки лампи пірометра співпадає з яскравістю спіралі лампи розжарення.

через лампу Л доти, поки яскравості нитки розжарення лампи і поверхні тіла не стануть однаковими, при цьому зображення нитки лампи Л ніби зникає на фоні поверхні тіла (рис.6). Тому $T_{\text{я}}$ називають яскравісною температурою тіла.

Силу струму, що живить лампу Л в цей момент фіксує

амперметр 3 (рис.4 і рис.7), що попередньо градуують у градусах Цельсія за допомогою вип-



Рис.7.Дві шкали пірометра.

роміювання абсолютно чорного тіла і має дві шкали: верхня шкала – $800 \div 1400 \text{ }^\circ\text{C}$, нижня – $1200 \div 2000 \text{ }^\circ\text{C}$ (рис.7). Вимірювання за нижньою шкалою проводять при введенні послаблюючого світлофільтра Φ (4 на рис.4).

Еталонна лампа Л (рис.5) призначена для роботи при тем-

пературах не вище 1400 °С. Перегрівання пірометричної лампи призводить до зміни її характеристик і порушення градування пірометра. Тому при вимірюванні температур вище 1200 °С треба послаблювати яскравість випромінювання досліджуваного тіла. Для цього вводять послаблюючий світлофільтр шляхом повороту гвинта 4 (рис.4) на чверть повного оберту (при цьому біла крапка на гвинті 4 має збігатись з індексом «20» на корпусі пірометра.

Якщо величина $\alpha(\lambda_0, T)$ випромінюючого тіла відома, то за яскравісною температурою можна визначити справжню температуру тіла.

Отже, за допомогою оптичних пірометрів вимірюють не справжні, а умовні температури:

радіаційну, кольорову і яскравісну.

Визначення термодинамічної (справжньої) температури вольфрамової спіралі лампи розжарювання

Будемо вважати, що за допомогою пірометра визначили яскравісну температуру спіралі лампи Л (рис.5) для довжини хвилі $\lambda_0 = 0,66$ мкм. Тоді із формули (19) можемо знайти різницю між термодинамічною (справжньою) температурою і яскравісною. Запишемо, що

$$T - T_{\text{я}} = \Delta T.$$

Тоді

$$\frac{T_{\text{я}} - T}{T \cdot T_{\text{я}}} = \frac{k\lambda_0}{hc} \ln \alpha(\lambda_0, T). \quad (20)$$

Будемо вважати, що різниця $\Delta T \ll T$ і $T_{\text{я}}$. Тоді вираз (20) перепишеться так:

$$\Delta T = -\frac{k\lambda_0}{hc} T_{\text{я}}^2 \ln \alpha(\lambda_0, T), \quad (21)$$

або враховуючи сталі величини:

$$\Delta T = -4,5873 \cdot 10^{-5} T_{\text{я}}^2 \ln \alpha(\lambda_0, T). \quad (22)$$

Для нечорних тіл, яким є вольфрам, $\alpha(\lambda, T) < 1$, $\ln \alpha(\lambda, T) < 0$, $\Delta T > 0$ і тому яскравісна температура завжди менша від справжньої (термодинамічної) температури.

Якщо відома $T_{\text{я}}$ і $\alpha(\lambda, T)$, то можна визначити ΔT і значить термодинамічну температуру спіралі лампи розжарення. Тоді формула (8) для сірого тіла запишеться так:

$$R^*(T) = \frac{P}{S} = \alpha(T)\sigma T^n, \quad (23)$$

де $P = I \cdot U$ – потужність, яка виділяється на спіралі лампи, S – площа спіралі лампи, n – деякий показник степені температури. Для сірого тіла теоретичне значення $n_{\text{теорет}} = 4$. Наша задача визначити цей показник експериментально. Для цього логарифмуємо формулу (23):

$$\ln \left(\frac{P}{S\alpha(T)} \right) = \ln \sigma + n \ln T. \quad (24)$$

Таким чином n можна визначити, як кутовий коефіцієнт лінійної залежності

$$\ln \left(\frac{P}{S\alpha(T)} \right) = f(\ln T). \quad (25)$$

Опис лабораторної установки

У цій роботі як джерело теплового випромінювання використовується стрічкова вольфрамова лампа CI-8 з площею $S=45\text{мм}^2 = 4,5 \cdot 10^{-5}\text{м}^2$ (1 на рис.8). У першому наближенні для досліджуваного інтервалу температур будемо вважати вольфрам ідеальним сірим тілом. Нагрівання вольфрамової стрічки в лампі проводиться електричним струмом від джерела постійного струму (2 на рис.8). Вважаючи, що електрична потужність, яку споживає лампа, витрачається не тільки на випромінювання світла, а частина її відводиться у



Рис.8. Вид лабораторної установки. 1- лампа розжарення; 2 – блок живлення; 3 – пірометр.

вигляді тепла, внаслідок теплопровідності, конвекції в навколишнє середовище та втрати в провідниках, потужність, що витрачається на випромінювання можна обчислити як, $P = kIU$, де $k = 0.8$ (коефіцієнт, що враховує втрати потужності і визначається дослідним шляхом). Прирівнюючи цю потужність до потужності випромінювання вольфрамової спіралі лампи, з площею поверхні S (формула (23) отримаємо:

$$P = kIU = \alpha(T)S\sigma T^4, \quad (26),$$

де $\alpha(T)$ – коефіцієнт чорноти, що залежить від матеріалу випромінюючої поверхні.

В даній лабораторній роботі будемо використовувати поглинальну здатність вольфраму для конкретної довжини хвилі $\lambda_0 = 0,66\mu\text{м}$. Згідно літературних даних залежність $\alpha(\lambda_0, T)$ від температури для вольфраму приведена в [5].

Із [5]. видно, що для $\lambda = 0,665\mu\text{м}$ поглинальна здатність вольфраму в температурному інтервалі від 1500К до 2400К змінюється від $\alpha_1=0,445$ до $\alpha_2=0,427$. В нашій роботі довжина хвилі $0,66\mu\text{м}$, тому для спрощення математичної обробки результатів експерименту будемо приймати, що для даної лабораторної роботи $\alpha(\lambda_0, T) = 0,43$. Таке припущення вносить в невизначеність коефіцієнта n менше одного відсотка.

З рівняння (26) можна визначити постійну Стефана-Больцмана. Яскравісна температура вимірюється за допомогою пірометра 3 на рис.8, а дійсна температура вольфраму розраховується, як сума яскравісної температури і ΔT , яка визначається за формулою (22).

Порядок виконання роботи

1.Ознайомитись з будовою та принципом роботи пірометра.

2.Встановити індекс «0» на реостаті 6 (рис.6) пірометра навпроти індексу «0» на корпусі пірометра.

3.Включити пірометр. В окуляр 1 пірометра ввести червоний світлофільтр 2. Спрямувати об'єктив 5 пірометра на досліджувану лампу розжарювання. Фокусуючи об'єктив 5 та окуляр 1, досягти в полі зору окуляра чіткого зображення ду-

гоподібної нитки еталонної лампи Л (рис.5) на фоні чіткого зображення вольфрамових ниток досліджуваної лампи.

4.За допомогою блока живлення встановити струм 2А через лампу розжарення. Виміряти яскравісну температуру вольфрамової нитки цієї лампи. Для цього, регулюючи реостатом 6 пірометра температуру розжарення нитки еталонної лампи, досягти зникнення її зображення на фоні ниток досліджуваної лампи. Диск реостата 6 слід обернути повільно, тому що нитці лампи пірометра потрібен деякий час на встановлення теплового режиму, лампа має теплову інерційність. Визначити за шкалою 3 пірометра відповідну температуру t в градусах Цельсія. (Вимірювання цієї температури проводити не менше

трьох разів і обчислити середнє значення).

5.Пункт 4 повторити для різних значень струму розжарення досліджуваної лампи, але не перевищувати потужності 50-60 Вт. Для вимірювання температур більших 1300°C ввести послаблювальний світлофільтр поворотом ручки 4 і користуватися нижньою шкалою амперметра 3 пірометра (рис.7).

6.Дані вимірів струму, напруги і яскравісної температури $t_{я}$ в °C записати в таблицю 1.

Обробка результатів вимірювань

1.Перевести значення $t_{я}$ (в °C) в $T_{я}$ (в Кельвінах). Записати ці дані в табл.1.

2.За формулою (22) розрахувати різницю температур $\Delta T = T - T_{я}$, прийнявши що поглинальна здатність вольфра-

му $\alpha(\lambda_0, T)$ в області температур від 900 до 2000 °C дорівнює 0,43 для $\lambda = 0,660\text{мкм}$ – середньої довжини хвилі спектральної ділянки, що пропускається при введенні червоного світлофільтра пірометра.

3.За формулою $T = T_{я} + \Delta T$, визначити термодинамічну (справжню) температуру спіралі розжарювання лампи. Дані занести в табл.1.

4. Вважаючи, що електрична потужність, яку споживає спіраль лампи, витрачається не тільки на випромінювання, але частина її відводиться у вигляді тепла, внаслідок теплопровідності, конвекції в навколишнє середовище, потужність, що витрачається на випромінювання можна обчислити як $P = kIU$ (де $k=0,8$ коефіцієнт, що врахо-

вує втрати потужності і визначається дослідним шляхом. Розраховані значення P занести в табл.1.

5. По графіку на робочому місці визначити коефіцієнти чорноти $\alpha(T)$ спіралі лампи для кожної дійсної (термодинамічної) температури з точністю, що дорівнює масштабу даного графіка (складає 0,002/мм). Також його можна розрахувати за формулою:

$$\alpha(T) = -3,2 \cdot 10^{-8} \cdot T^2 + 2,436 \cdot 10^{-4} \cdot T - 0,08032, \quad (27)$$

округлюючи до тисячних. В обох випадках будемо вважати, що невизначеність коефіцієнта $\alpha(T)$ дорівнює масштабу графіка, тобто 0,002.

6. Розрахувати величину $\ln(P/(S\alpha(T)))$, прийнявши площу випромінювання спіралі

лампи розжарення $S = 45\text{мм}^2$. Дані занести в табл.1.

7.Розрахувати величини $\ln(P/(S\alpha(T)))$ і $\ln T$ для кожного значення температур T . Дані занести в табл.1.

8.Побудувати графік залежності $\ln(P/(S\alpha(T))) = f(\ln T)$. Для цього на листку паперу зовні в клітинку вибрати зручний масштаб відповідних координатних осей і проставити експериментальні точки. За допомогою лінійки між точками провести пряму лінію, щоб кількість точок по обидві сторони прямої лінії була по можливості однаковою.

9.Визначити нахил цієї прямої лінії, як

$$\frac{\Delta \ln(P/(S\alpha(T)))}{\Delta \ln T} = n, \quad (28)$$

де n показник степені у формулі (23). Порівняти отримане зна-

чення n для сірого тіла (спіраль розжарення лампи) із значенням $n = 4$ для АЧТ.

10. За формулою (26) визначити сталу Стефана-Больцмана для всіх P , а саме:

$$\sigma = \frac{P}{S\alpha(T)T^4} \quad (29)$$

Визначити середнє арифметичне значення $\langle \sigma \rangle$ і порівняти його із довідниковим значенням сталої σ .

11. Експериментальні результати опрацювати за методом найменших квадратів за схемою, яка приведена в прикладі обробки даних в цій інструкції.

12. Оцінити ступінь виконання закону Стефана-Больцмана в даній лабораторній роботі.

13. За даними, що дає лінійна апроксимація графіка за-

лежності $\ln(P/(S\alpha(T))) = f(\ln T)$ визначити сталу Стефана-Больцмана як

$$\sigma = \exp(b) \quad (30)$$

де b - точка перетину прямої лінії з віссю ординат.

14. Визначити невизначеності по типу А величин n і σ (див. додаток 1).

Додаток 1. Приклад обробки результатів експерименту.

Заповнюємо таблицю 1. Переводимо градуси Цельсія в градуси Кельвіна, визначаємо істинну температуру, потужність, сталу Стефана-Больцмана та логарифми для побудови графіка. Слід зауважити, що натуральні логарифми температур мало відрізняються, тому їх необхідно вираховувати з точністю не менше чотирьох знаків після коми. Для цих розрахунків

можна скористатися програмою «Ексель».

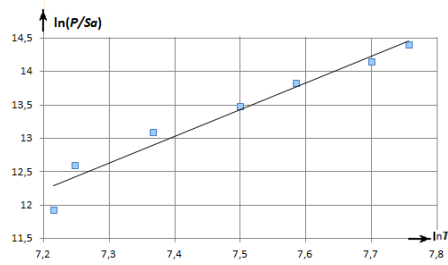


Рис.9. Графік залежності $\ln(P/(S\alpha(T))) = f(\ln T)$.

Будуємо графік залежності $\ln(P/(S\alpha(T))) = f(\ln T)$ (рис.9) та визначаємо кутовий коефіцієнт за формулою (28).

Щоб визначити на скільки відсотків виконується в нас закон Стефана-Больцмана, скористаємось математичною обробкою даних експерименту за методом найменших квадратів, який приведений в [3], а програма окремо додається до інструкції.

Математична обробка результатів експерименту (табл.3)

дає значення кутового коефіцієнта залежності величини $\ln(P/(S\alpha))$ від $\ln(T)$. Тобто $a = n = 4,01$, а середня квадратична похибка експерименту $\sigma_a = 0,12$. Її приймаємо за невизначеність типу А. Тоді розширена невизначеність величини n $U(n) = 2\sigma_a \approx 0,24$ з ймовірністю довіри $P=95\%$. Відносна невизначеність n $\delta_n = 2\sigma_a/n = (0,24/4,01) \cdot 100\% = 6\%$. Таким чином, можемо вважати, що в нашому експерименті закон Стефана-Больцмана виконується.

Також із таблиці 3 знаходимо сталу Стефана-Больцмана як експоненту величини b - точки перетину прямої з віссю ординат: $\sigma = \exp(-16,70) = 5,58 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴). Для знаходження її експериментальної середньо-

квадратичної похибки диференціюємо формулу (30):

$$d\sigma = d(\exp(b)) = \exp(b) \cdot db, \quad (31)$$

Приймаємо, що приріст аргументу та приріст функції дорівнюють їхнім середньоквадратичним похибкам, тоді $db = \sigma_b = 0,019$, а $d\sigma = \exp(b) \cdot \sigma_b = \exp(-16,70) \cdot 0,019 = 0,11 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴). Її приймаємо за невизначеність типу А і тоді розширена невизначеність сталої: $U(\sigma) = 2d\sigma = 0,22 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) з ймовірністю довіри P=95%. Відносна невизначеність сталої - $\delta_\sigma = (0,22/5,58) \cdot 100\% = 3,9\%$.

Аналіз отриманих результатів (висновки):

1. Отримана степінь n відрізняється від теоретичного значення для сірого тіла на $\Delta n = 0,01$. Відносна невизначеність

$\delta_n = (2 \cdot 0,01/4) \cdot 100\% = 0,5\%$, що вказує на добре проведений експеримент. Таким чином, можемо вважати, що в нашому експерименті закон Стефана-Больцмана виконується на 99%.

2. Отримано сталу Стефана-Больцмана двома різними шляхами, їх величини відрізняються між собою та табличним значенням. Найбільш близьке до табличного дає математична обробка результатів за методом найменших квадратів, при цьому відхилення складає $\Delta\sigma = (5,58 - 5,67) \cdot 10^{-8} = 0,09 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴). Відносна невизначеність $\delta = 2 \cdot 0,09/5,67 \cdot 100\% = 3\%$.

3. Незважаючи на великі значення експериментальних невизначеностей степені n і сталої Стефана-Больцмана σ , при порівнянні їх значень з довідни-

ковими можна побачити, що вони відрізняються не більше ніж на 5%, тоді можемо вважати, що експеримент проведено досить якісно.

Додаток 2. Приклад розрахунків даної роботи за допомогою програми Excel

Для розрахунків скористаємося ексель файлом «робоча прогр. мет. наймен. квадрат», який окремо додається до завдання. Його необхідно *завантажити*, відкрити, створити новий файл для даної роботи, для цього перейти на вкладку «файл», і натиснути кнопку «запам'ятати як», назву файлу обираємо таким чином: номер роботи і ваше прізвище, наприклад: «3-8. Костюк»

1. Аналізуємо розрахункові формули (21), (23) та (29), бачимо що в цих формулах ви-

користовуються такі сталі величини:

- стала Планка $h=6,62607 \cdot 10^{-34}$ Дж·с;
- стала Больцмана $k=1,38065 \cdot 10^{-23}$ Дж/К;
- швидкість світла в вакуумі $c = 2,99792 \cdot 10^8$ м/с;
- середня довжина світла, що пропускає червоний світлофільтр $\lambda = 0,66$ мкм $= 0,66 \cdot 10^{-6}$ м;
- площа випромінюючої поверхні $S = 45$ мм² $= 4,5 \cdot 10^{-5}$ м²;
- поглинальна здатність $\alpha(\lambda_0, T) = 0,43$;
- коефіцієнт втрат потужності $k = 0,8$.

Всі ці величини заносимо до відповідних комірок, в прикладі стовпчик М клітинки з 14 по 20, щоб не забути що це за числа в стовпчику L навпроти кожного числа заносу їх загаль-

ноприйняте позначення. Точність цих величин не менше чотирьох знаків після коми.

Формат величини степеня сталої Планка h може бути як « 10^{-34} » або «E-34».

2. Приступаємо до створення і одночасного заповнення таблиці 1. Для цього обираємо комірку L3 і заносу в неї «№», нижче в комірки L4 і L5 вношу числа 1 та 2, виділяю ці комірки так щоб курсор став на нижній правий кут і сам курсор прийняв вигляд знака «+» затискую ліву кнопку мишки і тягну вниз на 5-6 комірок, при цьому програма сама пронумерує клітинки в виділеній області.

3. В наступному стовпчику будуть значення струмів, в комірці M3 заносу літери « I , A» - символ сили струму та його розмірність, в комірки M4, M5 і

т.д. заносу значення струмів з таблиці даних.

4. В стовпчик N заносу значення напруг, в комірці N3 заносу літери « U , В» - позначення напруги та її розмірність, в комірки N4, N5 і т.д. – значення відповідних струму напруг.

5. Потужність займатиме наступний стовпчик O. В комірці O3 заносу літери « P , Вт» - символ потужності та її розмірність. В комірці O4 треба ввести формулу: $k \cdot I \cdot U$, для цього виконуємо наступні дії: наводимо курсор на комірку O4, натискаємо праву кнопку миші, натискаємо знак дорівнює на клавіатурі «=», наводимо курсор на комірку зі струмом M4 і натискаємо ліву кнопку миші, на клавіатурі набираємо знак множення «*», потім курсор на комірку з напругою N4 і натискаємо ліву

кнопку миші, знову знак множення «*» і число 0,8 (або комірку зі сталою k), потім обов'язково натиснути кнопку «Enter» При цьому в рядку формул має бути: «=M4*N4*0,8» (рис.10), а в комірці з'явиться результат. Знову натискаємо на комірку O4,

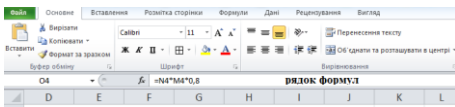


Рис.10. Рядок формул і номер виділеної комірки.

курсор наводимо на нижній правий кут і сам курсор прийняв вигляд знака «+», затискаємо ліву кнопку мишки і тягнемо вниз на 5-6 комірок, при цьому програма сама впише формулу в наступні комірки в виділеній області, і в них появиться результат.

6. В наступний стовпчик вношу значення температур в Цельсіях: в комірку P3 записую літери «Тя, °C», в комірки P4, P5 і т.д. заносу значення температур з таблиці даних.

7. В комірку Q3 записую літери «Тя, K» - символ температури і її розмірність в Кельвінах. В комірку Q4 заносу формулу: $T_{я}(°C)+273$, для цього необхідно повторити дії описані в пункті 5 з коміркою Q4, в рядку формул має бути «=P4+273», не забуваємо натиснути кнопку «Enter» після запису формули в комірці, і дублюємо формулу в наступні комірки цього стовпчика Q5 і т.д. так як описано в пункті 5.

8. Перед розрахунком ΔT по формулі (21)

$$\Delta T = -\frac{k\lambda_0}{hc} T_{я}^2 \ln \alpha = A \cdot T_{я}^2,$$

де $A = \text{const}$, яку вираховуємо окремо. Для цього обираємо комірку N14, в яку заносимо формулу: $k\lambda/h/c$, в рядку формул має бути: «=M15*M17/M14/M16», при умові, що у Вас константи занесені до таких же комірок як у мене. В наступній комірці N15 – зміст комірки N14 множу на $\ln(\alpha) = \ln(0,42)$ зі знаком мінус, в рядку формул має бути: «=-N14*LN(0,42)» (після знака дорівнює – знак мінус).

9. В наступному стовпчику таблиці запишемо значення порхованої константи A , для цього в комірку R3 заносу літери « A, K^{-1} » - символ константи та її розмірність. В комірку R4 заносу зміст комірки N15, для цього натискаю на комірку N15, потім – на кнопку «копіювати»,

переходжу до комірки R4, і натискаю кнопку «вставити», при цьому біля комірки спливає віконце «параметри вставлення», в якому слід відмітити першу іконку під «вставити значення», в комірці і рядку формул з'явиться число таке ж як в комірці N15. Це число необхідно продублювати в наступні комірки цього стовпчика як описано в пункті 5.

10. Наступний стовпчик буде мати значення ΔT . В комірці S3 заносу літери « $\Delta T, K$ », в комірку S4 – формулу: $A \cdot T_{\text{я}}^2$, в рядку формул має бути: «=R4*Q4^2», дублюємо формулу в наступні комірки цього стовпчика S4, S5 і т.д. як описано в пункті 5.

11. В наступному стовпчику будуть значення істинної температури. В комірку T3 за-

ношу літери «Т, К», в комірку Т4 – формулу: $T_{я} + \Delta T$, в рядку формул має бути «=Q4+S4» (на закінчення вводу формули не забуваємо натискати кнопку «Enter») і дублюємо її в наступні комірки цього стовпчика як описано в пункті 5.

12. Стовпчик U міститиме значення логарифмів температури. В комірку U3 заносу літери «lnT», в комірку U4 – формулу: $\ln(T)$, при цьому в рядку формул – «=LN(T4)» і дублюємо в наступні комірки цього стовпчика.

13. В комірку V3 заносимо позначення коефіцієнта чорноти $\alpha(T)$, самі значення будемо розраховувати за формулою (27). яку заносимо до комірки V4. При цьому в рядку формул має бути:

$$\llcorner = -3,2 \cdot 10^{\wedge -}$$

$$8 \cdot T4^{\wedge 2} + 2,436 \cdot 10^{\wedge -4} \cdot T4 -$$

0,08032» і дублюємо в наступні комірки цього стовпчика.

14. До наступного стовпчика заносу значення $\ln(P/(S\alpha(T)))$. В комірку W3 заносу літери «ln(P/(Sα(T)))». в комірку W4 - формулу: $\ln(P/(S\alpha(T)))$, в рядку формул має бути: «=LN(O4/0,000045/V4)», дублюємо формулу в наступні комірки цього стовпчика.

15. Останній стовпчик таблиці буде мати значення сталої Стефана-Больцмана. В комірку X3 заносу літери «σ, Вт/(м²·К⁴)» - позначення сталої та її розмірність, в комірку X4 – формулу: $\sigma = \frac{P}{S\alpha(T) T^4}$, при цьому в рядку формул має бути «=O4/T4^4/0,000045/V4», дуб-

люємо в наступні комірки цього стовпчика.

16. Середнє значення сталої буде знаходитися в останній комірці стовпчика X11, для цього в обраній комірці натискаємо знак «=», потім латинські великі літери і відкриваючи дужку «SUM(» , далі натискаємо на першу комірку X4, затискаємо ліву кнопку миші і опускаємо курсор до останньої комірки X10, вміст яких буде додаватися, набираючи закриваючи дужку «)», знак ділення «/», і комірку L10, в якій знаходиться останній номер рядка даних (номер комірки може змінюватися в залежності від кількості даних вашого варіанту), в рядку формул буде – «=SUM(X4:X10)/L10». Для перевірки – номер комірки L такий же як і в останній комірці X, що додається. Щоб не забути

що це за число в наступній комірці W11 записуємо літеру і пояснення «<σ> з формули»

17. Приступаємо до побудови графіка. Для цього натискаємо на комірку U4, затискаємо ліву кнопку миші, опускаємо курсор до останньої комірки U10, відпускаємо кнопку миші, натискаємо кнопку «копіювати», наводимо курсор на X1 (відповідна комірka B5) на виділеній області методу найменших квадратів, натискаємо на неї, і натискаємо кнопку «вставити», при цьому біля комірки спливає віконце «параметри вставлення», в якому слід відмітити першу іконку під «вставити значення», в комірках з'являться такі ж числа як в комірках стовпчика U. Так само потрібно перенести значення стовпчика W

до комірок Y графіка (відповідні комірки C5-C11).

18. Дана програма визначає кутовий коефіцієнт a та точку перетину з віссю ординат b лінійної апроксимації: $y = ax + b$ та їх середньо квадратичні похибки. В цій роботі кутовий коефіцієнт дорівнює величині степені температури в законі Стефана-Больцмана: $n=a=4,009$ (значення комірки F5) з похибкою $\sigma_a=0,12$ (значення комірки F8) Тоді остаточно $n=(4,01\pm 0,24)$ – запишемо в комірку L22 літеру n , а в комірку M22 її значення.

19. Визначимо сталу Стефана-Больцмана за формулою $\sigma = \exp(b)$ (значення b знаходиться в комірці F6) та запишемо її значення до комірки X12, для цього натискаємо на обрану

комірку, записуємо формулу в комірку, при цьому в рядку формул має бути: «=EXP(F6)». В сусідню комірку W12 занесемо літеру i пояснення «< σ > з мет.найм.».

20. До комірки Y13 занесемо середньоквадратичну похибку сталої, яку визначаємо за формулою (31), середньоквадратична похибка величини b знаходиться в комірці F9, в рядку формул має бути: «=EXP(F6)*F9». Тоді остаточно $\sigma = (5,58\pm 0,22)E-8$ Вт/(м²·К⁴), запишемо в комірку L23 літеру σ , а в комірку M23 її значення та розмірність. В даному прикладі похибка округлювалася до двох значущих цифр і відповідно округлювалося значення шуканої величини, також можна округлювати до однієї значущої цифри, тоді результат буде мати

дещо інший вигляд:
 $\sigma = (5,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

Контрольні питання

1. Яке випромінювання називається тепловим і чим воно відрізняється від інших видів випромінювання?

2. Дати визначення енергетичної світності та випромінювальної здатності тіла.

3. Дати визначення поглинальної здатності тіла. Яке тіло є абсолютно чорним?

4. Які тіла є сірими і чим вони відрізняються від абсолютно чорного тіла? Що є сірим тілом в даній лабораторній роботі?

5. В чому суть закону Кірхгофа для теплового випромінювання? Що собою представляє універсальна функція Кірхгофа?

6. Сформулюйте і поясніть зміст законів випромінювання абсолютно чорного тіла.

7. Яка гіпотеза лежить в основі отримання формули Планка для випромінювання абсолютно чорного тіла?

8. В чому суть закону Стефана-Больцмана для випромінювання абсолютно чорного тіла і як він отримується із формули Планка?

9. Із закону Кірхгофа отримати вираз закону Стефана-Больцмана для сірого тіла.

10. Що таке оптична пірметрія? Які є види температур, при вимірюванні температури тіла на відстані?

11. Як вводиться поняття яскравісної температури сірого тіла? Чому яскравісна температура завжди менша дійсної

(термодинамічної) температури сірого тіла?

12. Як вимірюється яскравісна температура сірого тіла в даній лабораторній роботі?

13. Пояснити принцип дії оптичного пірометра.

14. Чому для визначення яскравісної температури в пірометрі використовується червоний світлофільтр, який пропускає досить вузьку частину спектру ($\lambda_0 = 0,66 \mu\text{м}$)?

15. Що означає перевірити виконання закону Стефана-Больцмана для сірого тіла (спіралі розжарення лампи в даній лабораторній роботі)?

Література

1. Скіцько І.Ф., Скіцько О.І. Фізика (Фізика для інженерів): Підручник /: — Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2017. — 513с. - Доступ:

<http://ela.kpi.ua/handle/123456789/19035>.

2. Кучерук І.М., Горбачук І.І. Загальний курс фізики. Оптика. Квантова фізика. Том 3, §5.1. - К: Техніка, 1999р.

3. Скіцько І.Ф., Скіцько О.І. Обробка результатів фізичних вимірювань. [Електронний ресурс]: навч. посіб./ КПІ ім. Ігоря Сікорського/: — Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2018. — 88 с. - Доступ: <http://ela.kpi.ua/handle/123456789/25320>.

4. Бурдаков А.В., Жабітенко М.К., Оліх О.Я., Подолян А.О. Лабораторний практикум з курсу «Оптика» для студентів природничих факультетів. — К.: Видавничо - поліграфічний центр «Київський університет», 2006. — 74с.

5. Крочук А.С., Підзирайло М.С., Хапко З.А., Антоняк О.Т. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт з молекулярної спектроскопії і люмінесценції. II частина: — Львів: Видавничий центр Львівського національного університету імені Івана Франка, 2004. — с.30.

Таблица 1

№	I , А	U , В	P , Вт	$T_{я}$, °С	$T_{к}$, К	ΔT , К	T , К	$\ln(T)$	$\alpha(T)$	$\ln(P/S$ $\alpha(T))$	$\sigma \cdot 10^8$, Вт/м ² К ⁴
1	2	1,8	2,88	1140	1413	77,30	1490,3	7,3067	0,212	12,6195	6,1303E-08
2	2,5	2,8	5,6	1360	1633	103,24	1736,2	7,4595	0,246	13,1334	5,5630E-08
3	3	3,8	9,12	1480	1753	118,97	1872,0	7,5347	0,264	13,5528	6,2620E-08
4	3,5	4,8	13,44	1660	1933	144,66	2077,7	7,6390	0,288	13,8530	5,5719E-08
5	4	6	19,2	1750	2023	158,44	2181,4	7,6877	0,299	14,1717	6,3057E-08
6	4,5	7,3	26,28	1920	2193	186,19	2379,2	7,7745	0,318	14,4230	5,7295E-08
7	5	8,5	34	2000	2273	200,02	2473,0	7,8132	0,326	14,6548	6,1887E-08
										< σ >	5,965E-08

Таблиця 2

Середнє	σ , Вт/м ² К ⁴	$U(\sigma)$, Вт/м ² К ⁴	n	$U(n)$
За формулою	5,96E-08			
Метод найм.квadratів	5,58E-08	0,22E-08	4,01	0,24

Таблиця 3 Математична перевірка закону Стефана-Больцмана.

Метод найменших квадратів (для самоперіврки)
 дозволяє отримати рівняння прямої на основі аналізу
 координат (x, y) експериментальних точок

№	I, A	U, B	P, Вт	Tя, °C	Tя, K	$\Delta T, K$	T, K	$\ln(T)$	$\alpha(T)$	$\ln(P/S\alpha(T))$	$\sigma, \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{K}^4)$
1	2	1,8	2,88	1140	1413	77,30	1490,3	7,3067	0,212	12,6195	6,1303E-08
2	2,5	2,8	5,6	1360	1633	103,24	1736,2	7,4595	0,246	13,1334	5,5630E-08
3	3	3,8	9,12	1480	1753	118,97	1872,0	7,5347	0,264	13,5528	6,2620E-08
4	3,5	4,8	13,44	1660	1933	144,66	2077,7	7,6390	0,288	13,8530	5,5719E-08
5	4	6	19,2	1750	2023	158,44	2181,4	7,6877	0,299	14,1717	6,3057E-08
6	4,5	7,3	26,28	1920	2193	186,19	2379,2	7,7745	0,318	14,4230	5,7295E-08
7	5	8,5	34	2000	2273	200,02	2473,0	7,8132	0,326	14,6548	6,1887E-08

коэффициенты уравнения прямой $y=ax+b$
 $a = 4,00858$ за формулою (4.1)
 $b = -16,7014$ за формулою (4.2)

коэффициенты уравнения прямой $y=ax+b$
 $a = 4,00858$ (4.4)
 $b = -16,7014$ (4.5)

квadratic deviation of parameters
 $\sigma_a = 0,11688$ за формулою (4.6)
 $\sigma_b = 0,01951$ (4.7)

атичне відхилення точок від рівняння
 $S = 5,95045$ (4.8)
 $S_y(x) = 24906$ (4.9)

h 6,63E-34
 k 4,6E-05
 c 1,38E-23
 3,9E-05
 3,00E+08
 λ 6,60E-07
 S 4,50E-05
 $\alpha(\lambda, T)$ 0,43
 k 0,8

n= 4,01±0,24
 $\sigma = (5,58 \pm 0,22) \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{K}^4)$