

Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу
Інститут інформаційних технологій
Кафедра метрології та інформаційно-вимірювальних технологій

Костюк Михайло Андрійович
(прізвище, ім'я, по батькові)

УДК 620.178
(індекс)

МАГІСТЕРСЬКА РОБОТА

Тема: Контроль технологічних параметрів в резервуарах для хімічних реакцій
(назва роботи)

Метрологія та вимірювальна техніка
(назва освітньої програми)

175 Інформаційно-вимірювальні технології
(шифр і назва спеціальності)

_____ Костюк М.А.

(підпис, ініціали та прізвище здобувача освітнього ступеня)

Боднар Роман Тарасович, к.т.н., доцент

(підпис, прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання керівника)

Допущено до захисту

Завідувач кафедри ІВТ

Проф. _____ **О. Є. Середюк**

(посада) (підпис) (дата) (ініціали та прізвище)

Рецензент

_____ (посада) (підпис) (дата) (ініціали та прізвище)

Робота містить результати власних досліджень. Використання ідей, результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

м. Івано-Франківськ – 2024 рік

Івано-Франківський національний технічний університет нафти і газу

(повне найменування закладу вищої освіти)

Інститут інформаційних технологій
кафедра інформаційно-вимірювальних технологій
Освітній рівень магістр
Спеціальність 175 Інформаційно-вимірювальні технології
(шифр і назва)

ЗАТВЕРДЖУЮ

Завідувач кафедри ІВТ _____

О. Є. Середюк

« _____ » _____ 2024 року

**З А В Д А Н Н Я
НА МАГІСТЕРСЬКУ РОБОТУ СТУДЕНТОВІ**

_____ Костюк Михайло Андрійович

(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи Контроль технологічних параметрів в резервуарах для хімічних реакцій

Керівник роботи Боднар Роман Тарасович, к.т.н., доцент

(прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджені наказом закладу вищої освіти від "02" 12. 2024 року № 787/7

2. Термін подання студентом роботи "16" 12. 2024 року

3. Вихідні дані до роботи: діапазон робочих температур від 20⁰ С до 400⁰ С; діапазон зміни тиску від 100 кПа до 5 МПа _____

4. Зміст розрахунково-пояснювальної записки (перелік питань, які потрібно розробити)

Аналіз об'єкту контролю, існуючих методів і приладів контролю необхідних параметрів. Теоретичне обґрунтування методу контролю. Розробка методики контролю. Розробка конструкції установки. Метрологічний аналіз розробки

5. Перелік графічного матеріалу (з точним зазначенням обов'язкових креслень)

Теорія методу (А1); Функціональна структурна схема установки (А1);). Загальна конструкція. Складальне креслення установки (А1); Метрологічне забезпечення установки. (А1)

6. Консультанти розділів роботи

Розділ	Прізвище, ініціали та посада консультанта	Підпис, дата	
		завдання видав	завдання прийняв

7. Дата видачі завдання 01.11.2024 р. _____

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№ з/п	Назва етапів магістерської роботи	Термін виконання етапів роботи	Примітка
1.	Огляд методів і засобів контролю	01.11.24-12.11.24	
2.	Теоретичне обґрунтування методу контролю	12.11.24-22.11.24	
3.	Розробка конструкції установки	22.11.24-30.11.24	
4.	Розробка методики контролю	30.11.24-05.12.24	
5.	Метрологічний аналіз	05.12.24-08.12.24	
6.	Оформлення роботи.	08.12.24 – 16.12.24	

Студент _____ Костюк М. А.

(підпис)

(прізвище та ініціали)

Керівник роботи _____ Боднар Р. Т.

(підпис)

(прізвище та ініціали)

РЕФЕРАТ

Магістерська робота: 66 с., 5 рис., додатків, 23 джерела, 8 аркушів креслень.

Здійснено аналіз відомих методів та приладів для вимірювання

В магістерській роботі здійснено аналіз існуючих методів і засобів контролю технологічних параметрів в резервуарах для хімічних реакцій.

Теоретично обґрунтовано основи пірометрії речовин з випромінювальною здатністю, що змінюється, за їх власним випромінюванням. Встановлена інваріантна закономірність між довжинами хвиль λ , спектральною випромінювальною здатністю речовин може бути використана для корекції методичної похибки в будь-яких методах пірометрії умовних температур.

Розроблено функціональну блок-схема пірометра дійсної температури, що реалізовує алгоритми оптимальної оптичної пірометрії та конструкцію пірометра.

Розроблено систему контролю тиску в хімічному реакторі. Теоретично обґрунтовано вимірювання тиску ємнісним методом. Розроблено функціональну схем ємнісного датчика тиску та конструкцію датчика тиску з зацемленою мембраною.

Здійснено метрологічний аналіз розроблених засобів контролю температури і тиску в резервуарах для хімічних реакцій.

Ключові слова: температура, пірометр, інфрачервоне випромінювання, тиск, вимірювання, резервуар для хімічних реакцій.

ABSTRACT

Master's thesis: 66 p., 5 fig., appendices, 23 sources, 8 sheets of drawings.

The analysis of known methods of measuring devices is carried out

The master's thesis analyzes existing methods and means of controlling technological parameters in tanks for chemical reactions.

The basics of pyrometry of substances with emissivity that varies according to their own radiation are theoretically substantiated. An invariant regularity between wavelengths and the spectral emissivity of substances has been established and can be used to correct methodological errors in any methods of pyrometry of conditional temperatures.

A functional block diagram of a real-temperature pyrometer has been developed, which implements the algorithms of optimal optical pyrometry and the design of the pyrometer.

A pressure control system in a chemical reactor has been developed. Pressure measurement by the capacitive method is theoretically substantiated. The functional circuit of a capacitive pressure sensor and the design of a pressure sensor with a pinched membrane have been developed.

A metrological analysis of the developed means of temperature and pressure control in tanks for chemical reactions has been carried out.

Keywords: temperature, pyrometer, infrared radiation, pressure, measurement, tank for chemical reactions.

ЗМІСТ

Вступ	7
1. Методи і засоби вимірювання температури	9
1.1 Методи і засоби вимірювання температури	10
1.1.1 Термометри розширення	11
1.1.2 Манометричні термометри.....	12
1.1.3 Дилатометричні і біметалічні термометри.....	15
1.1.4 Термоелектричні термометри.....	16
1.2 Вимірювання тиску.....	18
2. Удосконалення системи контролю технологічних параметрів.....	22
2.1 Оптимальні методи пірометрії випромінювання і шляхи їх технічної реалізації.....	22
2.1.1 Загальна характеристика методів вимірювання дійсної температури по випромінюванню	22
2.1.2 Теоретичні основи пірометрії речовин з випромінювальною здатністю, що змінюється, за їх власним випромінюванням	26
2.1.3 Використання спектру теплового випромінювання Віна-Планка для визначення випромінювальної здатності	32
2.1.4 Оцінка спектральної випромінюючої здатності і її корекція при мінімальній надлишковості (випадок біхроматичної пірометрії).....	36
2.1.5 Оптимальна оптична пірометрія на основі інваріантного перетворення пірометричних сигналів.....	39

2.1.6 Розробка системи оптимального біхроматичного пірометра	44
2.2 Розробка системи контролю тиску в хімічному реакторі.....	50
2.2.1 Теоретичне обґрунтування вимірювання тиску ємнісним методом.....	50
2.2.2 Розробка функціональної схеми системи контролю тисків.....	53
2.2.3 Розробка конструкції ємнісного датчика тиску.....	55
3 Метрологічний аналіз методів та приладів вимірювання температури і тиску.....	57
3.1 Схема накопичення похибок при вимірюванні температури за допомогою розробленого приладу.....	58
3.1.1 Аналіз методичної похибки.....	60
3.1.2 Аналіз інструментальної похибки.....	63
3.2.1 Аналіз методичної похибки.....	65
3.2.2 Аналіз інструментальної похибки.....	66
Висновки	69
Перелік літературних джерел	70
Додатки	
Бібліографічна довідка	

ВСТУП

На сьогоднішній день однією з провідних і вагомих галузей промисловості України є хімічна промисловість. Організація виробництва на цих підприємствах вимагає високої точності і узгодженості між окремими технологічними процесами. Важливим є проведення постійного і поетапного технологічного контролю. Елементарною одиницею виробництва даної промисловості є хімічний реактор, власне в якому відбуваються всі технологічні перетворення. В кожному хімічному реакторі повинен відбуватись контроль основних параметрів: час дії хімічних реагентів, стан реагуючих речовин, температура і тиск в реакторі. Параметри тиску і температури визначають стабільність і впорядкованість протікання реакції. Тому гостро постала і проблема розробки технологічної автоматизованої схеми контролю цих параметрів. На даний час великий вклад у теоретичне дослідження і обґрунтування методів вимірювання температури зробили такі вчені як Гриневич Б.Ю. Засименко В. М. Столярчук П. Г. Саяпина В. И. Бельский О.И.Ежова Т.Н. Але основоположником і людиною, яка своїми працями дала поштовх до розвитку нового напрямку в температурних дослідженнях, вважається Свет Д. Я. Якщо розглядати дослідження методів вимірювання тиску варто враховувати вклад Лукашина Ю. М.

Основною проблемою є те, що хімічні реакції характеризуються виділенням високих температур, а також наявністю агресивного середовища реагуючих речовин. При цьому необхідно забезпечити автоматизацію процесу вимірювання, обробку інформаційних сигналів і можливість здійснення коригуючих заходів при необхідності[2].

При вимірюванні тиску в хімічному реакторі особливих проблем не виникає, так як для даних цілей оптимальним є використання електричних приладів для вимірювання тиску. Серед них найбільш поширений в практичному відношенні - ємнісний манометр. В якому за рахунок тиску деформується

мембрана, що є однією з пластин конденсатора, при цьому змінюється ємність, тобто значення вимірюваного тиску. Для підвищення точності ємнісних манометрів вводиться методична поправка на температуру.

Головна увага в даній роботі приділяється розробці нової методики вимірювання температури за допомогою удосконаленого пірометра

Основною проблемою пірометрії випромінювання є вимірювання Дійсних температур реальних речовин, коефіцієнт випромінювальної здатності яких на відміну від абсолютно чорного тіла не рівний одиниці і може змінюватися в процесі вимірювання.[4].

В промисловості до тепер широко поширені тільки прилади, в яких реалізуються ті або інші класичні методи оптичної пірометрії, для вимірювання температури по власному випромінюванню.

Розвиток сучасної оптики, радіоелектроніки і мікроелектронної елементної бази дозволяє практично реалізувати такі системи для найширших діапазонів температур. Проте різко зросли за останні роки вимоги до точності і єдності температурних вимірювань, тому методи класичної пірометрії, при яких вимірюються не дійсні, а деякі умовні температури (яскравісна, колірна, сумарного випромінювання), не задовольняють. Це змушує сучасну техніку і промисловість переходити до вимірювання не умовних, а дійсних температур. В даній роботі буде запропонована нова методика вимірювання дійсної температури тіл. Дана методика основана на виділенні інформації про випромінюючу здатність речовин з потоків їх теплового випромінювання у вигляді відносних спектральних розподілів, інваріантних до температури.

Перевагою даного методу є те, що він поєднує всі позитивні якості яскравісної пірометрії, яскравісної взаємо-кореляційної і спектрально-відношення, не маючи при цьому їх недоліків, реалізуючи, таким чином деяку нову оптимальну оптичну пірометрію.

Об'єктом дослідження є процес поширення інфрачервоних хвиль в різних середовищах, аспекти обробки сигналу від джерела випромінювання.

Предметом дослідження є способи контролю досліджуваних технологічних параметрів в резервуарах для хімічних реакцій.

Наукова новизна магістерської роботи полягає у використанні теоретичного обґрунтування з метою оцінки досліджуваних технологічних параметрів в резервуарах для хімічних реакцій.

1 АНАЛІЗ МЕТОДІВ КОНТРОЛЮ ТЕХНОЛОГІЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ХІМІЧНОГО РЕАКТОРА

1.2 Методи і засоби вимірювання температури

В хімічному виробництві температура є найважливішою величиною, вимірювання і регулювання якої визначає правильність і успіх виробничого процесу. З точки зору термометрії хімічні виробництва відрізняються тим, що мають досить широкі границі температур, які підлягають вимірюванню.

Інтервал температур, що має місце в хімічних виробництвах, починаються від температури кипіння рідкого кисню (-183°) і закінчується максимальною температурою карбідної електропечі ($+2500^{\circ}$)[2].

Такий значний діапазон температур вимагає використання різноманітних методів вимірювання і великого асортименту вимірювальних приладів.

Температура є проявом теплового стану тіл - ступінь нагрятості даного тіла. Температура не знаходиться в прямій залежності від кількості тепла. Температура є величиною, яка визначає напрям переходу тепла без витрати роботи від одного тіла до іншого. Тобто температура не може бути виражена в абсолютних одиницях вимірювання і є безрозмірною величиною[1, 4].

Вимірювання температури можливе тільки порівнянням ступеня нагрятості двох тіл, з яких одне має ступінь нагрятості, яке приймається за початкове, Порівняння ступеня нагрятості проводять при вимірюванні певної фізичної властивості тіла, яке залежить від температури і легко піддається вимірюванню[5].

На даний час розроблена велика кількість приладів для вимірювання температура гуми розглянемо деякі з них.

1.1.1 Термометри розширення

Термометри використовуються для вимірювання температур в межах від -200 до +750°C. Скляні термометри широко поширені як в лабораторних так і промислових умовах завдяки своїй простоті в використанні, достатньо високій точності і невеликій вартості[1-4]..

Принцип дії скляних рідинних термометрів базується на розширенні термометричної рідини, розміщеної в термометрі, в залежності від температури. Скляні термометри по своїй конструкції бувають паличкоподібні і з вкладеною шкалою.

Паличкоподібні скляні термометри виготовляються з товстостінних капілярів 2, до яких припаюється резервуар 1 Шкала термометра 3 наноситься на зовнішній поверхні капіляру (додаток А, рисунок А.1,а).

Скляний термометр з вкладеною шкалою складається з скляного резервуара 1 і припаяного до нього скляного капіляру 2 (додаток А, рисунок А.1,б). Вздовж капіляру розміщена шкала 3, яка, як правило, наноситься на пластині молочного скла. Резервуар, капіляр і шкала поміщають в скляну оболонку 4, яка припаюється до резервуару.

Температура вимірюваного середовища, в яке вміщені резервуар і частина капіляру, визначається по зміні об'єму, яке відраховується по знаходженні рівня рідини в капілярі, який відградуваний в градусах Цельсія.

Серед рідинних термометрів найбільшого поширення отримали ртутні скляні термометри, їх переваги: ртуть залишається рідиною в широких межах температурі не змочує скло, її легко отримати в чистому вигляді. Однак вона має відносно малий температурний коефіцієнт об'ємною розширення, тому термометри повинні виготовлятися з тонкими капілярами. Нижня границя вимірювання ртутних термометрів -35°C , верхня $+600^{\circ}\text{C}$ [1]. У зв'язку з тим, що температура кипіння ртуті при атмосферному тиску значно менша верхньої

границі застосування ртутних термометрів, капіляр над ртуттю заповнюють інертним газом, наприклад азотом, забезпечують високий тиск

Скляні термометри з органічними термометричними рідинами використовуються в інтервалі температур від -200 до $+200^{\circ}\text{C}$. Але ці рідини змочують скло і тому для них застосовують капіляри з відносно великими діаметрами капіляру.

В залежності від області застосування по методиці градуювання термометри поділяються на дві групи: термометри градуйовані при повному зануренні, і термометри, градуйовані при неповному зануренні.

До переваг скляних рідинних термометрів відносяться висока точність вимірювання, простота і дешевизна. Недоліками скляних термометрів є відносно погана видимість шкали, практично неможливість передати покази на відстань і, відповідно неможливість автоматичної реєстрації показів, а також неможливість ремонту термометрів[1, 5]..

1.1.2 Манометричні термометри

Дія манометричних термометрів основана на використанні залежності між температурою і тиском робочої (термометричної) речовини в замкнутій герметичній термосистемі. Манометричні термометри є технічними приладами і в залежності від робочої речовини термосистеми вони поділяються на газові, рідинні і конденсаційні (парорідинні). В залежності від робочої речовини термосистеми їх застосовують для виміру температури рідких і газоподібних середовищ від -150 до 600°C . Термометри зі спеціальним заповнювачем призначені для виміру температури від 100 до 1000°C [3].

Манометричні термометри бувають показуючі і самопишучі. Манометричні термометри випускаються з одnobічною, двосторонньою і безнульовою шкалою.

Схема пристрою показуючого манометричного термометра представлена на малюнку 2. Термосистема термометра (додаток А, рисунок А.2. а) складається з термобалона 1, що занурюється в середовище, температура якого вимірюється, капіляра 2 і манометричної пружини 3. Один кінець пружини впаяний у тримач 4, канал якого з'єднує внутрішню порожнину манометричної пружини через капіляр з термобалоном. Другий вільний кінець пружини герметизований і шарнірно за допомогою поводка 5 зв'язаний із сектором 6. Цей сектор у свою чергу з'єднаний зубчатою передачею із трибкою 7, на осі якої насаджена вказівна стрілка 8. Для вибору зазору в передавальному механізмі встановлений спіральний волосок 9, кінець внутрішнього витка якого закріплений на осі трибки [3].

Термосистема термометра заповнена робочою речовиною, наприклад газом (чи рідиною), під деяким початковим тиском. При нагріванні термобалону збільшується тиск газу у замкнутій герметизованій термосистемі, в результаті чого пружина деформується (розкручується) і її вільний кінець переміщується. Рух вільного кінця пружини передавальним механізмом (повідцем, сектором і трибкою) перетворюється в переміщення показника відносно шкали приладу. По положенню показника на шкалі термометра роблять відлік температури.

Слід зазначити, що на відміну від газових і рідинних термометрів у конденсаційних (парорідинних) термометрах термобалон (додаток А, рисунок А.2, б) частково заповнений конденсатом (приблизно на 0,7—0,75 об'єму), а у верхній частині термобалону над конденсатом знаходиться насичена пара цієї рідини. Крім того, капіляр у цих термометрах вставлений на деяку глибину всередині термобалона.

Манометрична пружина і капіляр термометра заповнені тим же конденсатом, що і термобалон. Тиск у термосистемі конденсаційною термометра дорівнює тиску насиченої пари в термобалоні. При цьому залежність між тиском насиченої пари і температурою є цілком визначені, однозначні і відомі для конденсату, яким заповнена термосистема термометра. При нагріванні

термобалону термометра частина конденсату в його паровому об'ємі з дзеркала випаровується, змінюючи тиск насичення до значення, що відповідає температурі конденсату в термобалоні. Це в свою чергу викликає підвищення тиску в термосистемі термометра, під дією якого пружина розкручується і її вільний кінець за допомогою передавального механізму переміщає стрілку.

В манометричних термометрах можуть використовуватись манометрична пружина з новим профілем перетину (додаток А, рисунок А.2,в). Відмінною рисою цього профілю є наявність середньої перетисненої ділянки, на якій зазор між стінками відсутній. По бічній крайці перетину розташовані два канали краплеподібної форми, що підвищують механічну міцність пружини.

Слід зазначити, що внутрішній об'єм пружин із середньою перетисненою ділянкою і коливання розміру його мінімальні, що зменшує температурну похибку термометра і забезпечує стабільність її значень. Змінюючи велику вісь перетину цієї пружини одержують оптимальне співвідношення між початковим внутрішнім об'ємом її і збільшенням цього об'єму при розкручуванні пружини на робочий кут.

Самопишучий манометричний термометр складається з спіральної манометричної пружини з перетиснутим профілем пружини, яка впаяна одним кінцем в тримач, другим вільним кінцем за допомогою скоби шарнірно з'єднана з повідком, що має термобіметалічний компенсатор. Другий кінець повідка шарнірно зв'язаний з важелем, який з'єднаний з віссю важеля пера. До каналу тримача, що з'єднує внутрішню порожнину спіральної пружини, припаяний капіляр, який другим своїм кінцем герметично з'єднаний через хвостик з термобалоном, зануреним в середовище, температура якого вимірюється.

Привід діаграмного пристрою здійснюється за допомогою синхронного двигуна або годинникового механізму. Дискова діаграма розрахована на один оберт за добу.

Самопишучий термометр з двома термосистемами дає можливість одночасно проводити записування на діаграмному папері температури двох середовищ.

Термометри манометричні виготовляються з додатковим пристроєм для сигналізації (чи регулювання) температури. Деякі типи термометрів забезпечуються передавальним перетворювачем з вихідним уніфікованим сіп пазом постійного струму 0—5 мА чи пневматичним передавальним перетворювачем з вихідним уніфікованим пневматичним сигналом 0,2—1 кгс/см² (0,02—0,1 МПа).

1.1.3 Дилатометричні і біметалічні термометри

Дилатометричні і біметалічні термометри засновані на використанні властивості твердого тіла змінювати свої лінійні розміри при зміні температури. Якщо температурний інтервал невеликий, то залежність довжини твердого тіла від температури може бути виражена лінійним рівнянням[1].

$$l_t = l_0(1 + \alpha t), \quad (1.1)$$

де l — довжина твердого тіла при температурі t , м; l_0 — довжина того ж тіла при температурі 0°C , м; α — середній коефіцієнт лінійного розширення твердого тіла від 0°C до t . $^\circ\text{C}^{-1}$.

Дилатометричні термометри. Він складається (див. додаток А, рисунок А.3) з металевої труби (чутливого елемента) 1. всередині якої знаходиться стрижень 2. Труба має коефіцієнт лінійного розширення більше, ніж стрижень. Верхній кінець труби закріплений у штуцері 3. У голівці 4 знаходиться електронний пристрій, що складається з важеля 5. скріпленого зі стрижнем і контактами (на схемі показаний один контакт), нормально замкнутої контактної групи. Нижня частина термометра цілком занурюється в середовище, температура якого вимірюється. При підвищенні температури середовища труба подовжується більше, ніж стрижень, внаслідок чого стрижень

переміщується вниз. При переміщенні стержня одночасно приводиться в рух важіль, що при заданій температурі розмикає контакти, а разом з тим і електричний ланцюг регулюючого пристрою. Зміна довжини труби, а разом з тим і переміщення стержня при підвищенні температури середовища від t_H до t_K дорівнює[1, 4]:

$$\Delta l = l_K - l_H = \frac{l_H(\alpha_t - \alpha_c)(t_K - t_H)}{1 + (\alpha_t - \alpha_c)t_H}, \quad (1.2)$$

де l_K, l_H – довжина труби при температурі t_H і t_K м; α_t, α_c – коефіцієнти лінійного розширення труби і стержня, K^{-1} .

З рівняння видно, що розмір робочого ходу стержня Δl термометра прямопропорційний значенню початкової довжини труби l_H і діапазону зміни температури.

Термометри цього типу, незважаючи на ряд переваг (простота пристрою, висока чутливість) для виміру температури використовуються порівняно рідко. Вони знаходять застосування в основному в якості первинних вимірювальних перетворювачів у системах автоматичного регулювання температури.

Біметалічні температурні реле. Як чутливий елемент у біметалічних температурних реле використовується термобіметалічна пластина 1 (малюнок А.4, додаток А). Ця пластина складається з двох шарів різнорідних металів, що володіють різними коефіцієнтами лінійного розширення (наприклад, інвар — латунь, інвар — сталь), приварених між собою по всій площині зіткнення. Розходження коефіцієнтів лінійного розширення металевих пластин, що складають термобіметал, і покладено в основу принципу дії біметалічних температурних реле. При нагріванні термобіметалічної пластини остання згинається у бік металу (інвару) з меншим коефіцієнтом лінійного розширення і при заданій температурі замикає контакти 2. Регулювання зазору між контактами на задане значення температури здійснюються гвинтом 3 в однорідній металевій пластині. Ця пластина так само як і термобіметалічнакріпиться до ізолятора 4. Для захисту пластин від дії середовища, температура якої контролюється, вони поміщені в гільзу 5.

Область, застосування біметалічних температурних реле лежить в інтервалі від -60 до 300°C в залежності від марки біметалу, що використовується.

Термобіметал, крім того, знаходить широке застосування для температурної компенсації в різних вимірювальних приладах.

1.1.4 Термоелектричні термометри

Термоелектричний метод вимірювання температур заснований на залежності термоелектрорушійної сили термоелектричного термометра від температури.

Термоелектричні термометри широко застосовуються для вимірювання

температур до 2500°C в різних галузях техніки і в наукових дослідженнях. Вони можуть використовуватися для вимірів температури від -200°C , але в області низьких температур термоелектричні термометри отримали менше застосування, ніж термометри опору. В області високих температур (вище 1300 — 1600°C) термоелектричні термометри знаходять застосування головним чином для короточасних вимірів; для тривалого ж виміру високих температур вони застосовуються тільки в окремих особливих випадках.

З збільшенням температури зростає вплив агресивних властивостей середовища і тривалість роботи термоелектричних термометрів швидко знижується.

В основу виміру температур за допомогою термоелектричних термометрів покладені термоелектричні явища, відкриті Зеєбеком у 1821 р. Застосування цих явищ до виміру температур засновано на існуванні визначеної залежності між термоелектрорушійною силою, що встановлюється в колі, складеного з різнорідних провідників, і температурами місць їхнього з'єднання.

Якщо взяти коло (додаток А, рисунок А.5), складеного з двох різних термоелектричних однорідних по довжині провідників A і B (наприклад, міді і платини), то при підігріві спаю I у колі з'являється електричний струм, що у більш нагрітому спаї I спрямований від платини B до міді A , а в холодному спаї

2- від міді до платини. При підігріві спаю 2 струм одержує зворотній напрямок. Такі струми є дуже малими і їх потрібно підсилювати і обробляти для одержання інформації про температуру.

Розглянуті засоби вимірювання температури є контактними та інерційними і не завжди можуть застосовуватись в складних умовах технологічних процесів в резервуарах для проведення хімічних реакцій. Тому доцільно застосувати дистанційні засоби вимірювання температури, якими є пірометри.

1.2 Вимірювання тиску

Широке використання тиску в наукових дослідженнях і в різних галузях промисловості залежить необхідності застосування великої кількості засобів вимірювання тиску і різниці тисків, різних за принципом їх дії, пристрою, призначенню і точності. При вимірюванні тиску нас можуть цікавити абсолютний, відносний і вакуумметричний тиск. Абсолютний тиск необхідно знати в тих випадках, коли вплив атмосферного тиску виключити не можна, як, наприклад, при вивченні питань стану робочих тіл, при визначенні температури кипіння різних рідин та в інших подібних випадках.

При контролі технологічних процесів і при проведенні наукових досліджень у більшості випадків доводиться мати справу з вимірюванням надлишкового і вакуумметричного тисків, а також з вимірюванням різниці тисків.

Під терміном абсолютний тиск мається на увазі повний тиск, під яким знаходиться рідина, газ або пара. Тобто надлишковий тиск дорівнює різниці між абсолютним тиском, великим атмосферним, та атмосферним тиском.

Під терміном вакуумметричний тиск (розрідження або вакуум) розуміється різниця між атмосферним тиском і абсолютним тиском, меншим за атмосферний тиск:

Прилад, призначений для вимірювання абсолютного тиску, називають манометром абсолютного тиску. Прилад, що вимірює надлишковий або

вакуумметричний тиск, — відповідно манометром тиску і вакуумметром. Прилад, що вимірює малий надлишковий тиск (наприклад, надлишковий тиск повітря, що подається в топку котла) та розрідження газу (наприклад, у газоході котла), називаються, відповідно, напороміром і тягоміром. Прилад, призначений для виміру вакуумметричного і побічного тисків, називають мановакуумметром, а для вимірювання малих тисків і розріджень газу (наприклад, в котлі) - тягонапороміром. Прилад, що вимірює дуже малі тиски (нижче і вище барометричного) і незначні різниці тисків, називають мікроманометром; прилад, призначений для вимірювання різниці тисків, – диференційним манометром (дифманометром).

У технологічних процесах для збільшення продуктивності використовують засоби вимірювання тисків, які дозволяють автоматизувати процес. Для цього використовують різні перетворювачі тиску.

Переважає більшість силовимірювальних пристроїв, зокрема вимірювачів тиску, основана на методі перетворення вимірюваної сили тиску в механічні напруження в матеріалі пружного перетворювального елемента і його деформацію, котрі та допомогою тензорезистивних, індуктивних, п'єзоелектричних, магнітопружних чи інших вторинних перетворювачів перетворюються в електричний сигнал або зміну вихідного електричного параметра

Залежно від значення вимірюваного тиску як первинні перетворювачі можуть використовуватись стрижневі пружні елементи, пружні кільця, балкові пружні елементи. Вторинними перетворювачами з механічними пружними перетворювачами сили тиску в деформацію є, переважно, тензорезистивні перетворювачі, а вимірювальні кола – мостові. Такі первинні перетворювачі призначаються для вимірювань з похибкою 1... 2 %

Незважаючи на порівняно низьку точність (сумарна похибка вимірювання тиску становить 2...3 %), широко застосовуються для вимірювань великих тисків в складних умовах первинні перетворювачі з магніто-

пружнимперетворювальним елементом, які відрізняються простотою конструкції, високою надійністю, значною потужністю вхідного сигналу. Магнітопружні перетворювачі виготовляють, переважно диференціальними. Один з перетворювальних елементів є робочим, а ідентичний йому інший перетворювальний елемент, на який не діють вимірювальні зусилля, служить для компенсації початкової індуктивності робочого перетворювального елемента, а також для компенсації впливу зовнішніх чинників, зокрема температури довкілля, частоти джерела живлення.

Основою п'єзоелектричних первинних перетворювачів є п'єзоелектричні перетворювачі тиску в електричний заряд. Труднощі, що виникають при побудові п'єзоелектричних, зумовлені електростатичною природою зарядів п'єзоелектричного перетворювача: їх малим значенням, тенденцією до швидкого стікання через опір ізоляції та вхідний опір підсилювача.

Надзвичайно мала вихідна потужність при великому опорі п'єзодавача вимагає використання високочутливих підсилювачів з дуже великим вхідним опором.

Тому певний час п'єзодавачі застосовувались лише для вимірювання змінних сил (тисків). Використання в п'єзодавачах підсилювачів заряду дає змогу в тисячі разів зменшити стікання заряду, а, отже, тривало підтримувати значення вихідного сигналу, що дало можливість створити п'єзодавачі і для вимірювань сталих тисків.

До переваг п'єзодавачів належить їх висока чутливість, висока швидкодія. Зведена похибка п'єзодавачів знаходиться в межах 1 %.

Але в наведених первинних перетворювачів є суттєвий недолік: їхні покази в значній мірі залежать від температури. Тому доцільно для наших умов використати ємнісні перетворювачі тиску.

На основі проведеного аналізу визначено такі задачі для виконання магістерської роботи:

теоретично обґрунтувати основи пірометрії речовин з випромінювальною

здатністю, що змінюється, за їх власним випромінюванням;

встановити інваріантну закономірність між довжинами хвиль λ , спектральною випромінювальною здатністю речовин для корекції методичної похибки в будь-яких методах пірометрії умовних температур;

розробити функціональну блок-схема пірометра дійсної температури, що реалізовує алгоритми оптимальної оптичної пірометрії та конструкцію пірометра;

розробити систему контролю тиску в хімічному реакторі;

теоретично обґрунтувати вимірювання тиску ємнісним методом; розробити функціональну схем ємнісного датчика тиску та конструкцію датчика тиску;

здійснити метрологічний аналіз розроблених засобів для вимірюванні тиску і температури в резервуарах для хімічних реакцій.

2. УДОСКОНАЛЕННЯ СИСТЕМИ КОНТРОЛЮ ТЕХНОЛОГІЧНИХ ПАРАМЕТРІВ

2.1 Оптимальні методи пірометрії випромінювання і шляхи їх технічної реалізації

2.1.1 Загальна характеристика методів вимірювання дійсної температури по випромінюванню

Основною проблемою пірометрії випромінювання є вимірювання дійсних температур реальних речовин, коефіцієнт випромінювальної здатності яких на відміну від абсолютно чорного тіла не рівний одиниці і може змінюватися в процесі вимірювання [4].

Вирішення цієї проблеми досягається за допомогою створення власне у тілі випромінювання порожнини абсолютно чорного тіла, для цього застосовують дзеркальну півсферу або тигль, що обертається і створює порожнину обертання, а також здійснення на випромінюючій поверхні з стандартною випромінювальною здатністю придатні лише для обмеженого числа дуже специфічних вимірювань.

Використання побічного джерела підсвітки для доповнення потоку випромінювання тіла, температура якого вимірюється до «абсолютно чорного», а також застосування методів абсолютної і відносної модуляційної рефлектometri [8], що дозволяють одночасно з вимірюванням температури визначати по коефіцієнтах відбивання невідомі коефіцієнти спектральної випромінювальної здатності, обмежується лише лабораторною практикою.

Спроби технічної реалізації систем, в основі яких лежить використання додаткового побічного джерела випромінювання для створення промислових пірометрів, що служать для вимірювання дійсних температур [1-5] також нашоухують на труднощі принципового характеру і практично не завжди є ефективними.

Існує оригінальний метод [3] використання побічного джерела випромінювання у вигляді двохвильового лазера для дуже малого локального

додаткового «підігріву» випромінюючого тіла з метою визначення відношення коефіцієнтів поглинання для обох довжин хвиль і одночасного вимірювання на цих же довжинах хвиль колірної температури. За останніми даними, цей метод, реалізований у вигляді прецизійної експериментальної установки, може бути використаний для вимірювання дійсної температури різних речовин в лабораторних умовах.

Монохроматичні методи пірометрії дійсних температур металів в поляризованому світлі досить критичні до кута візування [5]. З цієї причини навіть в лабораторних умовах їх слід застосовувати з великою обережністю.

Біхроматичні методи поляризаційної пірометрії спектрального відношення істотно менш критичні до кутів, чим монохроматичні, і у ряді випадків дозволяють ефективно вимірювати дійсну температуру поверхні з випромінювальною здатністю, що змінюється [5]. Проте для широкого застосування, особливо в промислових умовах, ці методи також не можуть бути рекомендовані.

Методи пірометрії для вимірювання дійсної температури з використанням комбінованих систем, що мають побічне джерело випромінювання, і, що працюють в поляризованому світлі, за винятком низькотемпературних радіометрів, також в основному використовується для лабораторних вимірювань, в першу чергу, при визначенні коефіцієнтів спектральної випромінювальної здатності монокристалів і т. п.

Таким чином, в промисловості до тепер широко поширені тільки прилади, в яких реалізуються ті або інші класичні методи оптичної пірометрії, для вимірювання температури за власним випромінюванням.

Розвиток сучасної оптики, радіоелектроніки і мікроелектронної елементної бази дозволяє практично реалізувати такі системи для найширших діапазонів температур. Проте методи класичної пірометрії, при яких вимірюються не дійсні, а деякі умовні температури (яскравісна, колірна, сумарного випромінювання), не задовольняють вимогам до точності і єдності температурних вимірювань, що різко збільшились за останні роки. Це змушує

сучасну техніку і промисловість переходити до вимірювання не умовних, а дійсних температур. При вимірюванні дійсної температури методами класичної оптичної пірометрії переважає не інструментальна, а методична похибка, за рахунок випромінюючої здатності.

Якщо випромінювання підлягає закону Планка і поверхня випромінювача ізотермічна, то причини методичної похибки зводяться до неточності інформації про випромінюючу здатність і пропускання проміжного середовища. Кількісно ці фактори слід враховувати у вигляді деякої узагальнюючої функції не тільки від довжини хвилі λ і дійсної температури T , але і часу t :

$$\varepsilon(\lambda, T, t)\tau(\lambda, t), \quad (2.1)$$

де $\varepsilon(\lambda, T, t)$ і $\tau(\lambda, t)$ — коефіцієнти спектральної випромінюючої здатності і пропускання проміжного середовища відповідно [3].

У наближенні Віна рівняння будь-якого методу пірометрії, що вимірює умовну температуру $T_{ум}$ (яскравісну, кольорову), і, що використовує квазімонохроматичне випромінювання, можна написати в канонічній формі

$$T^{-1} = T_{ум}^{-1} + \frac{\Lambda}{C_2} \ln E, \quad (2.2)$$

де $C_2 = 14\,388$ мкм град, E — параметр випромінювання. При яскравісному методі умовна температура рівна:

$$T_{ум}^{-1} = T_{я}^{-1}; \Lambda = \lambda; E = \varepsilon(\lambda, T, t), \quad (2.3)$$

а при методі спектрального відношення (колірному) буде

$$T_{ум} = T_{к}; \Lambda = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \text{ і } E = \frac{\varepsilon(\lambda_2, T, t)}{\varepsilon(\lambda_1, T, t)}, \quad (2.4)$$

де λ_1, λ_2 — ефективні значення довжин хвиль.

Для визначення дійсної температури за випромінюванням величина E , що визначається властивостями речовини і проміжного середовища, завжди повинна бути відома.

Таким чином, з погляду сучасної теорії вимірювань процес визначення за випромінюванням дійсної температури складається з двох операцій;

- 1) оцінка об'єкту випромінювання за параметром E ;

2) власне процес визначення температури на підставі рівняння Віна—Планка за одним і більше спектральними випромінюваннями.

Принципово можливі наступні ситуації.

1) Характер випромінювання і пропускання за час вимірювання t від t_n до t_k не змінюється:

$$\left. \frac{\partial E}{\partial t} \right|_{t_n \leq t \leq t_k} = 0, \quad (2.5)$$

і числові значення E відомі.

В цьому випадку процес оцінки E здійснюється за додатковою інформацією, що одержується незалежно від самого процесу вимірювання температури (наприклад, за допомогою візуального спостереження характеру випромінюючої поверхні оператором і ін.).

2) Коефіцієнти випромінюючої здатності і пропускання (обидва або один з них) в процесі вимірювання не постійні:

$$\frac{\partial E}{\partial t} \neq 0, \quad (2.6)$$

У цій ситуації параметр випромінювання - змінна величина ($E = \text{var}$), для реалізації процесу оцінки необхідна поточна інформація про значення $E(t)$.

Вимірювання дійсних значень температур за випромінюванням методами класичної оптичної пірометрії може бути здійснено лише при першій ситуації ($E = \text{const}$). При цьому перехід від умовних температур (яскравісної і колірної) до істинних може бути зроблений тільки на підставі апріорної інформації про числові значення $\varepsilon(\lambda, T, t)$.

Значення $\varepsilon(\lambda, T, t)$, що визначається випромінюючим тілом, геометрією його поверхні, а також частково фізичними і хімічними властивостями проміжного середовища, підлягають змінам нерегулярного характеру, особливо при високих температурах. У зв'язку з цим об'єм апріорної інформації про $\varepsilon(\lambda, T, t)$ повинен бути, як правило, достатньо великим і процес оцінки досить складний.

Використання біхроматичного методу пірометрії (колірного або спектрального відношення) принципово істотно не покращує стан, бо необхідний при його реалізації перехід від колірних температур до дійсних

вимагає точних апріорних даних про $\varepsilon(\lambda, T, t)$. Лише в окремих випадках об'єм необхідних апріорних відомостей про $\varepsilon(\lambda, T, t)$, для біхроматичного методу колірної пірометрії (спектрального відношення) в порівнянні з яскравістю іноді дещо зменшується за рахунок звуження діапазону змін $E(t)$. Це має місце принеселективному поглинанні проміжного середовища $\frac{\partial \tau(\lambda)}{\partial \lambda} = 0$, при зміні макрорельєфу поверхні випромінювача, коли $\frac{\partial \varepsilon(\lambda, T, t)}{\partial \lambda} = 0$.

Крім того, для багатьох речовин в конденсованій фазі

$$\left| \Delta \ln \frac{\varepsilon(\lambda_2, T)}{\varepsilon(\lambda_1, T)} \right| < |\lambda \ln \varepsilon(\lambda, T)|, \quad (2.7)$$

При недостатньому об'ємі апріорної інформації оцінка виявляється грубою і результати вимірювань температури за випромінюванням не є достовірними. Це є недоліком класичної оптичної пірометрії, методи якої при малому об'ємі апріорної інформації дуже неточні, а за наявності 2 ситуації $\frac{\partial E}{\partial t} \neq 0$, як правило, непридатні.

Тут слід відмітити, що вже сама по собі констатація наявності 1 ситуації, що є окремим випадком 2, в класичній пірометрії також здійснюється апріорно.

У переважній більшості цікавих для практики випадків слід виходити з наявності 2 ситуації (2.6). Коли рішення проблеми вимірювання дійсних температур за випромінюванням вимагає поточної інформації про $E(t)$, методи класичної пірометрії не застосовуються принципово.

У ряді процесів нагрівання і охолодження агрегатний стан речовини, його структура, хімічний склад, геометрія поверхні випромінювання непостійні. Наприклад, при вимірюваннях в хімічних реакторах поверхня реагентів може бути чистою і в різній мірі покритою плівкою; геометрія і властивості поверхні можуть безперервно змінюватися і т.д. В таких випадках апріорну інформацію в кращому разі можна використовувати тільки для визначення граничних значень методичної похибки (наприклад, для дзеркально чистої або повністю окисленої поверхні і т. п.). При визначенні того, якою є поверхня (чиста або окислена), потрібна додаткова поточна оцінка випромінювальних властивостей, бо за показами пірометра невідомо, що змінилося — температура чи значення $E(t)$.

2.1.2 Теоретичні основи пірометрії речовин з випромінювальною здатністю, що змінюється, за їх власним випромінюванням

Протягом багатьох років, з часу появи оптичної пірометрії, вважалося, що виділити незалежно від температури інформацію про випромінюючу здатність безпосередньо по спектру власного теплового випромінювання тіла неможливо. Всупереч традиційним уявленням інформація про випромінюючу здатність може бути виділена з потоку теплового випромінювання, описуваного законом Віна — Планка, за допомогою деяких нелінійних перетворень складових спектру. Проте здійснити нелінійні перетворення компонент спектру теплового випромінювання внаслідок їх малої інтенсивності важко. Цей недолік усувається завдяки тому, що необхідні для виділення інформації про випромінюючу здатність нелінійні перетворення здійснюються не з самими компонентами оптичного спектру теплового випромінювання, а з електричними сигналами, пропорційними відповідним спектральним променистостям.

Інформацію про випромінюючу здатність можна одержати і з різниць зворотних значень температур (яскравісної, яскравісної і колірної, яскравісної і повного випромінювання, колірних) [3, 6].

Природно, що при виділенні інформації про коефіцієнти випромінювальної здатності за різницею зворотних значень тих або інших умовних температур необхідно перш за все забезпечити досить високу точність вимірювання самих значень умовної температури, бо при виділенні інформації про випромінювальну здатність за різницею зворотних значень умовних температур, похибки від змін кожної з умовних температур сумуються. Тому такий спосіб реалізації встановленої закономірності приводить до високих значень похибки у визначенні випромінюючої здатності і дійсної температури.

Використання різниць зворотних значень температури пов'язане також з серйозними труднощами «метрологічного характеру», оскільки в оптичному діапазоні одиниця Кельвіна з достатньою точністю передається на обмеженому спектральному діапазоні. Таким чином [14] інформація про випромінюючу

здатність може бути незалежно виділена з потоків теплового випромінювання у вигляді деяких (інваріантних до температури) відносних спектральних розподілів, які в загальному випадку записуються у вигляді відношення добутків спектральних складових [3]

$$R[\{\lambda_j\}\{\lambda_i\}] = \frac{\prod_{j=1}^m \eta_j b^{P_j}(\lambda_j, T)}{\prod_{i=1}^l \eta_i b^{P_i}(\lambda_i, T)} \quad (2.8)$$

або лінійної комбінації логарифмів складових $b(\lambda, T)$ спектру теплового випромінювання, описуваного законом Віна – Планка:

$$J[\{\lambda_j\}\{\lambda_i\}] = \sum_{j=1}^m P_j \ln \eta_j b(\lambda_j, T) - \sum_{i=1}^l P_i \ln \eta_i b(\lambda_i, T) \quad (2.9)$$

де $b(\lambda_i, T) = C_1 \lambda_i^{-5} \varepsilon^*(\lambda_i, T) \exp - \frac{C_2}{\lambda_i T}$;

$b(\lambda_j, T) = C_1 \lambda_j^{-5} \varepsilon^*(\lambda_j, T) \exp - \frac{C_2}{\lambda_j T}$ – складові спектра Віна-Планка. Фактично при перетворенні маємо справу з сигналами $U(\lambda_i, T) = \eta_i b(\lambda_i, T)$ і $U(\lambda_j, T) = \eta_j b(\lambda_j, T)$, де η_i і η_j – коефіцієнти пропорційності.

При цьому $\frac{\partial J[\{\lambda_j\}\{\lambda_i\}]}{\partial T} = 0$, якщо множини $\{\lambda_j\}$ і $\{\lambda_i\}$ не містять спільних довжин хвиль і

$$\sum_{j=1}^m P_j \nu_j = \sum_{i=1}^l P_i \nu_i. \quad (2.10)$$

Тут ν_i і ν_j частоти складових спектру, тобто $\nu_i = c_0/\lambda_i$ і $\nu_j = c_0/\lambda_j$,

де c_0 – швидкість світла. Числові значення коефіцієнтів P_j і P_i вибираються з умови (2.10) і залежать тільки від кількості m і l використовуваних спектральних компонентів і значень їх частот ν_i, ν_j . В найпростішому випадку для двох спектральних складових $l=m=1$ значення компонентів P_i і P_j відповідно рівні λ_i^0 і λ_j^0 (тут λ_i^0 і λ_j^0 – відповідно безрозмірні значення довжин хвиль λ_i і λ_j).

Тоді вираз для $J[\{\lambda_j\}\{\lambda_i\}]$ можна записати у вигляді:

$$J[\{\lambda_j\}\{\lambda_i\}] = \lambda_j^0 \ln \varepsilon(\lambda_i, T) - \lambda_i^0 \ln \varepsilon(\lambda_i, T) + Q_{j,i}, \quad (2.11)$$

де $Q_{j,i} = \ln \frac{c_1^{(\lambda_j^0 - \lambda_i^0)} \cdot \lambda_i^{5\lambda_j^0} \cdot \eta_j^{\lambda_j^0}}{\lambda_j^{5\lambda_j^0} \cdot \eta_i^{\lambda_i^0}}$; η_j, η_i – коефіцієнти передачі, що використовуються

для виділення і реєстрації відповідно j -й і i -й компонент вимірювального приладу, наприклад спектрометра.

Якщо значення $Q_{j,i}$, відомі, то значення інваріантних до температури розподілів $J[\{\lambda_j\}, \{\lambda_i\}]$ для даних довжин хвиль визначаються тільки узагальненими коефіцієнтами спектральної випромінювальної здатності $\varepsilon(\lambda_j, T)$ і $\varepsilon(\lambda_i)$.

У зв'язку з цим було запропоновано використовувати інваріанти (2.11) для реалізації процесів ідентифікації спектру випромінювання за спектральною випромінюючою здатністю і визначення останньої. При цьому обмеженням, що накладається на застосування алгоритму (2.11), є тотожна рівність нулю значень інваріанта не тільки для випромінювання абсолютно чорного тіла: $\varepsilon(\lambda_j, T) = \varepsilon(\lambda_i, T) = 1$, але і для випромінювача, спектральна випромінююча здатність якого описується як

$$\varepsilon(\lambda, T) = \exp \frac{const}{\lambda}. \quad (2.12)$$

Коли залежність випромінюючої здатності від довжини хвилі на якомусь спектральному інтервалі допускає апроксимацію степеневим поліномом, за інваріантами (2.11) можна безпосередньо визначати значення спектральної випромінюючої здатності.

Дійсно, припустимо, що значення логарифма функції спектральної випромінюючої здатності можна з необхідним ступенем точності апроксимувати у вигляді звичайних поліномів степеня $(s + 1)$, тобто

$$\ln \varepsilon(\lambda, T) = a_0 + a_1 \lambda + a_2 \lambda^2 + \dots + a_s \lambda^s + a_{s+1} \lambda^{s+1}. \quad (2.13)$$

Тоді, підставляючи значення $\ln \varepsilon(\lambda, T)$ з (2.13) в (2.11), для кожної пари компонентів спектру отримаємо:

$$J[\{\lambda_2\}, \{\lambda_1\}] = a_0(\lambda_2 - \lambda_1) + a_1(\lambda_2^2 - \lambda_1^2) + \dots + a_s(\lambda_2^{s+1} - \lambda_1^{s+1}) + Q_{1,2};$$

$$J[\{\lambda_3\}, \{\lambda_2\}] = a_0(\lambda_3 - \lambda_2) + a_1(\lambda_3^2 - \lambda_2^2) + \dots + a_s(\lambda_3^{s+1} - \lambda_2^{s+1}) + Q_{3,2};$$

$$\dots \dots \dots (2.14)$$

.....

$$J[\{\lambda_s\}, \{\lambda_{s-1}\}] = a_0(\lambda_s - \lambda_{s-1}) + a_1(\lambda_s^2 - \lambda_{s-1}^2) + \dots + a_s(\lambda_s^{s+1} - \lambda_{s-1}^{s+1}) + Q_{s+1,s};$$

$$J[\{\lambda_{s+1}\}, \{\lambda_s\}] = a_0(\lambda_{s+1} - \lambda_s) + a_1(\lambda_{s+1}^2 - \lambda_s^2) + \dots + a_s(\lambda_{s+1}^{s+1} - \lambda_s^{s+1}) + Q_{s+1,s};$$

Використовуючи $s+1$ компоненту спектра на ділянці $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_s, \lambda_{s+1}$, маємо систему з s рівнянь для визначення s невідомих коефіцієнтів a_1, a_2, \dots, a_s , тобто шуканих значень $\varepsilon^*(\lambda_1, T), \varepsilon(\lambda_2, T), \dots, \varepsilon(\lambda_s, T)$.

Очевидно, що, визначивши коефіцієнти спектральної випромінювальної здатності для значень довжин хвиль $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_s$, можна обчислити значення дійсної температури T за будь-яким з алгоритмів, що описують той або інший метод пірометрії випромінювання (яскравісний, спектрального відношення).

Використання у взаємно-кореляційному методі, компонент дозволяє підвищити точність вимірювання $s^{1/2}$ раз:

$$T^{-1} = s^{-1} \sum_{i=1}^s \left(-\frac{\lambda_i}{c_2} \ln b^{-1}(\lambda_i, T) \varepsilon(\lambda_i, T) c_1 \lambda_i^{-5} \right). \quad (2.15)$$

У принципі таким чином можна незалежно від температури визначити не тільки значення спектральної випромінювальної здатності і її вплив на коефіцієнти спектрального пропускання проміжного середовища $\varepsilon^*(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T)\tau(\lambda)$, але і деяку узагальнену функцію, в яку як співмножники входять коефіцієнти спектральної випромінювальної здатності об'єкту, пропускання проміжного середовища і коефіцієнт передачі використовуваного спектроального приладу $\eta'(\lambda)$, тобто

$$E^*(\lambda, T) = \varepsilon(\lambda, T)\tau(\lambda)\eta'(\lambda). \quad (2.16)$$

Очевидно, що з урахуванням вказаних обмежень для визначення за допомогою розглянутого методу дійсної температури T повинні бути відомі тільки значення для хвиль $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_s$, сигнали, що відображають спектральні променистості для цих довжин хвиль на виході спектрометра і пірометричні константи C_1 і C_2 .

Природно, що представлення на інтервалі $\lambda_1 - \lambda_s$ логарифмів функції $E^*(\lambda, T)$ у вигляді поліномів накладає на неї також відомі з теорії апроксимації обмеження. Проте для дуже багатьох практичних завдань, враховуючи можливість вибору спектрального інтервалу $\lambda_1, \dots, \lambda_s$ достатньо коротким і в необхідній області спектру, ці обмеження можна подолати.

Загальні шляхи вирішення (зокрема на ЕОМ) таких завдань пов'язані із статистичною оцінкою (за тими чи іншим критерієм) коефіцієнтів a_1, a_2, \dots, a_s . Занаявності шумів вони зводяться a_1, a_2, \dots, a_s добре розроблених в даний час методів дисперсійного аналізу [15, 16].

Найбільш важливою і особливою властивістю знайденого алгоритму є не тільки його інваріантність до температури, але і те, що для його реалізації інформації про температуру в принципі зовсім не потрібно.

Похибка вимірювань у вище розгляненому методі визначається лише точністю значень довжин хвиль $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_s$ (або частот $\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_s$) і сигналів, що відображають відповідні спектральні променистості $b(\lambda_1, T), b(\lambda_2, T), \dots, b(\lambda_s, T)$. [6, 7]

Фізичний зміст описаної закономірності полягає в тому, що розподіл виду

$$W_0(\lambda, T) = \lambda \ln b_0(\lambda, T) - \lambda \ln \lambda^{-5} C_1 \quad (2.17)$$

стосовно випромінювання $b_0(\lambda, T)$ абсолютно чорного тіла в області інваріантно до довжини хвилі, тобто $\frac{\partial W_0(\lambda, T)}{\partial \lambda} = 0$. Таким чином, розподіл $W_0(\lambda, T)$ описує випромінювання абсолютно чорного тіла у вигляді рівномірного спектру, кожний компонент якого

$$W_0(\bar{\lambda}, T) = -\frac{C_2}{\bar{\lambda} T}, \quad (2.18)$$

де $\bar{\lambda} = 1$ мкм — одиничний інтервал довжин хвилі: $\lambda = \lambda^\circ \bar{\lambda}$

Для ілюстрації на малюнку 2.1 зображені розподіли $W_0(\bar{\lambda}, T)$ для трьох значень температури (T_1, T_2, T_3) і, як видно, перетворене у форму $W_0(\lambda, T)$ випромінювання абсолютно чорного тіла має, як це на перший погляд не парадоксально, рівномірний спектр, характерний, зокрема, для «білого шуму».

Для реального тіла кожному компоненту перетвореного таким чином спектру можна представити у вигляді суми логарифмів відповідних компонент чорного тіла, визначуваних величиною $C_2/T\bar{\lambda}_i$ виразом

$$\lambda_i \ln \varepsilon(k_i, T) = \sum_{k=0}^s a_{k+1} \lambda_i^{k+1} \quad (2.19)$$

$$W(\bar{\lambda}, T) = -\frac{C_2}{\bar{\lambda}T} + \sum_{k=0}^s a_{k+1} \lambda_i^{k+1}$$

Таким чином, система рівнянь, яку можна отримати з інваріантів (2.14), і відповідних пар довжин хвиль в «нормованому» вигляді описує спектральний розподіл — функцію дисперсії спектральної випромінювальної здатності для даних значень довжин хвиль $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_s$:

$$J_{2,1} = \sum_{k=0}^s a_{k+1} (\lambda_2^{k+1} - \lambda_1^{k+1})$$

$$J_{3,2} = \sum_{k=0}^s a_{k+1} (\lambda_3^{k+1} - \lambda_2^{k+1}) \quad (2.20)$$

$$J_{s+1,s} = \sum_{k=0}^s a_{k+1} (\lambda_{s+1}^{k+1} - \lambda_s^{k+1})$$

2.1.3 Використання спектру теплового випромінювання Віна-Планка для визначення випромінювальної здатності.

Для ряду речовин в конденсованій фазі число членів s , необхідне для задовільної точності апроксимації, може бути невеликим.

Розглянемо, наприклад, визначення спектральної випромінювальної здатності металів у видимій і близькій інфрачервоній області спектру з використанням простої лінійної апроксимації ($s=1$), тобто

$$\ln(\lambda, T) = a_0 + a_1 \lambda \quad (2.21)$$

Застосувавши для трьох компонентів спектру з довжинами хвиль λ_1, λ_2 і λ_3 інваріант (2.14), можна написати

$$J_{2,1} = \lambda_2^0 \ln \varepsilon(\lambda_2, T) - \lambda_1^0 \ln \varepsilon(\lambda_1, T) \quad (2.22)$$

$$J_{3,2} = \lambda_3^0 \ln \varepsilon(\lambda_3, T) - \lambda_2^0 \ln \varepsilon(\lambda_2, T)$$

Підставляючи в (2.22) значення $\ln \varepsilon(\lambda, T)$ з (2.21), отримуємо:

$$\ln \varepsilon(\lambda_1, T) = \frac{J_{2,1}}{\lambda_2 - \lambda_1} - D\lambda_2;$$

$$\ln \varepsilon(\lambda_2, T) = \frac{J_{2,1}}{\lambda_2 - \lambda_1} - D\lambda_1; \quad (2.23)$$

$$\ln \varepsilon(\lambda_3, T) = \frac{J_{2,1}}{\lambda_2 - \lambda_1} - D(\lambda_3 - \lambda_2 - \lambda_1);$$

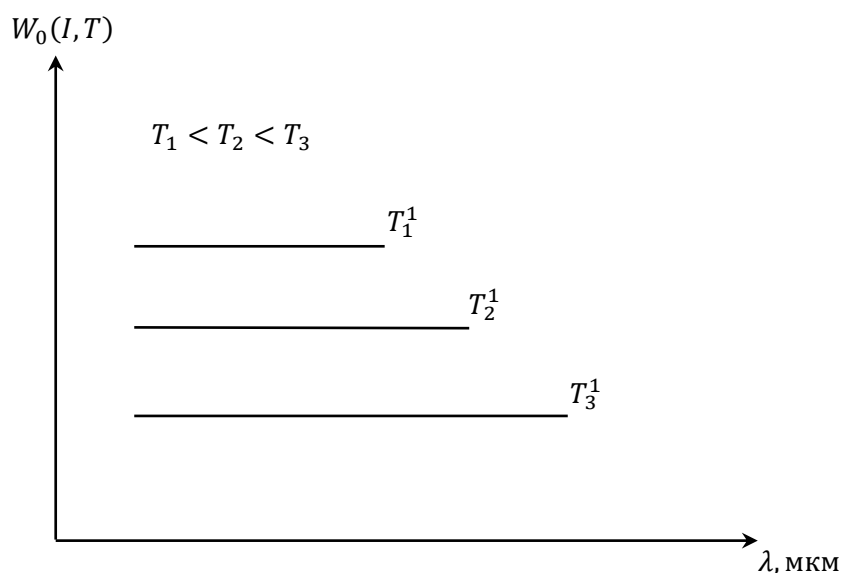


Рисунок 2.1 – Нормовані ізотермічні розподіли для абсолютно чорного тіла

$$\text{де } D = \frac{(\lambda_2 - \lambda_1)J_{3,1} - (\lambda_3 - \lambda_1)J_{2,1}}{(\lambda_3 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_2)(\lambda_2 - \lambda_1)}.$$

Похибка методу оцінювалася величиною

$$\frac{\Delta \ln \varepsilon(\lambda, T)}{\ln \varepsilon(\lambda, T)} = \frac{\ln \varepsilon(\lambda, T) - \ln \varepsilon^*(\lambda, T)}{\ln \varepsilon(\lambda, T)}, \quad (2.24)$$

де $\ln \varepsilon(\lambda, T)$ і $\ln \varepsilon^*(\lambda, T)$ — відповідно розрахункові і коефіцієнта спектральної випромінювальної хвилі $\lambda = \frac{\lambda_2 + \lambda_1}{2}$ [3]. При раціональному виборі спектрального

інтервалу лінійнаапроксимація є досить ефективною не тільки для вимірювання дійсної температури різних речовин з гладкою поверхнею, але і для випадків, коли поверхня одного і того ж тіла змінюється від дзеркальної до шорсткої.

Зміна випромінюючої здатності тіла при появі на його поверхні шорсткостей, набагато більших довжини хвилі, зручно описувати через зміну спектрального коефіцієнта відбивання:

$$\rho(\lambda, T) = 1 - \varepsilon(\lambda, T). \quad (2.25)$$

Очевидно, що для шорсткої поверхні

$$\varepsilon(\lambda, T) = 1 - \frac{\rho_0(\lambda, T)}{g}. \quad (2.26)$$

Тут $\rho_0(\lambda, T)$ — коефіцієнт відбивання дзеркальної металевої поверхні; g — коефіцієнт, то характеризує неселективне зменшення $\rho_0(\lambda, T)$ від шорсткості. Але так як завжди $g > 1$, то збільшення шорсткості тільки збільшуватиме достовірність лінійної апроксимації (2.21). Із збільшенням g збільшуватиметься коефіцієнт a_0 і зменшуватися a_1 .

Очевидно, що якщо лінійна апроксимація описує з задовільною точністю спектральну випромінюючу здатність якого-небудь випромінювача, вона буде також коректна для випадку, коли випромінювання від останнього проходить через середовище з неселективним поглинанням ($\frac{\partial r}{\partial \lambda} = 0$), оскільки в цьому випадку

$$\ln \varepsilon(\lambda) = \ln \rho(\lambda) = a_0 + a_1 \lambda_2, \quad (2.27)$$

де $a_0 = a_0 + \ln r(\lambda)$ [19].

На обмежених спектральних інтервалах лінійна апроксимація (2.21) справедлива для більшості тіл. При цьому слід зазначити, що температурна залежність коефіцієнтів спектральної випромінювальної здатності істотних відхилень від лінійності не створює.

Таким чином, при використанні трьох спектральних променистостей цілком достатньо мінімуму апріорної інформації, (наприклад, випромінююча поверхня є гладкою), для визначення дійсної температури останньої незалежно від виду речовини і характеру його поверхні (дзеркальна, шорстка).

Цікавим прикладом II ситуації є також випадок, коли в процесі вимірювання температури поверхня речовини покривається плівкою накипу і т. п. що має, як правило, характер випромінювання, близький до сірого [10], і величину випромінювальної здатності, що істотно перевищує таку ж для чистої речовини.

Позначимо випромінювальну здатність плівки через $\varepsilon_n(\lambda, T)$, причому

$\frac{\partial \varepsilon_n(\lambda, T)}{\partial \lambda} = 0$; $\varepsilon_n(\lambda, T) > \varepsilon_m(\lambda, T)$, і відповідно частину поверхні речовини, закриту плівкою через її, а частина «чистої», що залишилася, — через M . Ясно, що $N+M=1$. Тоді неважко зробити висновок, що і в цьому випадку апроксимація (2.21) справедлива не тільки в крайніх випадках ($M=0, N=1$; $M=1, N=0$), але і при $M \neq 0, N \neq 0$, якщо

$$\left| \frac{a_1 \lambda_1}{a_0} \right| \ll 1. \quad (2.28)$$

Для речовин у видимій і близькій інфрачервоній областях спектру співвідношення (2.28) звичайно справджується [20]. При збільшенні величини $\left| \frac{a_1 \lambda_1}{a_0} \right|$ лінійна апроксимація може бути некоректною і ступінь апроксимуючого полінома слід збільшувати, тобто брати не три, а чотири і більше компонент спектру.

У розглянутих випадках оцінка випромінювача за величиною його випромінюючої здатності, що передує вимірюванню температури (або здійснюється одночасно з ним), фактично зводиться до визначення самих поточних значень коефіцієнтів випромінювальної здатності. Проте процес оцінки коефіцієнтів спектральної випромінювальної здатності часто може бути здійснений за допомогою інваріанта (2.14) і в тих випадках, коли $k < z$, тобто число спектральних компонент менше показника степені апроксимуючого полінома. При цьому відсутня поточна інформація («недостатня кількість» спектральних складових) компенсується збільшенням об'єму апriorної

інформації, а ряд аналітичних операцій замінюється логічними.

Природно, що при такому підході в структурі системи, що технічно реалізовує процес оцінки в тому або іншому вигляді, може знадобитися пристрій пам'яті.

2.1.4 Оцінка спектральної випромінюючої здатності і її корекція при мінімальній надлишковості (випадок біхроматичної пірометрії)

Розглянемо процес оцінки випромінюючої здатності при вимірюванні дійсної температури з мінімальною надлишковістю, наприклад, коли є можливість здійснювати вимірювання тільки двох спектральних променистостей.

Очевидно, що в цьому «біхроматичному» варіанті обчислення поточних значень коефіцієнтів спектральної випромінюючої здатності навіть в припущенні простої лінійної апроксимації (2.21) неможливе (не вистачає третьої спектральної променистості).

Проте оцінку значень випромінюючої здатності на основі інваріантного алгоритму за допомогою елементів логіки можна здійснити і в цьому випадку достатньо ефективно та наявності необхідного об'єму апріорної інформації.

Принципи і деякі схеми систем пірометрії випромінювання, яку технічно реалізують дані алгоритми як за допомогою спеціальних аналогових і дискретних електронних пристроїв, так і, застосуванням ПК загального призначення, розглянуті нижче.

Розглянемо процес ідентифікації за наявності двох спектральних променистостей для трьох методів вимірювання температури: яскравісної, колірної (спектрального відношення) і взаємно кореляційного, за похідними спектральних променистостей із значеннями ефективних довжин хвиль λ_1 і λ_2 .

Суть процесів оцінки випромінюючої здатності за інваріантом $J_{2,1}$ для двох значень довжин хвиль λ_1 і λ_2 полягає в пошуку по поточній величині $J_{2,1}(t)$,

одержаної в результаті вимірювання двох променистостей, відповідних значень поправки на випромінювальну здатність. Цю поправку в зворотніх значеннях температури можна записати для яскравісного методу, як

$$\Delta T_{\text{я}}^{-1} = -\frac{\lambda_2}{C_2} \ln \varepsilon(\lambda_2, T, t), \quad (2.29)$$

для кольорового

$$\Delta T_k^{-1} = \frac{\lambda}{C_2} \ln \frac{\varepsilon(\lambda_2, T, t)}{\varepsilon(\lambda_1, T, t)} \quad (2.30)$$

І для взаємно кореляційного як

$$\Delta T_{\text{в}}^{-1} = -\frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \ln \varepsilon(\lambda_1, T, t) \varepsilon(\lambda_2, T, t). \quad (2.31)$$

Очевидно, що для здійснення процесу оцінки шляхом попереднього градування встановлюється функціональна залежність

$$\Delta T_q^{-1} = f(J_{2,3q}), \quad (2.32)$$

Тут ΔT_q^{-1} – q -значення величини поправки в зворотніх значеннях температури, яке відповідає q -му значенню інваріанта

$$J_{2,3q} = \lambda_2 \ln \varepsilon_q(\lambda_2, T, t) - \lambda_1 \ln \varepsilon_q(\lambda_1, T, t). \quad (2.33)$$

Очевидно, що функціональний зв'язок (2.32) повинен бути однозначним, тобто будь-якому можливному значенню $J_{2,3q}$, завжди повинне відповідати одне і те ж значення величини ΔT_q^{-1} .

Процеси оцінки і корекції можуть здійснюватися як дискретно, так і безперервно у разі дискретного процесу корекції крок квантування визначається необхідною точністю вимірювання температури, і технічна реалізація системи вимірювання дійсної температури включає блок пам'яті, в якому зберігаються всі можливі значення ΔT^1 , визначені апріорно шляхом розрахунку або експерименту. Виміряне поточне значення інваріанта $J_{2,1}(t)$ порівнюється з можливими його значеннями, що зберігаються в пам'яті пірометра $J_{2,1q}$. За допомогою нескладної логіки за виміряною величиною інваріанта $J_{2,1}(t)$ в канал вимірювання тієї або іншої умовної температури вводиться необхідна величина ΔT_q^{-1} у вигляді

поправки ΔT_q .

При безперервній корекції на випромінювальну здатність виміряна величина $J_{2,1}(t)$ подається на вхід деякого функціонального перетворювача, на виході якого виробляється необхідна величина ΔT_q^{-1} або ΔT_q . Очевидно, що в залежності від виду функції спектральної дисперсії $\varepsilon(\lambda, T)$ функціональний зв'язок між ΔT^1 і $J_{2,1}$ може бути в принципі найрізноманітнішим, проте для речовин в конденсованій фазі за відсутності явищ інтерференції залежність $\varepsilon(\lambda, T)$, як правило, має достатньо «гладкий» характер.

Як приклад розглянемо характер функціонального зв'язку $\Delta T^{-1} = f(J_{2,3q})$ в різних методах пірометрії випромінювання, коли справедлива квадратична апроксимація

$$\ln \varepsilon(\lambda, T) = a_0 + a_1 \lambda + a_2 \lambda^2. \quad (2.34)$$

У цьому випадку

$$J_{j,i} = a_0(\lambda_j - \lambda_i) + a_1(\lambda_j^2 - \lambda_i^2) + a_2(\lambda_j^3 - \lambda_i^3), \quad (2.35)$$

і поправки на випромінюючу здатність в зворотних значеннях температури для різних методів пірометрії (яскравісного, кольорового, взаємно кореляційного) відповідно будуть

$$\begin{cases} \Delta T_{яj}^{-1} = -\frac{\lambda_j}{c_2}(a_0 + a_1 \lambda_j + a_2 \lambda_j^2); \\ \Delta T_{к}^{-1} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{c_2(\lambda_2 - \lambda_1)}(a_1(\lambda_j - \lambda_i) + a_2(\lambda_j^2 - \lambda_i^2)); \\ \Delta T_{в}^{-1} = -\frac{\lambda_1 \lambda_2}{c_2(\lambda_1 + \lambda_2)}(2a_0 + a_1(\lambda_i + \lambda_j) + a_2(\lambda_j^2 + \lambda_i^2)). \end{cases} \quad (2.36)$$

Вирази (2.36) описують функціональний зв'язок між величиною температурної поправки ΔT^1 і інваріантом, для різних методів пірометрії випромінювання при лінійно-квадратичній апроксимації. При лінійній залежності ($a_2 = 0$) виразу ΔT^1 для різних методів пірометрії описуватимуться першими двома членами виразів (2.36), тобто

$$\begin{cases} \Delta T_{\text{я}}^{-1} = -\frac{\lambda_j}{c_2} \left[\frac{J_{ji}}{\lambda_j - \lambda_i} - a_j \lambda_i \right]; \\ \Delta T_{\text{к}}^{-1} = \frac{\lambda_j \lambda_i}{c_2(\lambda_j + \lambda_i)} \left[\frac{J_{j,i}}{\lambda_j - \lambda_i} - a_0 \right]; \\ \Delta T_{\text{в}}^{-1} = \frac{\lambda_j \lambda_i}{c_2(\lambda_j + \lambda_i)} \left[\frac{J_{ji}}{\lambda_j - \lambda_i} + a_0 \right]. \end{cases} \quad (2.37)$$

Структура формул (2.36) і (2.37) показує, що при будь-яких методах пірометрії випромінювання характер функціонального зв'язку між методичною похибкою ΔT^1 і інваріантом $J_{j,i}$ зберігається. Зокрема, це має місце для пірометрії кольорової і взаємно кореляційної.

Ефективність оцінки і корекції за допомогою інваріанта $J(\lambda_j, \lambda_i)$ залежить від чисельних значень поправки ΔT^1 , тобто від конкретних значень, які можуть приймати коефіцієнти спектральної випромінюючої здатності, температура і ефективні довжини хвиль в процесі вимірювання.

В процесі окислення спектральна випромінююча здатність змінюється згідно із законом

$$\varepsilon(\lambda, T) = \varepsilon_{\text{м}}(\lambda_1, T) + N[\varepsilon_{\text{п}}(\lambda, T) - \varepsilon_{\text{м}}(\lambda, T)], \quad (2.38)$$

де N визначає частину дзеркальної поверхні, що покривається окисною плівкою ($N=0, -5, 50, 75, 100\%$). Максимальне відхилення залежності $\Delta T^1 = f[J(\lambda_1, \lambda_2)]$ від лінійної складає не більше 5%, що відповідає похибці при вимірюванні температури менше 0,15%. Це лежить в межах похибки значень величин, прийнятих при розрахунку. При необхідності ця похибка може бути зменшена.

Проведені дослідження показали можливість поширення знайденої лінійної залежності між значеннями температурних поправок і функцією корекції на достатньо широкий клас випромінювачів.

Необхідний об'єм апріорної інформації, що реалізовується в процесі попереднього вивчення, дозволяє здійснити вимірювання дійсної температури у випадках, коли число використуваних спектральних складових менше степені полінома, що описує $\varepsilon(\lambda, T, t)$.

Таким чином, біхроматичний метод може бути використаний для

вимірювання по спектральному випромінюванню дійсних температур при $s > 1$.

Як і у всякій кібернетичній системі, для підвищення точності при технічній реалізації переважають дискретні методи оцінки і корекції. Проте при практично лінійному зв'язку між $J_{2,1}$ і ΔT найбільш простим і ефективним є безперервний аналоговий метод.

2.1.5 Оптимальна оптична пірометрія на основі інваріантного перетворення пірометричних сигналів

Встановлена інваріантна закономірність між довжинами хвиль λ , спектральною випромінювальною здатністю речовин може бути використана для корекції методичної похибки в будь-яких методах пірометрії умовних температур (яскравості, яскравості взаємно-кореляційних, кольорових).

Встановлена закономірність між довжинами хвиль теплового випромінювання речовин і їх спектральною випромінювальною здатністю дозволяє визначити невідомі значення останньої безпосередньо по спектру власного теплового випромінювання незалежно від температурних вимірювань і таким чином, принципово виключити методичну похибку за рахунок нечорноти незалежно від використовуваних методів пірометрії випромінювання.

Можливість здійснення на основі встановленої інваріантної закономірності нових методів оптичної пірометрії, в основі яких лежать процеси оцінки і поточної корекції спектральної випромінювальної здатності, у тому числі і коли число використовуваних компонент спектру менше, ніж показник степеня полінома, що апроксимує функцію дисперсії, розглянута вище.

Корекція впливу випромінювальної здатності в будь-яких методах оптичної пірометрії при вимірюванні дійсної температури оцінюється тим точніше, чим більшим об'ємом апріорної інформації про характер теплового випромінювання конкретної речовини ми володіємо.

Проте методи і системи пірометрії випромінювання, засновані на використанні інваріанта $J_{i,j}$, володіють властивостями, що дозволяють

зменшити методичну похибку у випадках, коли об'єм апріорної інформації про випромінювальну здатність мінімальний або навіть рівний нулю.

Чудовою властивістю даних методів і систем є те, що вони поєднують всі позитивні якості яскравісної пірометрії, яскравісної взаємно-кореляційної і спектрального відношення (кольорової), не маючи у той же час їх недоліків, реалізуючи, таким чином, деяку нову оптимальну оптичну пірометрію.

Результати вимірювання температури розглянутими вище методами оптимальної оптичної пірометрії не залежать також від рівня яскравості, а отже, неселективного поглинання в проміжному середовищі.

Доведемо, що показники систем, що технічно реалізують методи пірометрії так само, як і у відомих пірометрах спектрального відношення, не залежать від коефіцієнта передачі (посилення) лінійного тракту їх оптико-електронної системи.

Для доказу цього положення розглянемо пірометричний сигнал $U(\lambda, T)$, яким називатимемо величину (звичайно електричну), пропорційну спектральній променистості $b(\lambda, T)$. Таким сигналом може бути, наприклад, величина електричної напруги на виході приймача випромінювання. Таким чином

$$U(\lambda, T) = \xi(\lambda)b(\lambda, T) = \xi(\lambda)\varepsilon(\lambda, T)b_0(\lambda, T), \quad (2.39)$$

де $b_0(\lambda, T)$ — спектральна променистість абсолютно чорного тіла $\xi(\lambda)$ — коефіцієнт перетворення приймача випромінювання для довжини хвилі λ . Люксамперную характеристику приймача випромінювання приймаємо лінійною.

Коефіцієнт передачі K лінійного тракту оптимального пірометра для всіх використовуваних спектральних променистостей $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \dots, \lambda_s)$ вважаємо постійним ($K = const$), тобто $\frac{\partial K}{\partial \lambda} = 0$.

Тоді пірометричні сигнали для біхроматичного пірометра можемо записати у вигляді

$$U(\lambda_1, T) = K\xi(\lambda_1)\varepsilon(\lambda_1, T)C_1\lambda_1^{-5}\exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_1 T}\right); \quad (2.40)$$

$$U(\lambda_2, T) = K\xi(\lambda_2)\varepsilon(\lambda_2, T)C_1\lambda_2^{-5}\exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_2 T}\right).$$

Після логарифмування результуючий сигнал в каналі взаємно-кореляційного пірометра [21]

$$\begin{aligned} U(\lambda_1, \lambda_2, T) &= \frac{\lambda_2}{C_2} \ln U(\lambda_1, T)U(\lambda_2, T) \\ &= \frac{\lambda_2}{C_2} [\ln K^2 C_1^2 + \ln \lambda_1^{-5} \lambda_2^{-5} \xi(\lambda_1) \xi(\lambda_2) + \ln \varepsilon(\lambda_1, T) \varepsilon(\lambda_2, T)]. \end{aligned} \quad (2.41)$$

Тут слід відмітити, що принципово можна обійтися і без логарифмування сигналів, зокрема, замість логарифмічної форми інваріанта $J_{2,1}$ використовувати інваріантне відношення $R_{1,2} = \frac{\varepsilon(\lambda_2, T)\lambda_2^0}{\varepsilon(\lambda_1, T)\lambda_1^0}$ і т. д. Проте такий шлях іноді зручний для реалізації розглянутих методів оптимальної пірометрії їх алгоритми на ЕОМ), виявляється складнішим для побудови автономних приладів. У останньому випадку ефективніше виявляється логарифмування пірометричних сигналів, яке вже багато років приймається в пірометрах спектрального відношення, і дійсних температур.

Відповідно сигнал в каналі корекції одержимо у вигляді

$$\begin{aligned} &\frac{2\lambda_1\lambda_2}{(\lambda_2^2 - \lambda_1^2)C_2} \ln \frac{U^{\lambda_2^0}(\lambda_2, T)}{U^{\lambda_1^0}(\lambda_1, T)} = \\ &= \frac{\lambda_\Sigma}{C_2} \left[\ln K^2 C_1^2 + \frac{\Lambda}{C_2} \ln \frac{\varepsilon(\lambda_2, T)}{\varepsilon(\lambda_1, T)} + \frac{\lambda_\Sigma}{C_2} \varepsilon(\lambda_1, T) \varepsilon(\lambda_2, T) + \ln \frac{\lambda_1^{-5\lambda_1^0} \xi^{\lambda_1^0}(\lambda_1)}{\lambda_2^{-5\lambda_2^0} \xi^{\lambda_1^0}(\lambda_2)} \right] \end{aligned} \quad (2.42)$$

Після сумування сигналів (2.41) і (2.42) результуючий пірометричний сигнал для оптимального взаємно-кореляційного біхроматичного пірометра одержимо у вигляді

$$V_{opt}^*(\lambda_1, \lambda_2, T) = \ln U(\lambda_1, \lambda_2, T) - G \ln \frac{U(\lambda_2, T)\lambda_2^0}{U(\lambda_1, T)\lambda_1^0} = T^{-1} - \frac{\Lambda}{C_2} \ln \frac{\varepsilon(\lambda_2, T)}{\varepsilon(\lambda_1, T)} +$$

$$\frac{\lambda_{\Sigma}}{C_2} \ln \left[\lambda_1 \lambda_2^{-5(1+\lambda_2^0)} \xi(\lambda_1)^{(1+\lambda_1^0)} \xi(\lambda_2)^{(1+\lambda_2^0)} \right]. \quad (2.43)$$

Таким чином, покази оптимального взаємно-кореляційного біхроматичного пірометра не залежать від коефіцієнта передачі лінійного тракту оптико-електронного каналу K .

Використовуючи в каналі сигналу корекції коефіцієнт передачі $G_{я2} = \frac{\lambda_2 C_2^{-1}}{\Delta\lambda}$, аналогічний результат отримаємо і для оптимального пірометра, яскравості (монохроматичного).

Винятково важливим наслідком одержаних виразів є те, що в методах оптимальної пірометрії знімається обмеження на величину еквівалентної довжини хвилі $\Lambda = \frac{\lambda_2 \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}$, яке має місце в пірометрії спектрального відношення. Дійсно, в пірометрії спектрального відношення вибрати близькими значення λ_1 і λ_2 не можна, бо при зменшенні $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, різко збільшується значення еквівалентної довжини хвилі Λ , а отже, знижується інструментальна точність і чутливість методу. У деяких роботах із цього приводу є невірні твердження, то при зближенні λ_1 і λ_2 тобто, при $\Delta\lambda \rightarrow 0$, методична похибка $\Delta T_{\text{ц}}^{-1}$ також примус до нуля. Насправді, для пірометрів кольорових, спектрального відношення при $\Delta\lambda \rightarrow 0$.

$$\Delta T_{\text{ц}}^{-1} = \frac{\lambda^2}{C_2} \frac{d \cdot \ln \varepsilon(\lambda, T)}{d\lambda} = \frac{\lambda^2}{C_2} \varepsilon^{-1}(\lambda, T) \frac{d\varepsilon(\lambda, T)}{d\lambda} \quad (2.44)$$

Методична похибка при зближенні значень ефективних довжин хвиль в мето зі пірометрії спектрального відношення визначається похідною логарифма спектральної випромінювальної здатності, тобто крутизною логарифмічної кривої дисперсії спектральної випромінювальної здатності.

При лінійній апроксимації останньої, тобто вважаючи що $\ln \varepsilon(\lambda, T) = a_0 + a_1 \lambda$ або, це те ж саме, $\varepsilon(\lambda, T) = \exp(a_0 + a_1 \lambda)$, вирази для методичної

похибки $\Delta T_{\text{ц}}^{-1}$ можна записати як

$$\Delta T_{\text{ц}}^{-1} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{C_2} a_1, \text{ а при } \Delta \lambda \rightarrow 0, \Delta T_{\text{ц}}^{-1} = \frac{\lambda^2}{C_2} a_1, \quad (2.45)$$

$$\text{де } a_1 = \frac{d \ln \varepsilon(\lambda, T)}{d \lambda}.$$

Таким чином, а методах оптимальної пірометри випромінювання принципово допустимо «граничне зближення» значень довжин хвиль λ_1 . При цьому очевидно, що для випромінювачів, що мають гладкі криві дисперсії $\varepsilon(\lambda, T)$ по спектру (насамперед до таких випромінювачів відносяться речовини в конденсуючій фазі), лінійна апроксимація тим більш коректніша, чим ближче λ_1 і λ_2 , тобто чим менше $\Delta \lambda$.

2.1.6 Розробка системи оптимального біхроматичного пірометра

Технічна реалізація методів оптимальної оптичної пірометрії дійсних температур за власним випромінюванням здійснюється як на основі ЕОМ, так і локальних вимірювальних систем.

Досить ефективним типом системи, що реалізовує розглянуті методи пірометрії для багатьох компонент спектру, є система з інтерференційним Фур'є-спектрометром, а також з безпосереднім виведенням пірометричних сигналів у вигляді інтерферограми на ЕОМ. Процедура «швидкого» перетворення Фур'є дозволяє ефективно реалізувати поліхроматичні методи оптимальної оптичної пірометрії для дуже складних законів дисперсії $\varepsilon(\lambda, T, f)$. Для порівняно гладких дисперсійних кривих $\varepsilon(\lambda, T, t)$ ефективним є застосування диспергуючих поліхроматорів і скануючих монохроматорів [10].

Разом з тим для автоматизованих систем управління технологічними процесами з ЕОМ виявляється доцільним здійснення вимірювання дійсних температур на основі розглянутих вище біхроматичних алгоритмів. У цих випадках власне пірометрична система є первинний оптико-електронний перетворювач, на виході якого виходять пірометричні сигнали у вигляді напруг, пропорційних обом спектральним променистостям. З виходу датчика

пірометричні сигнали надходять на аналого-цифровий перетворювач (АЦП) і вводяться в ЕОМ. У пам'яті останнього при дискретній корекції міститься вся необхідна апіорна інформація про $\varepsilon(\lambda, T)$ і її відповідність значенням інваріантного сигналу корекції $J_{2,1}$.

ЕОМ виконує всі операції по логарифмуванню пірометричних сигналів в каналах умовної температури, його оптимізації і корекції на основі інваріанта $J_{2,1}$.

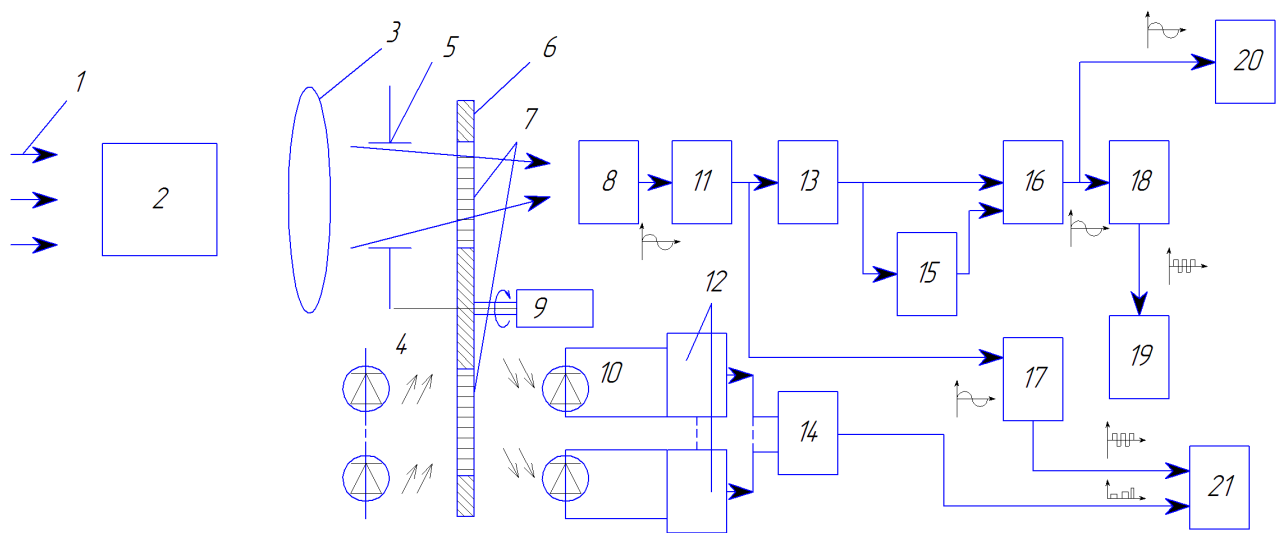
У системах для автоматизованих систем температурного контролю на основі введення пірометричних сигналів здійснюється через стандартне швидкодіюче АЦП. Сигнали з датчика подаються в процесор ЕОМ у реальному часі. Доцільно щоб програма робила попередню кореляційну обробку для покращення співвідношення сигнал/шум. На основі інваріанта (2.14) програма дозволяє реалізувати будь-який з описаних оптимальних методів.

Для роботи з ЕОМ доцільно застосовувати стандартні біхроматичні датчики з розділенням в часі пірометричних сигналів, пропорційних спектральним променистостям. Конструктивно для роботи з ЕОМ використовуються датчики тієї ж конструкції, що і в автономних пірометрах.

Слід вказати, що при технічній реалізації розглянутих алгоритмів оптимальної пірометрії в широких температурних діапазонах з використанням для виділення спектральних променистостей широко-смугових світлофільтрів виникає проблема обліку температурної залежності значень ефективних довжин хвиль.

Для вирішення цієї проблеми був розроблений спеціальний метод, що дозволяє за допомогою ітеративної процедури врахувати ці зміни. При використанні ЕОМ температурна залежність значень ефективних довжин хвиль може враховуватися спеціальною підпрограмою.

Принципова блок-схема пірометра дійсної температури, що реалізовує алгоритми оптимальної оптичної пірометрії, приведена на малюнку 2.2.



1 - ІЧВ, 2 - світлопровід, 3 - об'єктив, 4 - діафрагма, 5 - блок випромінювачів, 6 - обтюратор, 7 - світлофільтр, 8 - фотодатчик, 9 - двигун приводу обтюратора, 10 - блок приймачів, 11 - підсилювач, 12 - формувач імпульсів. 13 - логарифмуючий блок, 14 - шифратор, 15 - блок формування сигналу корекції, 16 - суматор, 17 - АЦП 1, 18 - АЦП 2, 19 - самопишучий реєструючий прилад, 20 - цифрове табло, 21 - ЕОМ.

Малюнок 2.2 – Блок-схема оптимального пірометра

Випромінювання 1 з об'єкту контролю по лейкосапфірових світлопроводах 2 - потрапляє на об'єктив 3. Об'єктив сконцентрує промені так, щоб розмір перерізу сфокусованого пучка не перевищував розміру чутливого елементу фотоприймача 8. Для забезпечення постійної світлосили об'єктива і непропускання розсіяного випромінювання використовується діафрагма 4. З метою отримання значень вимірюваних сигналів на різних довжинах хвиль λ , використовують світлофільтри 7, які змонтовані на обтюраторі 6. Обтюратор приводиться в обертання двигуном 9. Принцип дії приладу полягає в тому, що формовані на виході приймача випромінювання пірометричні сигнали $U(\lambda, T, f)$ у

вигляді імпульсів з амплітудами, пропорційними відповідним спектральним інтенсивностям, підсилюються і логарифмуються. З виходу підсилувача 11 сигнал поступає на вхідлогарифмуючого блоку 13. Прологарифмовані імпульси подаються як на вхідра 16, так і на каскад 15, що формує інваріантний сигнал корекції. Звиходу перетворювача 15 інваріантний сигнал подається на другий вхід суматора 16. Потім сигнал подається або на самореєструючий прилад 19, або за допомогою АЦП1 18 перетворюється в цифровий сигнал і виводиться на цифрове табло 20.

Підвищення точності вимірювання отримуємо при використанні взаємно-реляційного методу і для цього потрібно чітко ідентифікувати вимірюваний сигнал з довжиною хвилі світлофільтра, який в даний момент пропускає випромінювання. Функцію ідентифікації відіграє комплекс оптопар світлодіод-фотодіод разом з формувачем імпульсів. Коли світлодіод 5 випромінює свою довжину хвилі, яка відповідає певному світлофільтру, відповідна кожна пара світлодіоду - фотодіод 10 виробляє сигнал тільки при проходженні цілком визначеного фільтра. Сигнал з фотодіоду поступає на вхід формувача імпульсів $\Phi_1 \dots \Phi_n$, 12, які генерують в момент проходження відповідного світлофільтра короткий імпульс, що попадає на відповідний вхід шифратора 14. На виході шифратора отримується цифровий код, що відповідає певному світлофільтру, тобто певній довжині хвилі λ . Цей код подається на вхідний порт комп'ютера 21 разом з вимірювальним сигналом.

Зонд розробленого пірометра виконаний у вигляді корпусу із жаростійкої сталі з розміщеним в середині лейкосапфіровим світлопроводом ($Al_2O_3 n=1.76$, $\rho_\lambda=0.05$), довжиною 220 мм і діаметром 3 мм, який охолоджується стисненим повітрям.

Перевірка градуювання приладу може проводитися за еталоннимджерелом випромінювання.

Важливою операцією є логарифмування, яке повинне здійснюватися з високою точністю. Для логарифмування застосовується пристрій, який базується на амплітудно-часовому перетворенні експоненціальних імпульсів

замплітудами, пропорційними спектральним променистостям.

Аналогічні логарифмуючі перетворювачі останнім часом застосовують в розробках по фотоелектричній пірометрії за кордоном. Використовуваний при експоненціально-імпульсному амплітудно-тимчасовому перетворенні розряд конденсатора, зарядженого до напруги, визначуваного амплітудою пірометричного сигналу, дозволяє одержати на виході компаратора імпульси постійної амплітуди. Тривалість кожного з цих імпульсів визначатиметься логарифмом амплітуди пірометричного сигналу і порогом спрацьовування компаратора.

Схемна реалізація таких перетворювачів можлива як з постійним, так і із слідкуючим порогом.

Імпульси на виході експоненціально-імпульсного перетворювача мають прямокутну форму, і величина логарифма відображається в тривалості. Це дозволяє дуже просто здійснити подальшу реєстрацію сигналу як в аналоговій, так і в дискретній (цифровій) формі.

В даний час експоненціально-імпульсні логарифмуючі пристрої (як і інші субблоки оптимальних пірометричних систем) вдається практично повністю виконати на основі інтегральних схем вітчизняної мікроелектроніки.

Основною принциповою проблемою при практичній реалізації аналогової електронної схеми в широкому діапазоні вимірюваних температур є забезпечення мінімальних нелінійних спотворень в досить великому динамічному діапазоні пірометричних сигналів.

При задовільному співвідношенні сигнал/шум, що дозволяє одержати необхідну точність вимірювання температури, без попередньої обробки сигналів за рахунок накопичення (звичайного і кореляційного) забезпечити діапазон 40 - 50 дБ важко.

Виключення впливу коефіцієнта передачі оптико-електронного тракту на результат температурних вимірювань в розглянутих методах оптимальної пірометрії і застосування інтегральних схем дозволяє практично реалізувати системи з динамічним діапазоном 40 -50 дБ і вище.

Для пірометрів, що вимірюють температуру в порівняно вузьких інтервалах ($50\text{—}350^\circ\text{C}$) і широко використовуються, наприклад, в хімічній промисловості, металургії, машинобудуванні застосування систем автоматичного регулювання підсилення (АРП), для нормальної роботи цих пірометричних систем не потрібно.

При порівнянні дискретного і аналогового способів експоненціально-імпульсного логарифмування переваги першого очевидні. Перевагою ж чисто аналогового методу є простота і наочність реєстрації термограми за допомогою стандартного самописного приладу.

Технічна реалізація функціонального перетворення прологарифмованих напруг для формування сигналів умовної температури і інваріантних сигналів корекції принципових труднощів не викликає.

В основі всіх цих процесів нелінійного перетворення лежать розроблені на основі приведених вище алгоритмів методи електричного масштабування. При цьому принципово важливим результатом є можливість довільної зміни у вже випромінюючому нагрітим тілом «пірометричному сигналі» параметрів, відповідних довжині хвилі або частоті теплового випромінювання за рахунок вибору тієї або іншої кількості компонент спектру, а також величини коефіцієнтів P_i і P_j . Очевидно, що виконати подібні нелінійні перетворення в оптичному каналі при порівняно низьких значеннях інтенсивності некогерентного теплового випромінювання як вже вказувалося вище, дуже важко, а для більшості випадків — просто неможливо.

В ролі концентруючої оптики використовують як стандартні об'єктиви і стрижневі (сапфірові) або гнучкі світловоди. Для роботи при високих температурах і в сильних електромагнітних полях застосовують оптичну систему, що складається з об'єктиву, сполученого з голівкою датчика гнучким світловодом.

Система монохроматизації на основі обтюратора, що обертається, з світлофільтрами дозволяє використовувати один і той же датчик для роботи в

двох, трьох і чотирьох спектральних інтервалах. При цьому змінюється лише число вбудованих в обтюратор світлофільтрів (два або чотири).

Перевірка градуювання і калібрування пірометра виконується за допомогою моделі АЧТ, як еталонного джерела випромінювання.

Коректування шкали здійснюється спеціальним кольоровим клином, що має різні коефіцієнти пропускання для різних значень ефективних довжин хвиль.

Метрологічне забезпечення пірометрів дійсних температур ґрунтується на спеціальних лампових випромінювачах типу абсолютно чорне тіло.

2.2 Розробка системи контролю тиску в хімічному реакторі

2.2.1 Теоретичне обґрунтування вимірювання тиску ємнісним методом

Вимірювання тиску відіграє важливе значення в хімічному виробництві. Тиск сам по собі є важливою величиною в хімічних виробництвах як фактор технологічного процесу, що визначає його результат і швидкість. Тиск є одним з найважливіших параметрів, які характеризують термодинамічний стан речовин, роботу технологічних об'єктів і хід технологічних процесів. Тому вимірювання і регулювання тиску визначає правильність і успіх процесу хімічного виробництва.

Основною проблемою вимірювання тиску в хімічному реакторі є стійкість до температури і агресивного середовища вимірювального пристрою.

Для заданих умов, згідно обґрунтування поданого у першому розділі, найоптимальнішим є використання ємнісних датчиків тиску (манометричних датчиків). Ємнісні датчики можна використовувати для вимірювання тиску в будь-якому середовищі (діелектриків, мало провідних і провідних). Але на практиці найбільшого поширення отримали ємнісні датчики для вимірювання в діелектричних середовищах. В якості чутливого елемента в даних приладах використовуються ємнісні перетворювачі [1, 3].

Ємнісні перетворювачі являють собою електричні конденсатори, ємність яких змінюється внаслідок зміни, під дією вимірюваної величини (тиску), площі перекриття обкладинок, відстані між обкладинками чи діелектрично проникного середовища, що знаходиться між обкладинками.

В залежності від того, який параметр в датчику є інформативним, з яким середовищем і в яких зовнішніх умовах він повинен працювати, вибирають принципи його проектування: принцип дії і конструктивне виконання, матеріали елементів конструкції, технологію виготовлення і принципи перетворення вихідного сигналу в форму, потрібну для передачі і реєстрації. За конструктивним рішенням чутливих елементів (конденсаторів) ємнісні датчики поділяють на плоскопаралельні, коаксіальні, стержневі, обкладинками, виконані з сіток і так далі [13, 14]. В даному випадку будемо використовувати плоскопаралельні датчики.

Нехтуючи крайовими кутами, ємність датчика з плоско паралельними обкладинками спрощено можна записати у вигляді

$$C_1 = \frac{(\epsilon_0 \epsilon s)}{d}, \quad (2.46)$$

де ϵ_0 - електрична стала ($8,87 \cdot 10^{-12}$ Ф/м); ϵ - діелектрична проникність контрольованого середовища, s - повна площа перекриття обкладинок, d - відстань між обкладинками.

В основі ємнісних датчиків манометрів використовують ємнісні перетворювачі, побудовані на принципі змінного повітряного зазору. В них зміна ємності отримується за рахунок прогину діафрагми при дії вимірювального тиску. Конструктивно ємнісні датчики тиску можуть бути виконані з тонкою деформуючою мембраною, з защемленою мембраною або з використанням сільфону [1].

Використання в якості чутливого елемента розтягуючої діафрагми чи мембрани можливе тільки для статистичних відхилень, а також для них характерна велика інерційність, що зменшує чутливість і частотні

характеристики датчика. Сильфонні чутливі елементи характеризуються більшою точністю і чутливістю, але мають складну технологію виготовлення, тому така конструкція ємнісних датчиків не знайшла широкого застосування.

Найбільш поширеним варіантом є використання ємнісних датчиків тиску з защемленою мембраною. В них мембрана є малою по товщині в порівнянні з її діаметром і в ній відсутні початкове радіальне напруження. Єдиними силами, то підлягають розгляду, є згинаючі зусилля. Напруженнями по радіусам діафрагми нехтують, так як вони з'являються тільки при дуже великих відхиленнях. Відхилення Y для будь-якого радіуса r защемленої діафрагми визначається рівнянням [9, 10]

$$Y = \frac{3}{16} P \frac{(1 - \mu^2)}{Et^3} (r^2 - r_1^2), \quad (2.47)$$

де P - тиск, r - радіус периферії діафрагми, t - товщина діафрагми, E — модуль Юнга, μ - коефіцієнт Пуасона.

Для вузької кільцеподібної зони на сфері шириною dr і довжиною $2\pi r$, що в початковому стані розташована на відстані a від нерухомої пластини, приріст ємності

$$\Delta C = \varepsilon 2\pi r \cdot \frac{dr}{(a - Y)}. \quad (2.48)$$

Для малих відхилень ($Y/a \ll 1$) $1/(a - Y)$ можна наближено виразити як

$$\frac{1}{(a - Y)} \approx \frac{1}{a} \left(1 + \frac{Y}{a} \right). \quad (2.49)$$

Тоді повна ємність між сферичною поверхнею діафрагми, що відхиляється, і нерухожим електродом (при початковій ємності C) рівна

$$C + \Delta C = \frac{2\pi\varepsilon}{a} \int_0^a \left(1 + \frac{Y}{a} \right) r dr, \text{ для } Y/a \ll 1. \quad (2.50)$$

Підставляючи для Y значення з рівняння (2.47), отримуємо приріст

$$\Delta C = \frac{\pi}{16} \frac{\varepsilon(1 - \mu^2)r^6}{E \cdot a^2 t^3} P. \quad (2.51)$$

і відносну зміну ємності

$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{1}{16} \frac{(1 - \mu^2)r^4}{E \cdot a \cdot t^3} P. \quad (2.52)$$

Виразимо з даних формул шукане значення тиску

$$P = \frac{16 \cdot \Delta C \cdot E \cdot a^2 t^3}{\pi \cdot \varepsilon \cdot (1 - \mu^2) \cdot r^6}. \quad (2.53)$$

Отже можемо зробити висновок, що вимірний тиск ємнісними датчиками прямо пропорційно залежить від зміни ємності, відстані від нерухої пластини, і товщини діафрагми защемленої, і обернено пропорційний її радіусу.

Але при виведенні кінцевої формули при визначенні тиску слід врахувати температурний вплив. Так як прилад буде працювати в умовах високих температур формула запишеться

$$P = \frac{16 \Delta C \cdot E \cdot a_0^2 (1 + \alpha_2 \Delta T)^2 \cdot t_0^3 (1 + \alpha_1 \Delta T)^3}{\pi \cdot \varepsilon (1 - \mu^2) \cdot r_0^6 (1 + \alpha_1 \Delta T)^6}, \quad (2.54)$$

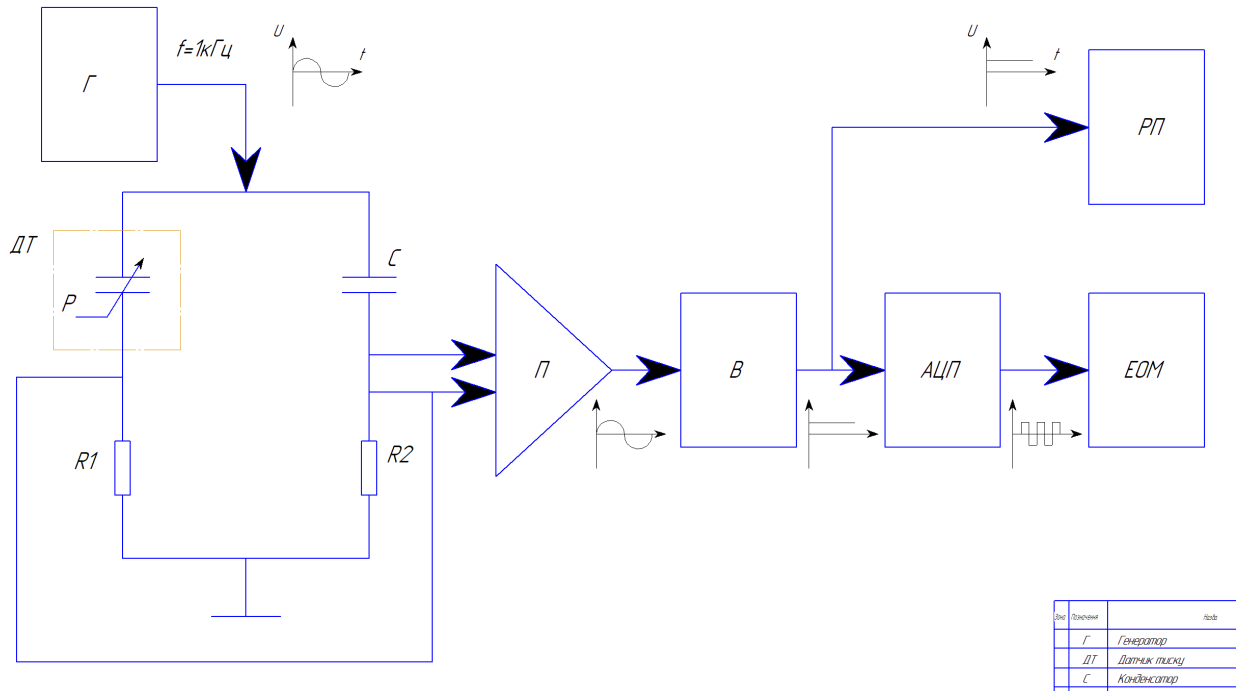
де α_1 - коефіцієнт лінійного розширення діафрагми, α_2 - коефіцієнт лінійного розширення діелектрика, a_0 , r_0 , - значення товщини діафрагми і відстані до нерухої пластини при температурі 20°C .

2.2.2 Розробка функціональної схеми системи контролю тисків

Принцип роботи датчика полягає в зміні ємності датчика (конденсатора) при прогині розділяючої мембрани під дією тиску.

Принципова функціональна схема системи контролю тиску приведена на малюнку 2.4. В даній схемі вимірювання тиску здійснюється шляхом вимірювання комплексного опору мостовим методом. Мостові схеми належать до пристроїв зрівноважування, особливістю яких є те, що в процесі вимірювання проводиться зрівняння по модулю і фазі напруги на вимірювальному об'єкті з відомою напругою. Напруга від генератора подається на об'єкт вимірювання і вимірювальну схему. Гобто в мостових схемах відбувається порівняння вимірюваного комплексного опору зі зразковим, шляхом використання напруги на цих опорах. При цьому зміни порівнювальних напруг в результаті змін напруги живлення мостової схеми не

позначаються на похибках вимірювань. Робочі частоти мостів змінного струму знаходяться в межах 50 Гц- 20 кГц., але більшість мостів, особливо підвищеного класу точності, працюють на частоті 1кГц. Будемо використовувати зрівноважений міст, в якому відлік вимірювальної величини здійснюється за показниками



Г – генератор, ДТ – датчик тиску, П – підсилювач, В – випрямляч, АЦП – аналого-цифровий перетворювач, РП – само пишучий реєструючий прилад, ЕОМ – комп’ютер.

Рисунок 2.4 Функціональна схема ємнісного датчика тиску

змінних зразкових мір при рівності напруг на вимірювальному і зразковому опорах. Для порівняння з вимірюваним комплексним опором використовують активні і реактивні зразкові міри. Використана мостова схема матиме рисунок 2.5 . Шукане значення ємності визначається виразом

$$C_x = C_4 \frac{R_3}{R_2} \quad (2.55)$$

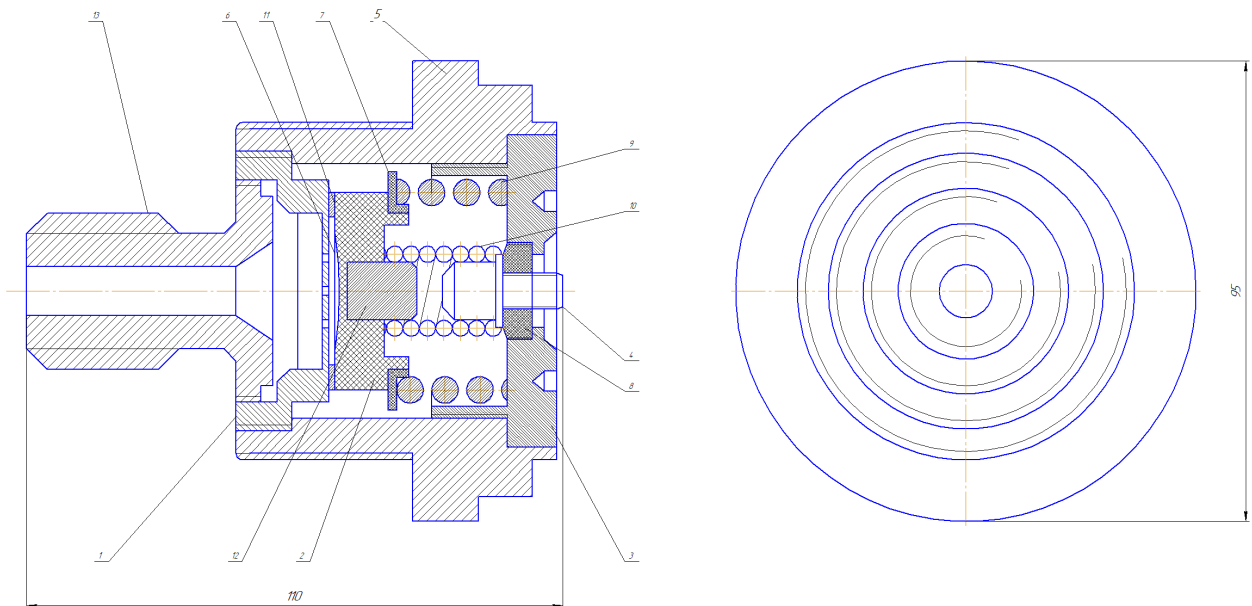
Сигнал з мостової схеми подається на підсилювач П, а потім на випрямляч В. Підсилений і випрямлений сигнал поступає на самопишучий реєструючий прилад РП, а також перетворений у цифрову форму за допомогою АЦП

подається на комп'ютер ЕОМ. Для автоматизованих систем контролю тиску, на основі вимірювання ємності, використовується стандартне швидкодіюче АЦП. Сигнали з датчика подаються в процесор ЕОМ у реальному часі.

Для роботи з ЕОМ доцільно застосовувати стандартні ємнічні датчики. Конструктивно для роботи з ЕОМ використовуються датчики тієї ж конструкції, що і в автономних датчиках тиску.

2.2.3 Розробка конструкції ємнісного датчика тиску

Датчик тиску жорстко кріпиться на стінці хімічного реактора. Конструктивно датчик з заземленою мембраною для вимірювання тиску виконується згідно рисунку 2.5.



1 – втулка, 2 – електрод ситаловий, 3 – заглушка, 4 – контакт, 5 – корпус,
6 – мембрана, 7 – прокладка, 1,8 – прокладка, 2, 9 – пружина, 1, 10 – пружина, 2,
11 – шайба, 12 – шток, 13 – штуцер.

Рисунок 2.5 Конструкція датчика з заземленою мембраною

Основні деталі датчика: втулка 1, ситаловий електрод 2, який має сферичну поверхню, на яку нанесені шар хрому товщиною 0,3-0,5 мкм і поверхнього електроізоляційний шар монооксиду кремнію товщиною 0,2—0,3 мкм: 3

— заглушка, яка служить для утримання чутливого елемента в корпусі: 4 контакт, за допомогою якого знімається електричний сигнал з датчика: 5 — корпус: 6 — розділяюча мембрана, яка є пружним елементом датчика: 7, 8 прокладки, які виконані з діелектричного матеріалу і виконують ізолюючу функцію; 9 — пружина, за допомогою якої електрод притискується до чутливого елемента: 10 пружина, за допомогою якої забезпечується електричний контакт; 11 – шайба; 12 – шток; 13 – штуцер, в якому за допомогою накидної гайки кріпиться ніпель з привареним забірним трубопроводом.

Таким чином, конструктивно датчик являє собою конденсатор, утворений металізованою поверхнею ситалевого електроду і поверхнею розділяючої мембрани чутливого елемента, зазор між якими визначається радіусом сфери ситалевого електроду.

3. МЕТРОЛОГІЧНИЙ АНАЛІЗ МЕТОДІВ ТА ПРИЛАДІВ ВИМІРЮВАННЯ ТЕМПЕРАТУРИ І ТИСКУ

Для того, щоб проаналізувати достовірність отриманих в процесі контролю результатів необхідно дослідити їх точність, тобто похибки, що виникають. В загальному під похибкою розуміють різницю між показами приладу і істинним значенням вимірюваної величини. Так, якщо істинне значення величини рівне x , а вимірне значення x_v , то абсолютна похибка вимірювального перетворювача [23]

$$\Delta x = x_v - x \quad (3.1)$$

В даному випадку похибка виражається в одиницях фізично вимірюваного параметра. Але не завжди вираження похибки в абсолютних одиницях є зручним. У зв'язку з цим вводять поняття відносної похибки вимірювального перетворювача, яка визначається відношенням

$$\gamma_x = \frac{\Delta x}{x}. \quad (3.2)$$

Ця оцінка, яка виражається, як правило в процентах, є більш точною характеристикою точності вимірюючого приладу. Відносна похибка γ_x є функцією вимірюваної величини x , у зв'язку з чим ми не можемо вказати одиничну точкову характеристику вимірюючого перетворювача, яка б якимось чином характеризувала похибку. Тому вводять поняття приведеної похибки γ , під якою розуміють відношення максимального значення абсолютної похибки Δx_{max} до максимального значення вимірюваної величини x_{max}

$$\gamma = \frac{\Delta x_{max}}{x_{max}} \quad (3.3)$$

Для аналізу розглянемо вплив інструментальної і методичної похибки. Інструментальними похибками засобів вимірювання називаються такі, які належать конкретному засобу вимірювання і можуть, бути визначеними при

його випробуваннях і бути занесеними в паспорт на цей засіб вимірювань.

Крім інструментальних похибок при вимірюваннях ще є такі похибки, які пов'язані з методикою проведення вимірювань [23]. Такі похибки називаються методичними.

3.1 Схема накопичення похибок при вимірюванні температури за допомогою розробленого приладу

Основними факторами, що впливають на сумарну похибку при вимірюванні температури пірометрами, які використовують взаємокореляційний метод вимірювання, являються:

- 1) похибка селективного поглинання проміжного середовища;
- 2) нестабільність коефіцієнтів електронних блоків; і
- 3) неідеальність характеристик оптичних елементів системи.

Виконаємо оцінку впливу вказаних основних факторів на сумарну I похибку значення температури, виміряного взаємокореляційним методом

При знятті показів пірометром з об'єкта контролю неточність вимірювання може виникнути при нещільності прилягання світлопроводу до віконця вимірювання, тобто на проміжне середовище будуть впливати побічні концентрації присутніх в повітрі речовин. В загальному агресивне середовище не створює суттєвого впливу на оптичні характеристики світлопроводу, але на вихідний сигнал впливають побічні засвічування і нагрівання робочого кінця лейкосапфірового світлопроводу. Дані неточності виникають в процесі контролю результату прямого контакту пірометра з корпусом. Вклад побічного світіння збільшується по мірі наближення бокового випромінювача до переднього кінця світлопроводу. Авласне випромінювання нагрітого кінця світлопроводу складає від 2 до 12 % потоку.

Під неідеальністю характеристик оптичних елементів системи розуміємо: похибка лінзи, яка визначається неоднорідністю оптичного матеріалу, що може спричинити розсіювання випромінювання. Несиметричність оптичних поверхонь призводить до непопадання сфокусованих променів на фотоприймач.

Неідеальність пропускної здатності діафрагми викликає потрапляння на приймач випромінювання немонохроматичних променів. Похибку і неточності вимірювання викликають не співпадання оптичних осей лінзи, діафрагми і при неперпендикулярності до них диску обтюратора.

Електронні блоки також впливають на результати вимірювання. При роботі на різних частотах виникає нестабільність коефіцієнтів перетворення і коефіцієнтів підсилення. Схема накопичення похибок зображена на рисунку 3.1.

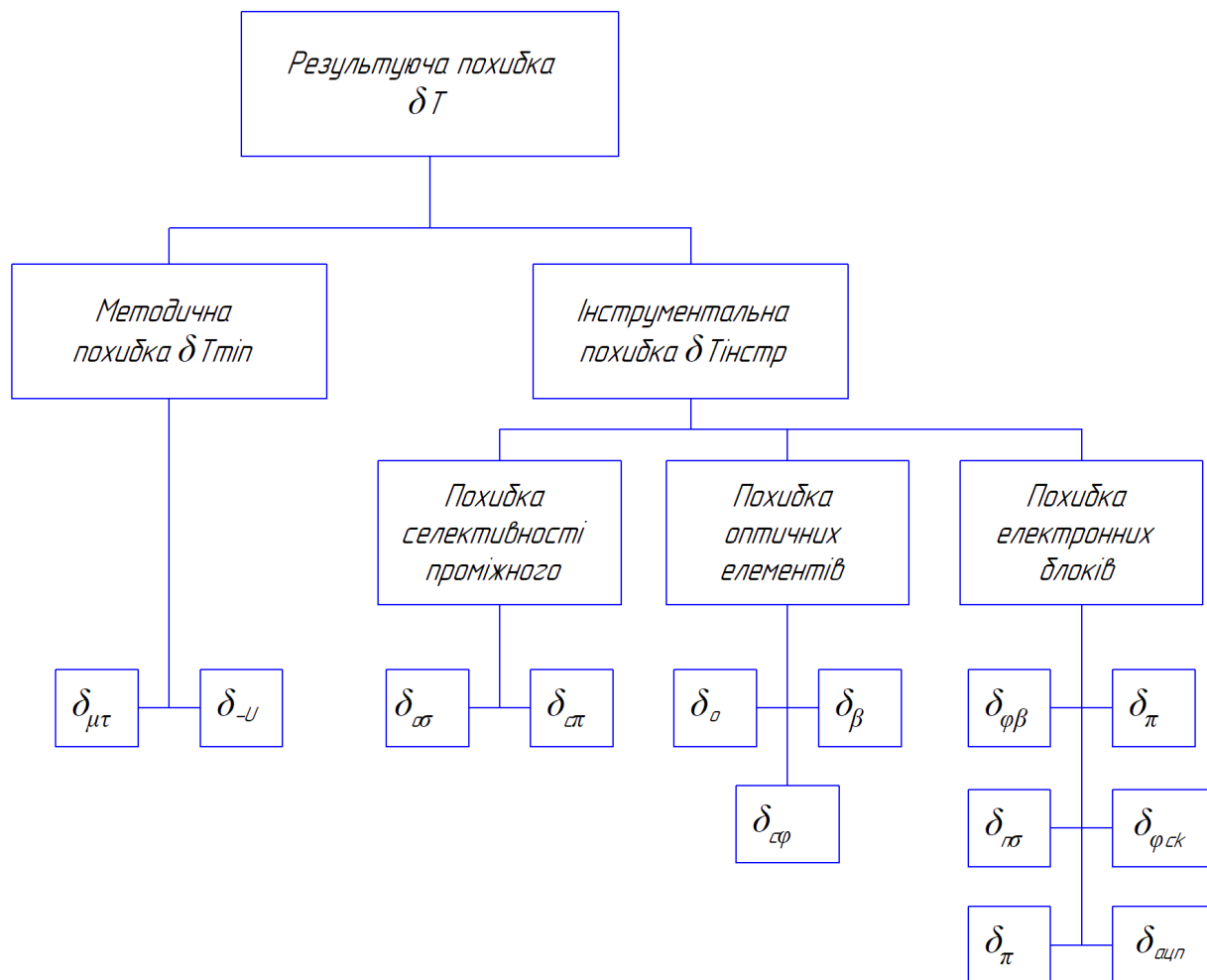


Рисунок 3.1 – Схема накопичення похибок при вимірюванні температури взаємкореляційним методом спектрального відношення на основі розробленого приладу

Використання аналого-цифрового перетворювача спричинює похибку квантування і дискретизації. Незначну похибку можуть вносити логарифмуючий

блок і блок формування сигналу корекції, яка спричинена особливістю обробки даних блоків

3.1.1 Аналіз методичної похибки

В даній роботі розроблений метод для вимірювання температури на основі встановлення інваріантної закономірності між довжинами хвиль і спектральною випромінювальною здатністю.

Для ряду речовин при розумно вибраних значеннях довжин хвиль λ_1 і λ_2

$$\left| \Lambda \ln \frac{\varepsilon(\lambda_2, T)}{\varepsilon(\lambda_1, T)} \right| \ll |\lambda_i \ln \varepsilon(\lambda_i, T)|, \quad (3.4)$$

де $\lambda_1 < \lambda_2$; $i = 1$ або 2 .

Ліва і права частини нерівності (3.4) характеризують методичні похибки $\Delta T_{\text{ц}}^{-1}$ і $\Delta T_{\text{я}}^{-1}$ відповідно для пірометрії кольорової і яскравісної.

Похибка взаємно-кореляційного методу $\Delta T_{\text{к}}^{-1}$ за рахунок нечорноти випромінювача звичайно перевищує таку ж для методу пірометрії спектрального візношення, тобто

$$|\lambda_{\Sigma} \ln \varepsilon(\lambda_2, T) \varepsilon(\lambda_2, T)| > \left| \Lambda \ln \frac{\varepsilon(\lambda_2, T)}{\varepsilon(\lambda_1, T)} \right|, \quad (3.5)$$

де $\lambda_{\Sigma} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}$.

Корекція впливу випромінювальної здатності в будь-яких методах оптичної пірометрії при вимірюванні дійсної температури оцінюється тим точніше, чим більшим об'ємом апріорної інформації про характер теплового випромінювання конкретної речовини ми володіємо.

Проте методи і системи пірометрії випромінювання, засновані на використанні інваріанта $J_{i,j}$, володіють властивостями, що дозволяють зменшити методичну похибку у випадках, коли об'єм апріорної інформації про випромінювальну здатність мінімальний або навіть рівний нулю [10].

Чудовою властивістю даних методів і систем є те, що вони поєднують всі

позитивні якості яскравісної пірометрії, яскравісної взаємно-кореляційної і спектрального відношення (кольорової), не маючи у той же час їх недоліків, реалізуючи, таким чином, деяку нову оптимальну оптичну пірометрію.

Дійсно, позначимо $\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda$, тоді вираз для $J_{2,1} = j_{2,1} \frac{\lambda_2}{\Delta\lambda C_2}$ запишеться у вигляді

$$J'_{2,1} = \frac{\Lambda}{C_2} \ln \frac{\varepsilon(\lambda_2, T)}{\varepsilon(\lambda_1, T)} + \frac{\lambda_2}{C_2} \ln \varepsilon(\lambda_2, T). \quad (3.6)$$

Але двочлен в правій частині (20) не що інше, як різниця методичних похибок для пірометрії спектрального відношення $\Delta T_u^{-1} = \frac{\Lambda}{C_2} \ln \frac{\varepsilon(\lambda_2, T)}{\varepsilon(\lambda_1, T)}$ і яскравісного $\Delta T_{\lambda_2}^{-1} = \frac{\lambda_2}{C_2} \ln \varepsilon(\lambda_2, T)$. Таким чином, корекція методичної похибки за допомогою безпосереднього введення в канал пірометра умовної температури сигналу, пропорційного інваріанту $J_{2,1}$ при простому лінійному перетворенні останнього з коефіцієнтом передачі $G_{\lambda} = \lambda_2 / \Delta\lambda C_2$, дозволяє в методі пірометрії спектрального відношення мати методичну похибку, що відповідає такій ж для яскравісного методу,

$$T_u^{-1*} = T_u^{-1} - J'_{2,1} = T^{-1} - \frac{\lambda_2}{C_2} \ln \varepsilon(\lambda_2, T) \quad (3.7)$$

або, що практично дуже цікаво, в яскравішому методі пірометрії, одержати методичну похибку, рівну тій, яка присутня в методі пірометрії спектрального відношення:

$$T_{\lambda}^{-1*} = T_{\lambda}^{-1} + J'_{2,1} = T^{-1} + \frac{\Lambda}{C_2} \ln \frac{\varepsilon(\lambda_2, T)}{\varepsilon(\lambda_1, T)}. \quad (3.8)$$

Проте за наявності двох спектральних компонент оптимальним з погляду чутливості є метод пірометрії взаємно-кореляційний.

При взаємно-кореляційному методі пірометрії для цього коефіцієнта необхідно встановлювати значення

$$G_k = \frac{2\lambda_1\lambda_2}{(\lambda_2^2 - \lambda_1^2)C_2}. \quad (3.9)$$

Тоді

$$T_{\epsilon}^{-1*} = T_{opt}^{-1*} = T_k^{-1} + \frac{2\lambda_1\lambda_2}{(\lambda_2^2 - \lambda_1^2)C_2} J_{2,1} = T^{-1} + \frac{\Lambda}{C_2} \ln \frac{\epsilon(\lambda_2, T)}{\epsilon(\lambda_1, T)}. \quad (3.10)$$

Таким чином, спосіб корекції за допомогою інваріанта $J_{2,1}$ дозволяє реалізувати оптимальну оптичну пірометрію.

В пірометрії спектрального відношення вибрати близькими значення λ_1 і λ_2 не можна, бо при зменшенні $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ різко збільшується значення еквівалентної довжини хвилі Λ , а отже, знижується точність і чутливість методу.

Дія пірометрів кольорових, спектрального відношення при $\Delta\lambda \rightarrow 0$.

$$\Delta T_k^{-1} = \frac{\lambda^2}{C^2} \frac{d \cdot \ln \epsilon(\lambda, T)}{d\lambda} = \frac{\lambda_2}{C_2} \epsilon^{-1}(\lambda, T) \frac{d\epsilon(\lambda, T)}{d\lambda} \quad (3.11)$$

Методична похибка при зближенні значень ефективних довжин хвиль в методі пірометрії спектрального відношення визначається похідною логарифма спектральної випромінювальної здатності, тобто крутизною логарифмічної кривої дисперсії спектральної випромінювальної здатності.

При лінійній апроксимації останньої, тобто вважаючи що $\ln \epsilon(\lambda, T) = a_0 + a_1\lambda$ або, це те ж саме, $\epsilon(\lambda, T) = \exp(a_0 + a_1\lambda)$, вирази для методичної похибки ΔT_k^{-1} можна записати як

$$\Delta T_k^{-1} = \frac{\lambda_1\lambda_2}{C_2} a_1, \text{ а при } \Delta\lambda \rightarrow 0, \Delta T_k^{-1} = \frac{\lambda^2}{C^2} a_1, \quad (3.12)$$

де $a_1 = \frac{d \ln \epsilon(\lambda, T)}{d\lambda}$.

Таким чином, в методах оптимальної пірометрії випромінювання принципово допустимо «граничне зближення» значень довжин хвиль λ_1 .

Тобто можемо зробити висновок, що розроблена методика вимірювання температури зменшує методичну похибку. Параметрами, які будуть впливати на неї будуть: вибір значень ефективних довжин хвиль, корекція при

безпосередньому введенні в канал пірометра умовну температуру пропорційну інваріанту, а також наявність апріорної інформації про об'єкт дослідження.

3.1.2 Аналіз інструментальної похибки

Щоб проаналізувати інструментальну похибку пірометра розглянемо кожен складову частину і кожен блок приладу і визначимо похибки які вони вносять у результуючу похибку. Так як в пірометрії використовується безконтактний метод вимірювання температури, то потрібно враховувати похибку яка виникне при проходженні випромінюванням проміжного середовища.

В загальному можна сказати, що інструментальна похибка $\delta T/T$ для будь-якого методу пірометрії тим менша, чим коротша довжина хвилі, тому

$$\left| \frac{\delta T_{\epsilon}}{T} \right| < \left| \frac{\delta T_{\gamma}}{T} \right| < \left| \frac{\delta T_{\kappa}}{T} \right|. \quad (3.13)$$

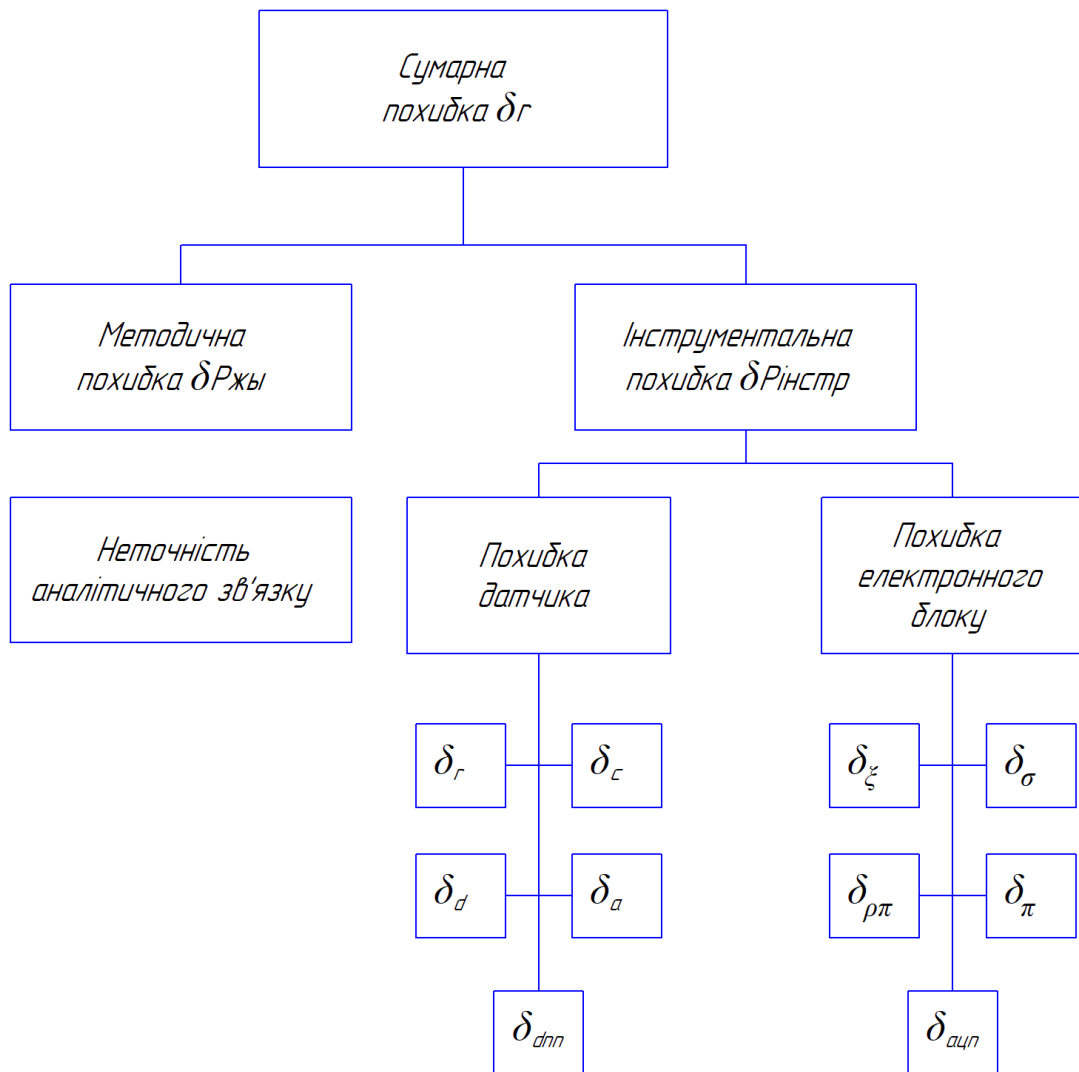
За інших рівних умов інструментальні похибки трьох названих методів співвідносяться як

$$\frac{\delta T_{\kappa}}{\delta T_{\epsilon}} = \frac{\Lambda}{\lambda_{\Sigma}}; \quad \frac{\delta T_{\kappa}}{\delta T_{\gamma}} = \frac{\Lambda}{\lambda_i}; \quad \frac{\delta T_{\gamma}}{\delta T_{\epsilon}} = \frac{\lambda_i}{\lambda_{\Sigma}}. \quad (3.14)$$

Інакше кажучи, інструментальна похибка біхромагичного взаємно-кореляційного методу більш ніж в 10 разів менша, а чутливість в стільки ж разів вища, ніж у біхроматичного методу спектрального відношення. Відмітимо, що тут ми розглядаємо тільки чутливість методів, безвідносно до схем технічної реалізації. При розгляді основного параметра — співвідношення сигнал/шум, що визначає чутливість і інструментальну похибку будь-якої вимірювальної системи, яскравіший метод перевершує метод спектрального відношення ще в $\sqrt{2}$ раз. Відповідно взаємно-кореляційний краще, ніж яскравіший в $\sqrt{2}$, тобто в 2 рази краще, ніж метод спектрального відношення. Аналогічні співвідношення в розглянутих трьох методах мають місце для похибок за рахунок передачі значень температурної шкали (яка, як відомо, побудована в

яскравісних температурах).

Схема накопичення похибок зображена на рисунку 3.2



3.2 Схема накопичення похибок при вимірюванні тиску за допомогою розробленого приладу

На результат вимірювання тиску будуть впливати похибки, які викликані

- 1) нестабільністю передач тиску імпульсними трубками;
- 2) нерівномірністю коефіцієнта жорсткості мембрани по всій товщині;
- 3) нестабільністю коефіцієнта перетворення датчика тиску;
- 4) нелінійністю статичних характеристик;
- 5) неточністю аналітичного зв'язку;
- 6) неточністю комп'ютерної обробки сигналів.

В умовах виробництва для зменшення втрат тиску при передачі по імпульсних трубках датчики кріпляться у стінці реактора. Для чутливого елемента вибирають мембрану виконану з сплаву 44 НХТЮ, який повинен забезпечувати стабільні характеристики пружного елемента і стійкість до температури. Нестабільністю коефіцієнта перетворення датчика тиску зумовлена власне мостовою схемою, похибки які при цьому виникають розглянуті нижче. Неточність вимірювань зумовлена похибками електронних блоків, які входять в конструкцію приладу. При цьому виникає частотна похибка, похибка підсилювача і випрямляча

3.2.1 Аналіз методичної похибки

Методична похибка в розробленому датчику тиску спричинена неточністю аналітичного зв'язку, а також при введенні розрахункової залежності використовувались деякі спрощення і припущення. Величину переміщення середини діафрагми приймали рівною переміщенню поршня з площею еквівалентною діафрагмі. Напруженнями вздовж радіусів діафрагми нехтують, так як приймаємо, що робочі відхилення діафрагми є невеликими.

При великих частотах може виникнути похибка інерційності приєднаної маси повітряного прошарку, який дотикається до вібруючої діафрагми. Вона впливає на чутливість і частотну характеристику приладу, оскільки приєднана маса повітряного прошарку може бути одного і того ж порядку, що і маса діафрагми. Важливий вплив на виміряні значення вносить температурна похибка, яку обов'язково потрібно враховувати і вводити поправки.

Було встановлено, що найбільша розбіжність в отриманих і розрахованих даних спостерігається при граничних значеннях тиску. Відповідно, якщо тиск не буде перевищувати гранично допустимі межі (мінімальний і максимальний поріг) то значення, які обраховуються за отриманою залежністю будуть точнішими.

3.2.2 Аналіз інструментальної похибки

У нашому випадку існує залежність (2.54), що пов'язує вхідні і вихідні параметри процесу вимірювання тиску контрольованого середовища. При проведенні аналізу інструментальної похибки будемо виходити з того що значення які необхідно підставити в дане рівняння повинні бути максимально можливими для визначення найбільших абсолютної похибки δP та відносної γP похибок значень тиску. Аналітично значення абсолютної похибки δP та відносної γP похибок будемо розраховувати диференціальним методом наступним чином:

абсолютна похибка

$$\delta P = \frac{dP}{dC} \delta C + \frac{dP}{da} \delta a + \frac{dP}{dt} \delta d + \frac{dP}{dr} \delta r \quad (3.15)$$

відносна похибка

$$\gamma P = \frac{\delta P}{P}. \quad (3.16)$$

Для розрахунку похибки задамося необхідними за формулами (3.15) і (3.16) значеннями: модуль Юнга $E=2,04 \cdot 10^5$ Мпа, коефіцієнт лінійного розширення $\alpha_1 = 11,8 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{град}}$, коефіцієнт лінійного розширення діелектричного середовища $\alpha_2 = 1,2 \cdot 10^6 \frac{1}{\text{град}}$, коефіцієнт Пуасона $\mu=0,3$, відстань від нерухомої пластини до мембрани при початковому стані $a_0 = 1$ мм, товщина діафрагми $d=0,3$ мм, радіус периферії діафрагми $r=2,4$ мм. Так як при максимальному значенні тиску відстань між електродами буде мінімальною, тобто в нашому випадку $a_{pmin} = 0,3 \cdot 10^{-3}$ мм, то зміну ємності визначимо за формулою [28, 29]

$$\Delta C_{max} = C_{pmax} - C_0, \quad (3.17)$$

$$\text{де } C_{pmax} = \frac{\varepsilon \pi r^2}{a_{pmax}(1+a_2 \Delta T)}, \text{ а } C_0 = \frac{\pi \cdot r^2 \cdot \varepsilon}{a_0(1+a_2 \Delta T)}$$

$$\Delta C_{max} = \frac{\pi r^2 \varepsilon}{(1 + \alpha_2 \Delta T)} \left(\frac{1}{a_{pmin}} - \frac{1}{a_0} \right)$$

$$\Delta C_{max} = \frac{3.14 \cdot (2.4 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 9}{(1 + 1.2 \cdot 10^6 \cdot 130)} \left(\frac{1}{0.3 \cdot 10^{-6}} - \frac{1}{10^{-3}} \right) = 3.4 \cdot 10^{-12} \Phi \quad (3.18)$$

Згідно диференціального методу знайдемо часткові похідні по кожному з параметрів в рівнянні (2.54);

$$\frac{dP}{d(\Delta C)} = \frac{16 \cdot E \cdot a_0^2 (1 + \alpha_2 \Delta T)^2 \cdot d_0^3 (1 + \alpha_1 \Delta T)^3}{\pi \cdot \varepsilon (1 - \mu^2) \cdot r_0^6 (1 + \alpha_1 \Delta T)^6} \quad (3.19)$$

$$\frac{dP}{d(\Delta C)} = \frac{32.64 \cdot 10^{-5} \cdot 1 \cdot 10^{-6} (1 + 1.2 \cdot 10^6 \cdot 130)^2 \cdot 0.3^3 \cdot 10^{-9} (1 + 11.8 \cdot 10^6 \cdot 130)^3}{3.14 \cdot 9 \cdot (1 - 0.3^2) \cdot 2.4^6 \cdot 10^{-18} (1 + 11.8 \cdot 10^6 \cdot 130)^6} =$$

$$= 1.927 \cdot 10^{-3}$$

$$\frac{dP}{da} = \frac{32 \Delta C \cdot E \cdot a_0 (1 + \alpha_2 \Delta T) \cdot d_0^3 (1 + \alpha_1 \Delta T)^3}{\pi \cdot \varepsilon (1 - \mu^2) \cdot r_0^6 (1 + \alpha_1 \Delta T)^6} \quad (3.20)$$

$$\frac{dP}{da} = \frac{32 \cdot 7.93 \cdot 10^{-9} \cdot 2.04 \cdot 10^{-5} \cdot 1 \cdot 10^{-3} (1 + 1.2 \cdot 10^6 \cdot 130) \cdot 0.3^3 \cdot 10^{-9} (1 + 11.8 \cdot 10^6 \cdot 130)^3}{3.14 \cdot 9 (1 - 0.3^2) \cdot 2.4^6 \cdot 10^{-18} (1 + 11.8 \cdot 10^6 \cdot 130)^6} =$$

$$= 2.445 \cdot 10^{-3},$$

$$\frac{dP}{dt} = \frac{48 \Delta C \cdot E \cdot a_0^2 (1 + \alpha_2 \Delta T)^2 d_0^2 (1 + \alpha_1 \Delta T)^2}{\pi \cdot \varepsilon (1 - \mu^2) \cdot r_0^6 (1 + \alpha_1 \Delta T)^6} \quad (3.21)$$

$$\frac{dP}{dt} = \frac{48 \cdot 7.93 \cdot 10^{-9} \cdot 2.04 \cdot 10^{-5} \cdot 1^2 \cdot 10^{-6} (1 + 1.2 \cdot 10^6 \cdot 130)^2 \cdot 0.3^3 \cdot 10^{-6} (1 + 11.8 \cdot 10^6 \cdot 130)^2}{3.14 \cdot 9 (1 - 0.3^2) \cdot 2.4^6 \cdot 10^{-18} (1 + 11.8 \cdot 10^6 \cdot 130)^6} =$$

$$= 7.534 \cdot 10^{-4},$$

$$\frac{dP}{dr} = \frac{-96 \Delta C \cdot E \cdot a_0^2 (1 + \alpha_2 \Delta T)^2 d_0^3 (1 + \alpha_1 \Delta T)^3}{\pi \cdot \varepsilon (1 - \mu^2) \cdot r_0^7 (1 + \alpha_1 \Delta T)^7} \quad (3.22)$$

$$\frac{dP}{dr} = \frac{-96 \cdot 7.93 \cdot 10^{-9} \cdot 2.04 \cdot 10^{-5} \cdot 1 \cdot 10^{-6} (1 + 1.2 \cdot 10^6 \cdot 130)^2 \cdot 0.3^3 \cdot 10^{-9} (1 + 11.8 \cdot 10^6 \cdot 130)^3}{3.14 \cdot 9 (1 - 0.3^2) \cdot 2.4^7 \cdot 10^{21} (1 + 11.8 \cdot 10^6 \cdot 130)^7} =$$

$$= -3.139 \cdot 10^{-4},$$

Необхідно задатися значеннями абсолютних похибок при вимірюванні кожного з параметрів які входять в рівняння (2,54). На сьогоднішній день за допомогою існуючих приладів радіус мембрани, її товщину можна виміряти з

точністю 0,01 мм, точність визначення відстані мембрани до електрода задається конструктивним виконанням приладу, тобто $\delta a_0 = 0,011$ мм.

Похибку визначення ємності знаходимо за формулою

$$\delta C = \gamma \cdot C_0 \quad (3.23)$$

Коефіцієнт γ визначимо шляхом аналізу і сумування інструментальної похибки системи вимірювання тиску. На даний коефіцієнт буде впливати : похибка від генератора, що сумарно складає 0,5 %, Похибка вимірювання комплексних опорів складається з похибки, з якою виготовлені окремі елементи мостової схеми, що визначають ці опори і похибку відліку, що обумовлена нечутливістю показчика рівноваги і дискретністю відлікового пристрою. Вимірювана величина визначається Трьома складовими опорами мостової схеми. Позначивши відносні похибки цих складових $\gamma_2, \gamma_3, \gamma_4$ отримаємо середню квадратичну похибку для мостової схеми

$$\gamma_x = \sqrt{\gamma^2 \frac{2}{2} + \gamma^2 \frac{2}{3} + \gamma^2 \frac{2}{4}} \quad (3.24)$$

Враховуючи, що кращі типи зразкових конденсаторів мають стабільність не гіршу від 0,05 %, а опори забезпечують точність 0,03 % [30], одержуємо $\gamma = 0.06$ %. Похибка від генератора $\gamma_f = 0,5$ %, підсилювача $\gamma_P = 0,1$ %, похибка випрямляча $\gamma_B = 0.05$ %, похибка АЦП $\gamma_A = 0,05$ %.

$$\gamma = 0.5 + 0.06 + 0.1 + 0.05 + 0.05 = 0.76\%$$

$$\delta C = 0.0076 \cdot 3.4 \cdot 10^{-12} = 0.026 \cdot 10^{-12}$$

Підставимо, представлені вище, формули часткових похідних у формулу (3.1), а також числові значення абсолютних похибок і отримаємо значення абсолютної похибки вимірювання $\delta P = 0.01272$ Па. Визначимо відносну похибку γ_P за формулою (3.2) - $\gamma_P = 0.012$, тобто відносна похибка вимірювання складає 1.2%.

ВИСНОВКИ

В магістерській роботі здійснено аналіз існуючих методів і засобів контролю технологічних параметрів в резервуарах для хімічних реакцій.

У другому розділі теоретично обґрунтовано основи пірометрії речовин з випромінювальною здатністю, що змінюється, за їх власним випромінюванням.

Встановлена інваріантна закономірність між довжинами хвиль λ , спектральною випромінювальною здатністю речовин може бути використана для корекції методичної похибки в будь-яких методах пірометрії умовних температур.

Розроблено функціональну блок-схема пірометра дійсної температури, що реалізовує алгоритми оптимальної оптичної пірометрії та конструкцію пірометра.

Розроблено систему контролю тиску в хімічному реакторі. Теоретично обґрунтовано вимірювання тиску ємнісним методом. Розроблено функціональну схему ємнісного датчика тиску та конструкцію датчика тиску з защемленою мембраною.

Розроблено схему накопичення похибок при вимірюванні температури за допомогою розробленого приладу. Проаналізовано інструментальну похибку пірометра і розглянуто кожен складову частину і кожен блок приладу та визначено похибки, які вони вносять у результуючу похибку.

Розроблено схему накопичення похибок при вимірюванні тиску за допомогою розробленого приладу. Визначено відносну похибку вимірювання тиску

ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ НА ДЖЕРЕЛА

1. . Поліщук Є.С. Методи та засоби вимірювань ненелектричних величин,- Львів:Львівська політехніка,2000. - 360с.
2. Моніторинг і методи вимірювання параметрів навколишнього середовища : навч. посібник / В.М. Ісаєнко, Г.В. Лисиченко, Т.В. Дудар [та ін.]. – К. : Вид-во Нац. авіац. ун-ту «НАУ-друк», 2009. – 312 с.
3. Лукінюк М. В. Технологічні вимірювання та прилади: Навч. посіб./ М.В. Лукінюк. – К.: НТУУ «КПІ», 2007. – 436 с.
4. Курилов А. Ф. Теплотехнічні вимірювання і прилади : навч. посіб. / А. Ф. Курилов, В. М. Козін. – Суми : Сумський державний університет, 2015. – 189 с.
5. Співак О.Ю. Теплотехнічні вимірювання та прилади: Навч. посібник. – Вінниця: ВНТУ, 2016 – 141 с.
6. Мала гірнича енциклопедія : у 3 т. / за ред. В. С. Білецького. — Д. : Донбас, 2004. — Т. 1 : А — К. — 640 с.
7. Білокур І. П. Основи дефектоскопії [Текст]/І. П.Білокур. –К.: Азимут, 2004.–496 с.
8. Боднар Р.Т. Оптичний, тепловий та радіохвильовий контроль.: Конспект лекцій. Р.Т. Боднар– Івано-Франківськ: Факел,2007. 348с.
9. Муратов, В. Г. Метрологія, технологічні вимірювання та прилади : навч. посіб. / Муратов Віктор Георгійович. - Вид. 2-е, допов. - Київ : Освіта України, 2016. - 364 с. : табл., рис.
10. Кісіль І.С. Конструювання вузлів вимірювальних приладів [Текст]: навчальний посібник для студентів вищих навчальних закладів /І.С. Кісіль.– Івано-Франківськ.: Факел, 2004. – 328с.– ISBN 966-694-014-8.
11. Колонтаєвський Ю.П., Сосков А.Г. Електроніка і мікросхемо техніка: Підручник. 2-е вил. / за ред. Соскова А.Г.– К.: Каравела, 2009.–416 с.

12. Задерейко О.В., Панов Л.І., Циганов О.В. Конструювання і технологія радіоелектронної апаратури: Навч. посіб. - О.: Наука і техніка, 2007. - 122 с.
13. Нестерчук Д.М. Н55 Методи і засоби вимірювань електричних та неелектричних величин: навчальний посібник / Д.М.Нестерчук, С.О.Квітка, С.В.Галько. – Мелітополь: Виданвничо-поліграфічний центр «Люкс», 2017. - 206 с.
14. Денісов А. К. Теплотехнічні вимірювання та прилади : навчальний посібник / А. К. Денісов, С. А. Денісов. – Рівне : НУВГП, 2013. – 184 с.
15. Вербицький Є.В.. Система електроживлення електронної апаратури. навчальний посібник / К.:НТУУ «КПІ». 2016. – 180 с.
16. Заболотний О.В., Марчук В.І., Караченцев В.Є. Проектування електронних пристроїв: навчальний посібник – Луцьк: РВВ Луцького НТУ, 2018 – 360с.
17. Лавриненко, В. Ю. Довідник по напівпровідникових приладів Видавництво: Київ: Техніка; Видання 7-е, перероб. 576 сторінок; 1973 р.
18. П.Р. М.Терещук, К.М. Терещук, С.А.Седов. Довідник радіолюбителя. Вид. 2-е. – К.: Наукова думка, 1981. 670с.
19. Схемотехніка електронних систем: У 3 кн. :Підручник /В.І. Бойко, А.М. Гуржій, В.Я. Жуйков та ін.- 2-ге вид., допов. і переробл. Кн. 1.: Аналогова схемотехніка та імпульсні пристрої. – К.: Вища школа, 2004. – 366 с.
20. Лободзінська Р.Ф., Костюк О.А., Нікольський О.І., Шеремета О.П. К65 Конструювання і технологія радіоелектронних засобів. Навчальний посібник. – Вінниця: ВНТУ, 2007. – 91 с.
21. Барась С.Т. Конструювання радіоелектронних засобів телекомунікаційних систем. Навчальний посібник. / Барась С.Т., Лободзінська Р.Ф., Лазарєв О.О. – Вінниця: ВНТУ, 2004. – 82 с.
22. Воробйова О.М. Цифрові пристрої: навч. посіб. – Ч. 2 / О.М. Воробйова, М.П. Савицька, Ю.В. Флейта. – Одеса: ОНАЗ ім. О.С. Попова, 2016.

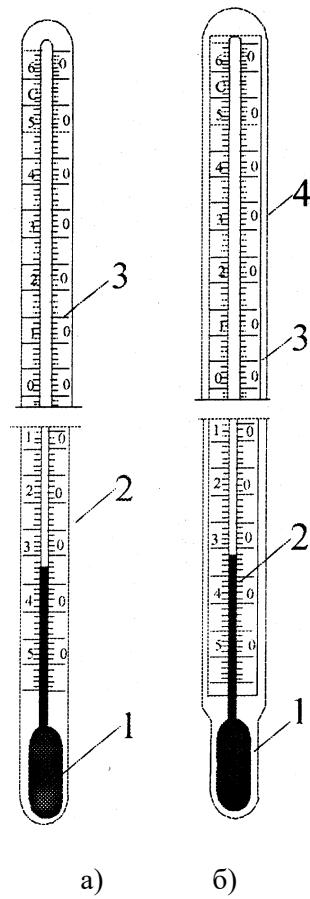
– 80 с.

23. Кісіль І.С. Метрологія, точність і надійність засобів вимірювань: навчальний посібник для студентів вищих навчальних закладів /І.С. Кісіль.– Івано-Франківськ.: Факел, 2002. – 400с.– ISBN 966-7327-80-9.

ДОДАТКИ

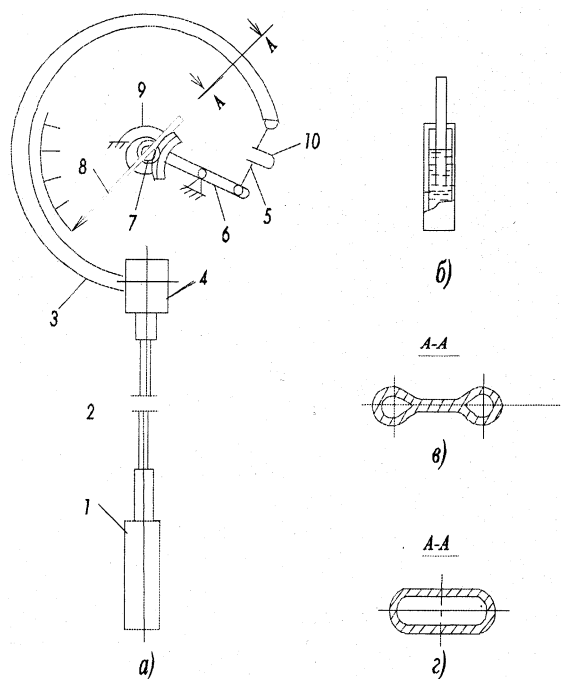
Додаток А

Прилади для вимірювання температури



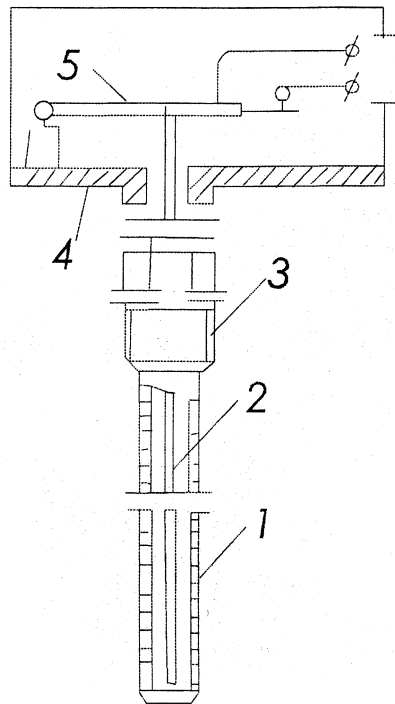
1 – резервуар; 2– товстостінний капіляр, 3 – шкала термометра, 4 скляна оболонка

Рисунок А.1 – Термометри розширення: а) паличкоподібний скляний термометр; б) скляний термометр з вкладеною шкалою.



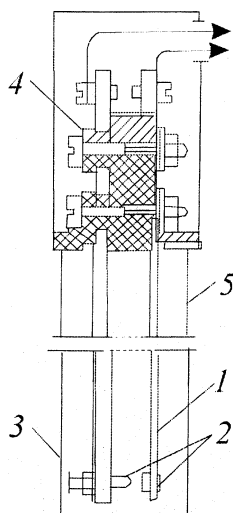
1 – термобаллона , 2 -капіляр, 3 - манометричної пружини, 4 - тримач, 5 поводок, 6 - зв'язаний із сектором, 7 - трибкою , 8 - вказівна стрілка, 9 - спіральний волосок.

Рисунок А.2 – Схема пристрою манометричного термометра



1 – металева труба (чутливий елемент), 2 - стрижень, 3 - штуцер, 4 - голівка, 5
- важіль

Рисунок А.3 – Схема пристрою дилатометричного термометра



1 - термобіметалічна пластина, 2 - контакти, 3 - гвинт, 4 - ізолятора, 5 – гільза

Рисунок А.4 – Схема пристрою біметалічного реле температури

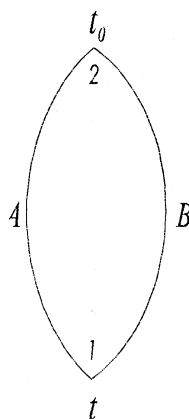
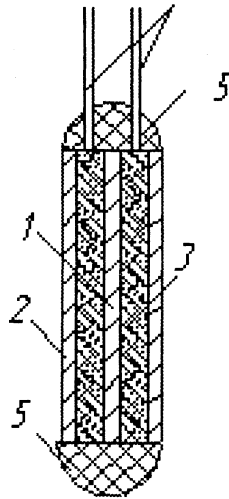
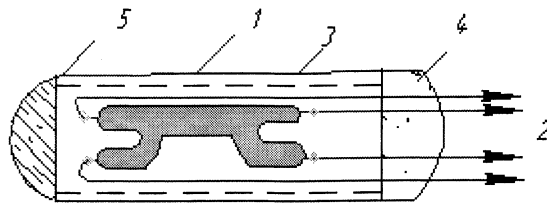


Рисунок А.5 – Термоелектричне коло з двох різноманітних однорідних провідників



1 – обмотка з тонкого дроту, 2 - спеціальна захисна гільза , 3 - інертним газом, 5 - діелектричного матеріалу, 4 - платинові електроди

Рисунок А.6 – Чутливий елемент платинового термометра опору



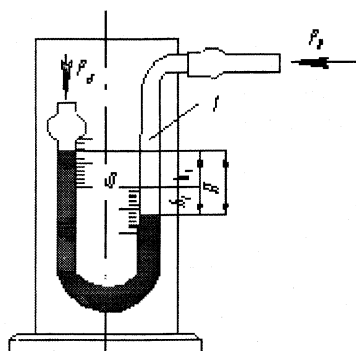
1 - чутливий елемент, 2 - виводи, 3 - захисну гільзу , 4 - скляна голівка

5 - електроізоляційна плівка.

Рисунок 7 Чутливий елемент германієвого термометра опору

Додаток Б

Прилади для вимірювання тиску



1 - трубка, 2 - дошка зі шкалою

Рисунок Б.1 – Схема рідинного U-подібного манометра

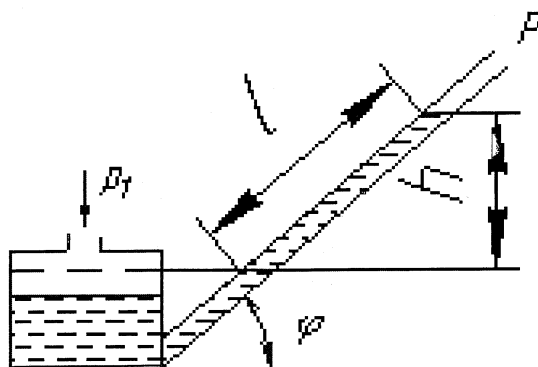


Рисунок Б.2 – Схема мікроманометра з нахиленою трубкою

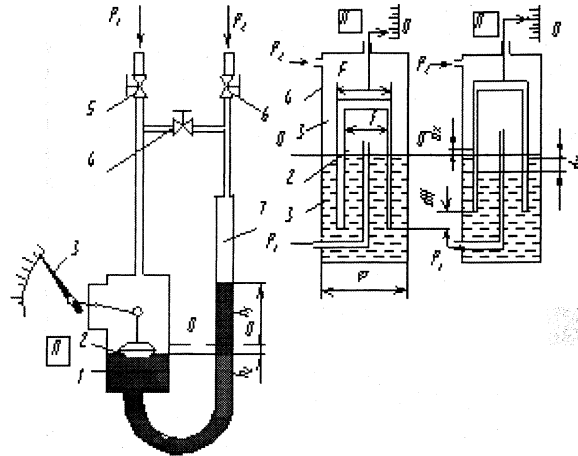
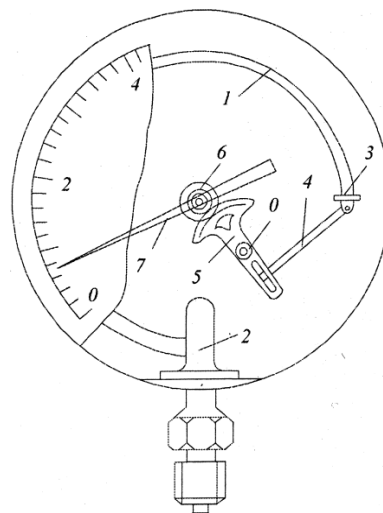


Рисунок Б.3- а) -схема поплавкового дифманометра; б)-схема початкового стану

дифманометра; в)-положення вузлів дифманометра при вимірюванні тисків.



1 - одновиткова трубкова пружина, 2 - тримач, 3 -корок, 4 - повідок, 5 - сектор, 6 - шестерня, 7 - показуюча стрілка

Рисунок Б.4 - Трубно-пружинний показуючий манометр

Формат	Зона	Поз.	Обозначение	Наименование	Кол.	Примечание	
Перв. примен.				<u>Документація</u>			
			MP.MTTM-32.02.00.000 СК	Складальне креслення			
				<u>Деталі</u>			
Справ. №		1	MP.MTTM-32.02.00.001	Вилка	1		
		2	MP.MTTM-32.02.00.002	Електрод ситаловий	1		
		3	MP.MTTM-32.02.00.003	Заглушка	1		
		4	MP.MTTM-32.02.00.004	Контакт	1		
		5	MP.MTTM-32.02.00.005	Корпус	1		
		6	MP.MTTM-32.02.00.006	Мембрана	1		
		7	MP.MTTM-32.02.00.007	Прокладка	1		
		8	MP.MTTM-32.02.00.008	Прокладка 2	1		
		9	MP.MTTM-32.02.00.009	Пружина 1	1		
		10	MP.MTTM-32.02.00.010	Пружина 2	1		
		11	MP.MTTM-32.02.00.011	Шайба	1		
		12	MP.MTTM-32.02.00.012	Шток	1		
		13	MP.MTTM-32.02.00.013	Штуцер	1		
Подп. и дата							
Инв. № дубл.							
Взам. инв. №							
Подп. и дата							
Инв. № подл.							
	Изм. Лист	№ докум.	Подп.	Дата	MP.MTTM-32.02.00.000		
	Разраб.	Костюк					
	Проб.	Боднар			Лит.	Лист	Листов
					н		1
Н.контр.				ІФНТУНГ			
Утв.	Середюк						