

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
МІСЬКОГО ГОСПОДАРСТВА імені О. М. БЕКЕТОВА

Л. А. Назаренко,
В. М. Сорокін

Основи радіометрії та фотометрії

Монографія

ХАРКІВ
ХНУМГ
2014

УДК 628.91:520.82
ББК 31.294
Н19

Авторський колектив:

Л. А. Назаренко – доктор технічних наук, професор, завідувач кафедри світлотехніки і джерел світла Харківського національного університету міського господарства імені О. М. Бекетова;

В. М. Сорокін – доктор технічних наук, професор, Інститут фізики напівпровідників ім. В. Є. Лашкарьова НАН України

Рецензенти:

Ю. П. Мачехін – доктор технічних наук, професор, завідувач кафедри оптоелектроніки Харківського національного університету радіоелектроніки;

В. І. Карась – доктор фізико - математичних наук, професор, начальник лабораторії ХНУ «Харківський фізико-технічний інститут»

Рекомендовано

Вченою радою Харківської національної академії міського господарства, протокол № 9 від 25 травня 2012 р.

Назаренко Л. А.

Н19 Основи радіометрії та фотометрії : монографія / Л. А. Назаренко, В. М. Сорокін; Харк. нац. ун-т міськ. госп-ва ім. О. М. Бекетова. – Х. : ХНУМГ ім. О. М. Бекетова, 2014. – 352 с.

ISBN 978-966-695-313-4

В монографії викладені основи вимірювань світлових і енергетичних величин, які характеризують некогерентне оптичне випромінювання. Детально розглянуті предмет, задачі, методологія і техніка вимірювання. Систематизовані і узагальнені відомості про сучасні оптичні і оптоелектричні вимірювальні перетворювачі, як основні елементи оптоелектронних вимірювальних приладів і пристроїв. Значна увага приділена світлодіодам, як з точки зору вимірювання їх світлотехнічних параметрів, так і в використанні їх у світлових приладах.

Книга розрахована на спеціалістів в області світлотехніки і вимірювальної техніки. Книга може бути корисна студентам відповідних спеціальностей.

УДК 628.91:520.82
ББК 31.294

ISBN 978-966-695-313-4

© Л. А. Назаренко, В. М. Сорокін, 2014
© ХНУМГ ім. О. М. Бекетова, 2014

ЗМІСТ

ВСТУП.....	6
1. ОПТИЧНЕ ВИПРОМІНЕННЯ І ЙОГО ХАРАКТЕРИСТИКИ.....	8
1.1. Оптичний діапазон.....	8
1.2. Основні властивості оптичного випромінення.....	9
1.3. Основні радіометричні (енергетичні) та фотометричні (світлові) одиниці.....	12
1.4. Сила світла (сила випромінення).....	16
1.5. Освітленість (опроміненість).....	19
1.6. Світимість.....	20
1.7. Яскравість.....	20
1.8. Інтегральні за часом величини.....	22
1.9. Спектральні величини.....	22
1.10. Ефективні величини й одиниці.....	22
1.11. Коефіцієнт корисної дії та світлова віддача джерела. Світлова ефективність випромінення.....	23
Список джерел.....	24
2. ОПТОЕЛЕКТРИЧНІ ВИМІРЮВАЛЬНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ (приймачі оптичного випромінення).....	25
2.1. Теплові ОЕВП.....	29
2.2. Термоелектричні ОЕВП (термоелементи).....	34
2.3. БолOMETричні ОЕВП.....	36
2.4. Піроелектричні ОЕВП.....	36
2.5. Абсолютні радіометри.....	37
2.6. Фотонні ОЕВП.....	44
2.7. ФП на основі зовнішнього фотоелемента.....	45
2.9. ФП на основі внутрішнього фото ефекту.....	50
2.10. Трап-детектори.....	54
2.11. Ультрафіолетове випромінення.....	62
2.11. Інфрачервоне випромінення.....	65
Список джерел.....	67
3. ЕЛЕКТРОННО-ОПТИЧНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ.....	69
3.1. Модель „чорного тіла”.....	69
3.2. Синхротрони.....	80
3.3. Вимірювальні лампи.....	83
3.4. Фірми – виробники еталонних ламп.....	96
Список джерел.....	97
4. ФОТОМЕТРИЧНІ ГОЛОВКИ ТА ФОТОЕЛЕКТРИЧНІ ФОТОМЕТРИ....	98
4.1. Прецизійна фотометрична головка.....	99
4.2. Фотоелектричні фотометри.....	101
Список джерел.....	115

5. ВИМІРЮВАННЯ ОПТИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ РЕЧОВИН І МАТЕРІАЛІВ.....	116
5.1. Загальні співвідношення й основні визначення.....	116
5.2. Визначення оптичних властивостей і середовищ.....	118
5.3. Характеристики середовищ.....	119
5.4. Параметри, які впливають на характеристики середовищ	120
5.5. Інтегруюча сфера.....	123
5.6. Вимірювання відбиваючих характеристик сферичним радіометром / фотометром	131
5.7. Вимірювання характеристик пропускання сферичним радіометром / фотометром	141
5.8. Вимірювання коефіцієнта дзеркального відбиття	150
5.9. Вимірювання коефіцієнта спрямованого пропускання.....	155
5.10. Вимірювання коефіцієнта поглинання	157
5.11. Вимірювання показника енергетичної яскравості / яскравості β і коефіцієнта енергетичної яскравості / яскравості ρ	159
5.12. Джерела похибок і коригування результатів вимірювань	162
Список джерел.....	165
6. МЕТОДИ АБСОЛЮТНИХ ВИМІРЮВАНЬ КОЕФІЦІЄНТІВ ВІДБИТТЯ .	166
6.1. Гоніометричні методи.....	167
6.2. Методи, які використовують напівсферичні опромінювачі.....	173
6.3. Методи, які використовують напівсферичні або сфероїдні дзеркала ..	175
6.4. Методи, засновані на теорії Кубелки – Манка.....	178
6.5. Методи, які базуються на теорії інтегруючої сфери	180
6.6. Висновки	188
Список джерел.....	190
7. КОЛОРИМЕТРІЯ	191
7.1. Колір випромінення. Змішування кольорів.....	191
7.2. Основи колірних вимірювань	193
7.3. Координати колірності світлодіодів.....	205
7.4. Метод розрахунку координат кольору та координат колірності	206
Список джерел.....	213
8. ФОТОМЕТРІЯ СВІТЛОДІОДІВ	214
8.1. Характеристики світлодіодів	214
8.2. Властивості світлодіодів	224
8.3. Режими функціонування з часовими залежностями	228
8.4. Вплив температури на випромінення	230
8.5. Технологічні відхилення	231
8.6. Властивості фотометрів / радіометрів.....	232
8.7. Величини, які визначаються просторовими співвідношеннями.....	234
8.8. Усереднена сила світла СВД.....	237
8.9. Вимірювання просторових і спрямованих параметрів.....	239
8.10. Вимірювання усередненої сили світла СВД	239
8.11. Заміщення з меншою кількістю еталонів	240

8.12. Коригування в разі різниці у спектрах.....	240
8.13. Використання спектрорадіометра	241
8.14. Вимірювання світлових потоків	242
8.15. Методи вимірювання потоку	243
8.16. Спектральні вимірювання. Концепція спектрального розподілу	250
Спектральна густина	250
Список джерел	262
9. ЕТАЛОННА ФОТОМЕТРІЯ.....	263
9.1. З історії фотометричних еталонів.....	263
9.2. Одиниці SI та міжнародна метрична система	265
9.3. Еталони сили світла	267
9.4. Еталон сили світла – кандели України	270
9.5. Еталонні лампи сили світла.....	274
9.6. Еталонні фотометри освітленості.....	280
9.7. Еталони світлового потоку.....	287
9.8. Квантове наближення	294
Список джерел	303
10. ЗАСОБИ ВИМІРЮВАЛЬНОЇ ТЕХНІКИ СВІТЛОДІОДНИХ ОСВІТЛЮВАЛЬНИХ СИСТЕМ	306
10.1. Енергетична ефективність чи якість світла.....	306
10.2. Основні фактори, що впливають на ефективність та якість світлодіодного освітлювального приладу.....	308
10.3. Метрологічне обладнання для вимірювання параметрів і характеристик світлодіодів та освітлювальних систем на їх основі.....	312
Список джерел.....	326

ВСТУП

*Коли Ви можете вимірювати те,
що Ви пояснюєте, і виразити в
числах. Ви знаєте дещо про це;
проте, якщо Ви не можете
виразити в числах, – Ваші знання
убогі й недосконалі...*

Лорд Кельвін

Прогрес у галузі науки та техніки багато в чому залежить від можливості вимірювати відповідні величини.

Радіометрія є розділом фізичної оптики, у якій вивчаються питання, пов'язані з вимірюванням енергетичних характеристик оптичного випромінення.

Фотометрією називається вид вимірювання величин, які характеризують випромінення за утвореним ним зоровим відчуттям (в умовах, які визначаються відомими співвідношеннями).

Розповсюдженість оптичних радіаційних вимірювань у різних галузях науки, техніки, сільського господарства, медицини пов'язана з унікальними можливостями, які несуть оптичні методи в широкому спектральному діапазоні. Точні вимірювання спектральних та інтегральних енергетичних величин оптичного вимірювання мають велике значення для фізики напівпровідників, космонавтики, молекулярної біології, екології тощо.

Ультрафіолетове (УФ) випромінення все більше використовується для обеззараження води (замість хлорування, для створення атмосфери з високим ступенем стерильності в операційних, у цехах для виробництва мікросхемних пристроїв, у мікробіологічній промисловості). УФ випромінення служать катализатором низки хімічних реакцій, які використовуються для профілактики різних захворювань. Особливу актуальність у наш час мають вимірювання в УФ діапазоні озонового шару Землі, забруднення атмосфери та вирішення інших екологічних проблем. Вирішення цих актуальних завдань потребує спеціальних УФ радіометрів і дозиметрів з відомими спектральними характеристиками, визначеними в енергетичних одиницях.

За останні роки в усьому світі встановлені станції моніторингу за спостереженням спектра сонячної радіації в УФ діапазоні, що досягає земної поверхні. Більш того, зв'язок сонячного УФ випромінення зі шкідливим впливом на людей і екосистему в цілому потребує високоточних спектральних вимірювань в УФ діапазоні.

Складові завдання енергетичної радіометрії припадають на видиму й інфрачервону (ІЧ) області спектра. У дослідженнях природних ресурсів Землі і зйомці планет із космосу широко застосовуються скануючі телерадіометри, які

передають зображення в різних спектральних діапазонах, що, у свою чергу, дозволяє кількісно оцінювати спектральні характеристики поверхні.

У прецизійних вимірюваннях спектральних характеристик мають потребу галузі промисловості, які складають різні типи фотоприймачів. Розвиток інформаційної й обчислювальної техніки, а також масовий випуск виробів оптоелектроніки визначили завдання створити засоби вимірювання характеристик дисплеїв, світлодіодів і таке інше.

Суттєво зросли вимоги до точності та вірогідності вимірювань прямої й розсіяної сонячної радіації. Вони важливі не тільки в метеорології для короткочасних і довгочасних прогнозів погоди, але і для містобудівництва, сільського господарства, енергетики.

Важливість світлових вимірювань визначається роллю, яку відіграє зір у життєвій діяльності людини.

Сучасна світлотехніка бурхливо розвивається у напрямку створення революційно нових енергозберігаючих, екологічно чистих і високоякісних світлових рішень.

Напівпровідникові джерела – світлодіоди – у наш час усе ширше застосовуються в різних галузях світлотехніки. Світлодіодні технології швидко розвиваються, що вимагає створення стандартів і методів вимірювань параметрів світлодіодів.

Сучасна енергетична проблема, із якою зіткнулася майже кожна держава у своєму індустріальному розвитку, є викликом для всього людства, від гармонічного подолання якого залежить майбутнє цивілізації.

У загальному бюджеті енергетичних витрат значна частка припадає на освітлення. Відповідно до проведеного аналізу Міжнародного Енергетичного Агентства енерговитрати на освітлення в європейських країнах складають 19%.

Тому актуальним є не тільки створення освітлювальних технологій, які забезпечують не лише високу якість освітлення, але і створення високоточних методів і засобів світлових вимірювань.

У цій монографії автори намагалися відобразити сучасний стан розвитку оптичних енергетичних вимірювань некогерентного випромінення, який базується на Рекомендаціях Міжнародної комісії з освітлення, світових досягненнях у створенні радіометричних еталонних засобів.

Автори вдячні рецензентам за конструктивні й корисні зауваження, а також О. М. Пархоменко за допомогу в підготовці рукопису до друку.

1. ОПТИЧНЕ ВИПРОМІНЕННЯ І ЙОГО ХАРАКТЕРИСТИКИ

1.1. Оптичний діапазон

Оптичною частиною спектра електромагнітних випромінювань називають діапазон, який складається із видимої області та прилеглих до неї ультрафіолетової та інфрачервоної областей. Місце оптичного діапазону на шкалі довжин хвиль електромагнітного випромінення наведено на рис. 1.1.

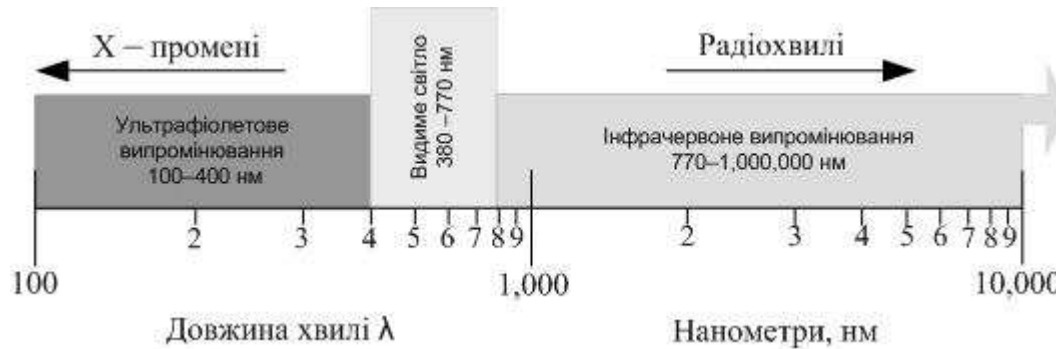


Рис. 1.1 – Спектр електромагнітних випромінювань

Необхідно відмітити, що межі між областями, які мають різні назви, умовні, а випромінення одних і тих же довжин хвиль, що лежать поблизу межі між двома областями, може в низці випадків бути збуджено як в один, так і у другий спосіб. Ця обставина врахована на рис 1.1 частковим перекриттям різних областей спектра.

Оптичне випромінення створюється коливаннями зарядів в атомах і молекулах. До нього прилягає з короткохвильового боку рентгенівське випромінення, яке виникає при гальмуванні швидких електронів, із довгохвильового боку – випромінення, що одержується радіотехнічними способами.

Умовними є і межі між видимою областю й ультрафіолетовим та інфрачервоним випроміненням. Ці межі визначаються кривою спектральної чутливості середнього людського ока. Характер цієї кривої такий, що чутливість спадає, поступово по мірі наближення до ультрафіолетової й інфрачервоної областей, при чому граничні довжини хвиль вказати навіть для середнього ока майже неможливо. Проте, як стане зрозуміло із подальшого, за тривалої постановки завдань, пов'язаних із вимірюванням випромінення, ця умовність меж жодним чином не відбивається на результатах.

Наразі прийняті межі оптичного випромінення від 1 нм до 1 мм [1].

Короткохвильова (фіолетова) межа видимого випромінення приймається між 380 і 400 нм, довгохвильова (червона) – між 700 і 780 нм.

Відповідно до терміна 845-01-03 Міжнародного світлотехнічного словника [2], за нижню межу видимого випромінення приймається діапазон 360–400 нм, а за верхню 760–830 нм.

Крім довжини хвилі λ , яку зазвичай використовують у техніці й експериментальній фізиці, випромінення можна характеризувати й іншими

величинами, наприклад, *частотою* ν , яку переважно застосовують у теоретичній фізиці, або хвильовим числом κ (здебільшого в інфрачервоній спектроскопії).

$$\nu = \frac{c}{\lambda}, \quad (1.1)$$

де c – швидкість світла;

$$\kappa = \frac{1}{\lambda}. \quad (1.2)$$

Необхідно відмітити, що частота є більш універсальною характеристикою, оскільки довжина хвилі змінюється в оптичних середовищах внаслідок зміни швидкості світла, у той час як частота залишається постійною. Коли не має спеціальних застережень, мають на увазі довжину хвилі у вакуумі або мало чим від неї відмінну довжину хвилі в повітрі.

Довжина хвилі оптичного випромінення вимірюється в міліметрах (мм, mm), мікрометрах (мкм, μm), нанометрах (нм, nm), ангстремах ($1\text{A}^0 = 10^{-10}\text{ м}$).

Одиницею вимірювання частот у всіх системах є герц (Гц, Hz; $1\text{Гц} = 1\text{с}^{-1}$).

Оптичний діапазон у вказаних вище межах охоплює частоти від $3 \cdot 10^{11}\text{ Гц}$ ($\lambda = 1\text{мм}$) до $3 \cdot 10^{17}\text{ Гц}$ ($\lambda = 1\text{нм}$). На видиму його частину припадає інтервал від $4 \cdot 10^{14}\text{ Гц}$ до $8 \cdot 10^{14}\text{ Гц}$ (приблизно).

Хвильові числа вказують зазвичай в обернених сантиметрах: інфрачервоний діапазон відповідає приблизно інтервалу від 10 до $1,3 \cdot 10^4\text{ см}^{-1}$.

1.2. Основні властивості оптичного випромінення

Властивості випромінення, які виявляються в його взаємодії з речовиною, змінюються залежно від довжини хвилі.

Людське око створено так, що зміна довжини хвилі в межах видимої області сприймається як зміна колірності випромінення.

Випромінення з різною довжиною хвилі сприймається оком таким чином: від 380 до 450 нм як фіолетовий колір, від 450 до 480 – як синій від 480 до 510 – блакитний, від 510 до 550 зелений, від 575 до 590 – жовтий, від 590 – 610 – помаранчевий; більш 610 – червоний колір. Меж кольорів приблизні й у різних людей можуть дещо відрізняється.

Узагалі ж під час розгляду взаємодії випромінення з речовиною можна дійти наступних загальних висновків. Випромінення з будь-якою довжиною хвилі при його поглинанні речовиною може перейти в тепло. Проте для короткохвильового випромінення (наприклад, ультрафіолетового) велика ймовірність того, що його енергія не перейде в тепло, а викличе *фотоефект*, зробить *фотохімічну* дію, збудить *люмінесценцію*.

Чим більша довжина хвилі, тим рідше спостерігаються такі ефекти.

Довгохвильове інфрачервоне випромінення спостерігається здебільшого лише за його тепловою дією. Ця обставина легко пояснюється квантовою

природою випромінення. Як відомо, енергія кванта (або фотона) прямо (пропорційна частоті або обернено пропорційна довжині хвилі):

$$\epsilon = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad (1.3)$$

де h – стала Планка.

Енергія короткохвильового кванта може бути достатньою для того, щоб унаслідок елементарного акту поглинання звільнити електрон, збудити атом, викликати перебудову або дисоціацію молекули. Кванти довгохвильового випромінення занадто малі для цього.

Серед інших властивостей різних областей оптичного діапазону корисно мати на увазі також, що ультрафіолетове випромінення більшістю речовин сильно поглинається. Прозорі (слабко поглинаючі) речовини легше всього знайти для видимої та близької інфрачервоної областей спектра.

Розглядаючи взаємодію випромінення з речовиною, енергію кванта часто виражають в електрон-вольтах, тобто прирівнюють енергію кванта енергії заряду e , прискореного різницею потенціалів U :

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda} = eU. \quad (1.4)$$

Якщо підставити в цей вираз значення сталих, то одержимо, що енергія кванта в електрон-вольтах (eV , eV) дорівнює:

$$\epsilon = 4,13 \cdot 10^{-5} \cdot \nu = \frac{1,24}{\lambda}, \quad (1.5)$$

де ν – в Гц, а λ = у мкм.

Довжини хвиль 0,38 мкм і 0,76 мкм (межі видимого спектра) відповідають енергіям квантів 3,26 і 1,63 eV.

Існує велика кількість різних джерел оптичного випромінення, які створюють випромінення різного спектрального складу.

Випромінення, яке характеризується однією довжиною хвилі (або частотою), називається *монохроматичним випроміненням*. Випромінення, яке складається із декількох або багатьох монохроматичних випромінювань, називається *складним*. Спектр складного випромінення може вміщувати як декілька окремих довжин хвиль, так і неперервну послідовність довжин хвиль, що змінюються. У першому випадку ідеться про *лінійчастий спектр*, у другому – про *суцільний*.

Діапазон довжин хвиль, що охоплюється суцільним спектром, може бути малим або великим, зокрема, він може розташовуватися від нуля до нескінченності (наприклад, спектр теплового випромінення).

Строго монохроматичного випромінення у природі не існує – це абстракція. Ідеально монохроматичною була б хвиля, яка математично представляється синусоїдою і в якій не тільки частота, але й амплітуда і фаза не залежать від часу. Інакше кажучи, вона мала б продовжуватися нескінченно довго. Проте, будь-який елементарний акт випромінення має початок і кінець, тобто його амплітуда хоча б не залишається незмінною.

Випромінювана серія хвиль (навіть за постійних у межах серії амплітуди і частоти), може бути розкладена шляхом перетворення Фур'є на певний інтервал частот, при чому цей інтервал тим ширший, чим коротший час випромінення.

У джерелах, які мають лінійчастий спектр, існують і інші причини, що пояснюють до розширення спектральних ліній (наприклад, Доплер-ефект). Тому, коли кажуть про реальне випромінення, під монохроматичною радіацією розуміють випромінення, яке містить достатньо вузький інтервал довжин хвиль, щоб його можна було охарактеризувати однією довжиною хвилі. На практиці таке наближення майже завжди достатнє.

Перше знайомство людини з оптичним випроміненням відбулося за допомогою ока. Саме для видимого світла були встановлені спочатку основні властивості випромінення, величини, які кількісно оцінюють випромінення, й одиниці цих величин. Порівняно недавно (у ХІХ ст.) було виявлено випромінення в областях спектра, суміжних з видимим. Потім шляхом узагальнення системи світлових величин була створена система енергетичних (або променевих) величин і одиниць для вимірювання оптичного випромінення. Ці дві системи зручно розглядати паралельно. Проте для опису системи світлових величин необхідно ввести поняття про відносну спектральну чутливість ока. Світло за визначенням – це випромінення, яке оцінюється за його дією на середнє око. У 1924 р. Міжнародна комісія з освітлення, МКО (CIE – Commision Internationale De L'Eclairage), увела поняття функції чутливості людського ока в режимі фотопічного бачення для точкових джерел випромінення й кута спостереження 2° (МКО, 1931). Ця функція одержала назву функції $V(\lambda)$ МКО 1931р.

Фотопічний зір – це зорове сприйняття об'єктів людським оком за високого рівня зовнішньої освітленості (наприклад, при денному світлі), коли в основному працюють здебільшого колбочки.

Скотопічний зір – це зорове сприйняття об'єктів людським оком за низького рівня зовнішньої освітленості (наприклад, уночі), коли працюють палочки, чутливість яких набагато більша, ніж колбочок. Проте, у цьому режимі в людського ока суттєво знижується здатність сприйняття кольору. Існує ще один режим зору, який займає проміжне положення між фотопічним і скотопічним зором і який називається мезотопічним зором.

Джудд і Вос у 1978 р. увели *модифіковану* функцію $V(\lambda)$, яку будемо називати $V(\lambda)$ МКО 1978 р. Зміни були пов'язані з не зовсім правильною оцінкою чутливості людського ока у блакитному й фіолетовому діапазонах спектра, прийнятою в 1931 р. Модифікована функція $V(\lambda)$ у спектральному діапазоні довжин хвиль менше 460 нм має більш високі значення. МКО схвалила введення функції $V(\lambda)$ 1978 р. і ухвалила, що „функцію чутливості людського ока для точкових джерел випромінення можна представляти у вигляді модифікованої функції $V(\lambda)$ Джудда” (МКО, 1988). Більш того, у 1990 р. МКО внесла резолюцію: „У випадках проведення вимірювання яскравості в діапазоні коротких хвиль, узгоджених з визначенням кольору,

спостерігачем, розташованим за нормаллю до джерела випромінювання, переважно користуватися модифікованою функцією Джудда” (МКО,1990). На рис 1.2 наведені функції $V(\lambda)$ МКО 1931 р. і 1978 р.

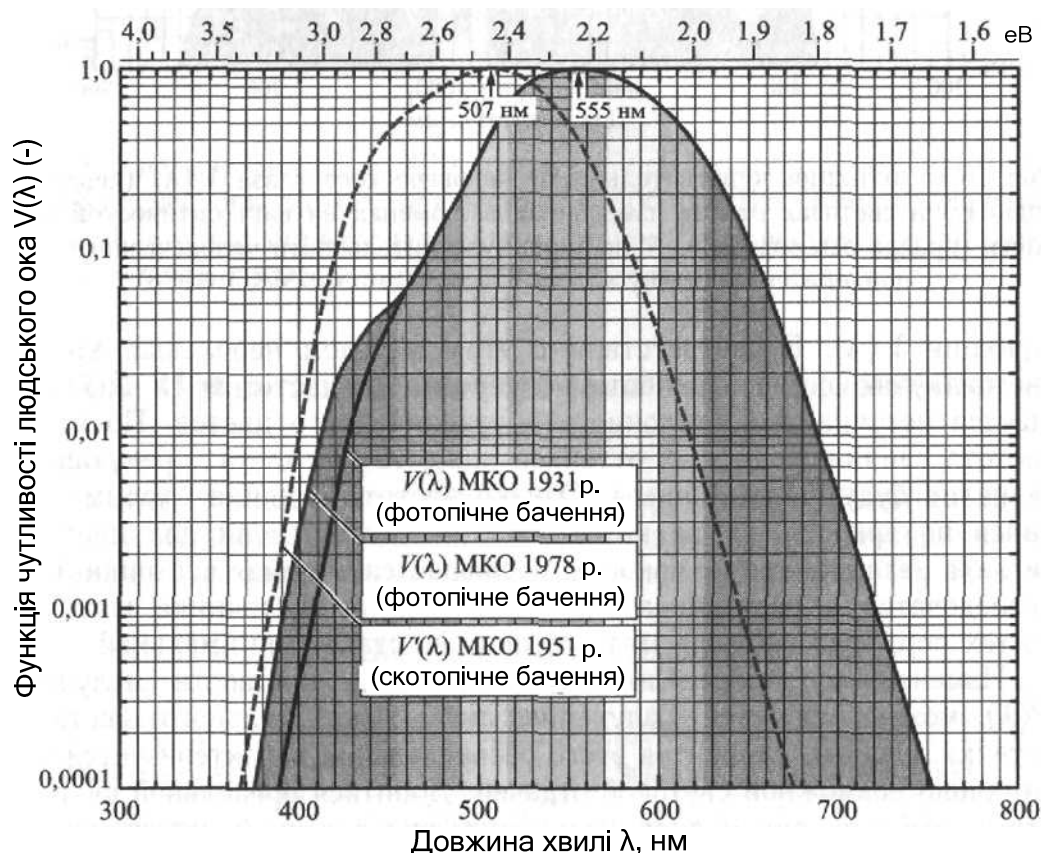


Рис. 1.2 – Порівняння функції чутливості людського ока $V(\lambda)$ МКО 1931 і 1978 років для фотопічного режиму бачення. Тут також показана функція чутливості ока $V'(\lambda)$ в режимі скотопічного бачення, яка використовується за низьких рівнів зовнішньої освітленості

Максимальна чутливість ока припадає на довжину хвилі 555 нм, яка знаходиться в зеленій області спектра. На цій довжині чутливість ока дорівнює 1, тобто $V(555 \text{ нм}) = 1$. Видно, що у функції $V(\lambda)$ МКО 1931 р. занижена чутливість людського ока у блакитній області спектра ($\lambda < 460 \text{ нм}$). У таблиці 1.1 приведені числові значення функцій денного $V(\lambda)$ і нічного бачення $V'(\lambda)$.

На рис. 1.2 наведена функція $V'(\lambda)$ чутливості людського ока для режиму скотопічного бачення. Пік чутливості в режимі скотопічного бачення припадає на довжину хвилі 507 нм. Це значення набагато менше за довжину хвилі максимуму чутливості в режимі фотопічного бачення.

1.3. Основні радіометричні (енергетичні) та фотометричні (світлові) одиниці

Радіометричні одиниці характеризують фізичні властивості електромагнітних випромінювань. Їх, зокрема, використовують для опису випромінювань у термінах фізичних величин, наприклад, кількості фотонів,

енергії фотона, *оптичної потужності* (яку часто називають *світловим потоком*).

Таблиця 1.1 – Відносна спектральна світлова ефективність випромінення для стандартного фотометричного спостерігача МКО

Довжина хвилі λ , нм	Денне бачення $V(\lambda)$	Нічне бачення $V'(\lambda)$
380	0,0000	0,000589
390	0,0001	0,002209
400	0,0004	0,00929
410	0,0012	0,03484
420	0,0040	0,0966
430	0,0116	0,1998
440	0,023	0,3281
450	0,038	0,455
46	0,060	0,567
470	0,091	0,676
480	0,139	0,793
490	0,208	0,904
500	0,323	0,982
510	0,503	0,997
520	0,710	0,935
530	0,862	0,811
540	0,954	0,60
550	0,995	0,481
560	0,995	0,3288
570	0,952	0,2076
580	0,870	0,1212
590	0,757	0,0655
600	0,631	0,03315
610	0,503	0,01593
620	0,381	0,00737
630	0,265	0,003335
640	0,175	0,001497
650	0,107	0,000677
660	0,061	0,0003129
670	0,032	0,0001480
680	0,017	0,0000715
690	0,0082	0,00003533
700	0,0041	0,00001780
710	0,0021	0,00000914
720	0,00105	0,00000478
730	0,00052	0,000002546
740	0,00025	0,000001379
750	0,00012	0,000000760
760	0,00006	0,000000425
770	0,00003	0,000000241
780	0,000015	0,000000139

Проте, коли мова йде про сприйняття випромінення людським оком, використовувати радіометричні одиниці недоречно. Так інфрачервоне випромінення не сприймається оком людини. Тому для характеристики світла - та кольоросприйняття ока застосовують не радіометричні, а фотометричні одиниці.

Вихідним фізичним поняттям під час побудови систем радіометричних і фотометричних величин є енергія, яка переноситься випроміненням або, інакше кажучи, променева енергія. На практиці частіше доводиться розглядати випромінювану потужність, як і потужність, яка переноситься або сприймається. У системі енергетичних (променевих) величин потужність випромінення називається *променевим потоком або потоком випромінення*. Можна говорити, наприклад, про повний променевий потік будь-якого джерела або про частину його, про променевий потік, який падає на будь-яку поверхню і т. і.

Для вимірювання променевого потоку використовуються загальноприйняті одиниці потужності, наприклад, ватти (Вт, W).

Очевидно, якщо випромінення складне, тобто складається із декількох монохроматичних випромінювань, то повний променевий потік такого випромінення складається із суми монохроматичних променевих потоків. Для лінійчастого спектра, наприклад, можна записати:

$$\Phi_e = \sum_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \Phi_e(\lambda_i), \quad (1.6)$$

де Φ_e – повний променевий потік; $\Phi_e(\lambda_i)$ – променеві потоки ліній з довжинами хвиль λ_i . Для аналогічних енергетичних і світлових величин застосовуються однакові буквенні позначення, які відрізняються індексами e (energetic) і v (visible) відповідно. Коли немає необхідності відрізняти ці величини, індекси можуть бути опущені.

У випадку суцільного спектра повний променевий потік визначається інтегруванням:

$$\Phi_e = \int_0^{\infty} \Phi_\lambda d\lambda, \quad (1.7)$$

де Φ_λ – величина, яка може бути названа спектральною густиною променевого потоку, тобто променевий потік, який припадає на одиничний інтервал довжин хвиль:

$$\Phi_\lambda = \frac{d\Phi_e}{d\lambda}. \quad (1.8)$$

Необхідно мати на увазі, що величини $\Phi(\lambda)$ і Φ_λ мають різний фізичний зміст і різну розмірність. На рис 1.3, а і б наведені приклади графічного представлення лінійчастого та суцільного спектра.

На рис 1.3, а ординати становлять весь променевий потік цієї спектральної лінії. Якщо мати на увазі, що в дійсності кожна лінія становить випромінення в певному вузькому інтервалі довжин хвиль, стає зрозуміло, що

під променевим потоком лінії розуміють інтервал спектральної густини променевого потоку в межах цього інтервалу.

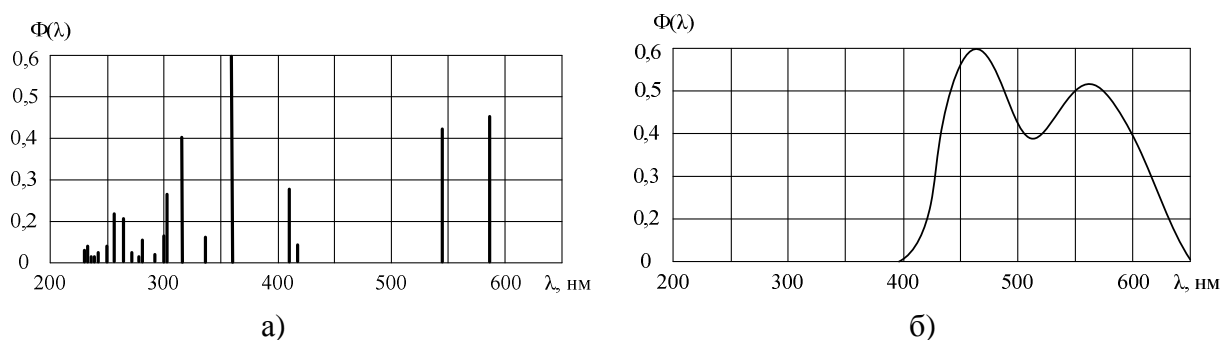


Рис. 1.3 – Спектри випромінення
а – лінійчастий (ртутна лампа ДРТ – 375); б – суцільний (екран кінескопа)

На рис 1.3, б ординатами служать значенням спектральної густини променевого потоку. Значення променевого потоку в межах будь-якого спектрального інтервалу визначається площиною під кривою в межах цього інтервалу, зокрема, повний променевий потік відповідає повній площі під кривою.

Одиницями величини Φ_λ служать одиниці потужності, віднесені до одиниць, у яких вимірюється довжина хвилі, наприклад, ватти на нанометр.

Як уже відмічалось, випромінення можна характеризувати замість довжини хвилі частотою або хвильовим числом, а також функцією із цих величин. Відповідно до цього цим і спектральну густину випромінення можна визначити не за довжинами хвилі, а за частотами, хвильовим числами та ін.

Наприклад, $\Phi_\nu = \frac{d\Phi_e}{d\nu}$. Це будуть величини, відмінні за фізичним змістом і розмірністю від Φ_λ . Спектральна густина Φ_ν – це променевий потік, який припадає на одиничний інтервал частот, і вимірюється вона має у ваттах на герц.

В системі світлових величин аналогічно променевому потоку, є *світловий потік*, тобто потужність випромінення, яка оцінюється за його дією на середнє людське око.

Із цього визначення витікає, що світловий потік лінійчастого спектри необхідно обчислювати за формулою:

$$\Phi_v = K_m \sum_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \Phi_e(\lambda) V(\lambda), \quad (1.9)$$

тобто під час підсумовування променевих потоків окремих ліній брати частки, пропорційні відносній чутливості ока до цих ліній – $V(\lambda)$. Очевидно, що випромінення, яке лежить у невидимих областях спектра, не входить до світлового потоку.

Коефіцієнт K_m – нормуючий множник, що залежить від вибору одиниці світлового потоку. Якщо б, наприклад, світловий потік вимірювався в

одиницях, які за $V_{\text{макс}}(\lambda) = 1$ (тобто за $\lambda = 555$ нм) дорівнювали ватту, то K_m дорівнював би одиниці.

Оскільки система світлових величин з'явилася раніше за систему енергетичних величин, для світлового потоку була прийнята незалежна одиниця – люмен (лм, lm). За сучасними даними при $\lambda = 555$ нм 1 лм дорівнює $\frac{1}{683}$ Вт.

Таким чином, для одержання світлового потоку в люменах, коли променеві потоки ліній Φ_λ подані у ваттах, необхідно прийняти $K_m = 683$ лм/Вт. K_m становить собою максимальне значення *видноти*, або інакше кажучи, *світлової ефективності* випромінення – відношення світлового потоку до відповідного променевого потоку.

Якщо в максимумі кривої відносної видноти (відносної спектральної світлової ефективності) 1 Вт дорівнює 683 лм, то, наприклад, за довжини хвилі 500 нм він уже дорівнює 220 лм, за довжини хвилі 700 нм – 2,8 лм ін.д.

Для уточнення значення люмена зазначимо, що світловий потік нормальної лампи розжарювання потужністю 60 Вт складає залежно від типу 550–750 лм, світловий потік свічки – 10 лм.

Для суцільного спектра світловий потік визначається, відповідно, виразом:

$$\Phi_v = K_m \int_0^\infty \Phi_e(\lambda) V(\lambda). \quad (1.10)$$

Із визначення (1.9) і (1.10) видно, чому умовний характер меж видимої області практично не впливає на обчислення світлових величин. Функція $V(\lambda)$ поблизу меж зменшується дуже швидко, і тому зміна фактичних границь підсумовування (або інтегрування) на певний інтервал біля межі мало впливає на результат.

1.4. Сила світла (сила випромінення)

Поняття променевого і світлового потоків є основою утворення похідних величин, необхідних у фотометричній практиці.

Звичайні джерела випромінюють у різних напрямках неоднаково. Для того, щоб характеризувати розподіл потоку за напрямками, необхідно ввести величини, які характеризують просторову (кутову) густину потоку. Це зробити простіше (хоча таке спрощення не обов'язкове), якщо розглядати випромінення на відстанях, більших порівняно з розмірами джерел, інакше кажучи, на відстанях, за яких джерело можна вважати точковим.

Очевидно, що будь-яке джерело можна вважати точковим за достатньо великих відстанях. Питання про те, у скільки разів відстань для цього має перевищувати максимальний розмір джерела, залежить від умови задачі.

Кутова густина променевого потоку називається *силою випромінення*, або *енергетичною силою світла*, і визначається виразом:

$$S_e = \frac{d\Phi_e}{d\Omega}, \quad (1.11)$$

де $d\Phi_e$ – променевий потік, який розповсюджується в цьому напрямку в середині елементарного тілесного кута $d\Omega$, що містить цей напрямок (рис. 1.4).

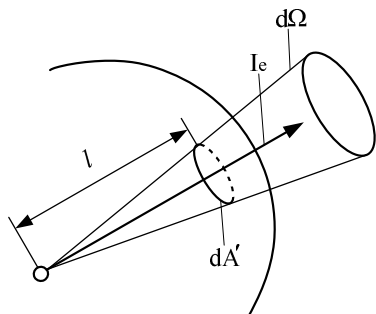


Рис. 1.4 – Елементарний тілесний кут і сила випромінення

Тілесний кут є мірою множини прилеглих один до одного напрямків у просторі. Він вимірюється площею, яка на поверхні сфери одиничного радіуса вирізає конічну поверхню, що містить всі ці напрямки й має вершину в центрі сфери, або, що те ж саме, відношення площі, яка вирізається на поверхні сфери довільного радіуса, до квадрату радіуса.

$$d\Omega = \frac{dA'}{l^2}, \quad (1.12)$$

де dA' – площа, яка вирізається конічною поверхнею; l – радіус сфери.

Одиницею тілесного кута є стерadian (ср, sr) – тілесний кут, який вирізає на сфері з центром у його вершині площу, що дорівнює квадрату радіуса. Очевидно, що тілесний кут повного простору дорівнює 4π . Корисно мати на увазі, що тілесний кут, так само як і плоский, по суті, – безрозмірна величина.

Одиниця сили вимірювання – ватт на стерadian. Аналогічна світлова величина – сила світла.

$$I_v = \frac{d\Phi_v}{d\Omega}. \quad (1.10)$$

Ця величина характеризується розподілом за напрямками світлового потоку Φ_v .

Одиниця сили світла – люмен на стерadian – має спільну назву кандела (Кд, cd), яка належить до основних одиниць вимірювання Міжнародної системи СІ.

Наразі використовується таке визначення одиниці сили світла: „Сила світла монохроматичного джерела з потужністю випромінення (1/683) Вт на довжині хвилі 555 нм у межах тілесного кута 1ср (стерadian) дорівнює 1 кд”.

Світловий потік від монохроматичного джерела з потужністю випромінення (1/683) Вт на довжину хвилі 555 нм дорівнює, у свою чергу, 1лм (люмен).

Із порівняння визначень кандели та люмени витікає, що 1 кандела дорівнює 1 люмену, поділеному на 1 стерadian, тобто $1\text{кд} = 1\text{лм/ср}$.

Звідси знаходимо, що світловий потік ізотропного джерела випромінення з силою світла 1кд дорівнює 4π лм або 12,57лм.

Для унаочнення розподілу сили світла (або випромінення) у просторі застосовують поняття *фотометричного тіла* випромінення. Фотометричне тіло

утворюється поверхнею, яка є геометричним містом кінців радіус-векторів, що становить силу світла (випромінення) випромінювача.

Якщо фотометричне тіло цього джерела має осьову симетрію, воно називається симетричним. Для симетричного джерела достатньо задати меридіанальний розріз фотометричного тіла – *криву сили світла*.

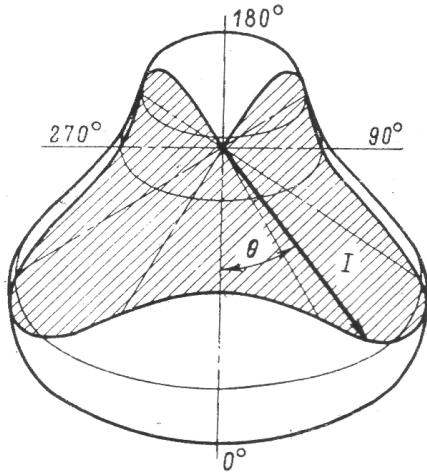


Рис. 1.5 – Фотометричне тіло. Заштрихований розріз – крива сила світла

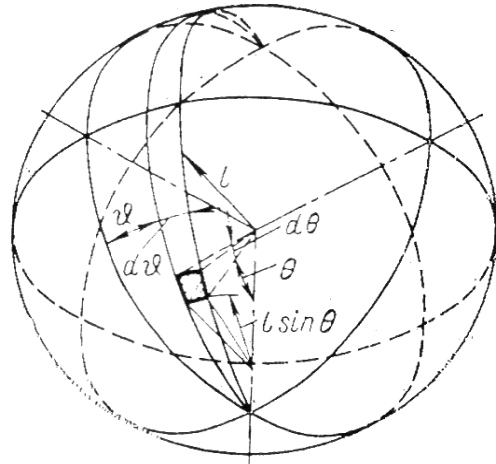


Рис. 1.6 – Елементарний тілесний кут у сферичній системі координат. Кут Θ у світлотехніці відраховується від вісі, спрямованої вниз

На рис. 1.5 наведено приклад фотометричного тіла і кривої сили світла.

На практиці зустрічається задача, коли за заданим фотометричним тілом джерела необхідно розраховувати, його повний потік:

$$\Phi = \int_{4\pi} I d\Omega \quad (1.14)$$

Загалом випадку елементарний тілесний кут може бути виражений через плоскі кути сферичної системи координат (рис. 1.6.):

$$d\Omega = \sin\Theta d\Theta d\vartheta. \quad (1.15)$$

Відповідно до цього:

$$\Phi = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} I(\Theta, \vartheta) \sin\Theta d\Theta d\vartheta. \quad (1.16)$$

За такою формулою шляхом числового інтегрування можна розрахувати потік несиметричного джерела, якщо для нього задати значення $I(\Theta, \vartheta)$.

Для симетричного джерела задача дещо спрощується. У цьому випадку сила світла залежить тільки від кута Θ , і в якості елементарного тілесного кута можна прийняти кут між конічними поверхнями з кутами при вершині Θ і $\Theta+d\Theta$ (рис. 1.7).

$$d\Omega = 2\pi \sin\Theta d\Theta. \quad (1.17)$$

Звідси

$$\Phi = 2\pi \int_0^{\pi} I(\Theta) \sin\Theta d\Theta \quad (1.18)$$

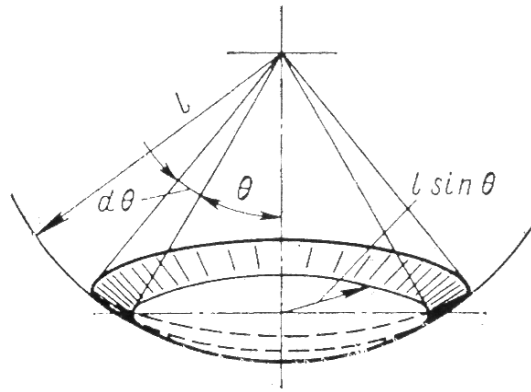


Рис. 1.7 – Елементарний тілесний кут для обчислення симетричного світлорозподілу

У світлотехніці розроблено методи, які спрощують числові або графічне визначення потоку за формулами (1.16) і (1.18), метод кутових коефіцієнтів (кути Рассела, Russel), метод Руссо (Rousseayux) та ін.

1.5. Освітленість (опроміненість)

Для характеристики рівня освітленості (або опроміненості) поверхні, на яку падає потік, і розподілу потоку вздовж поверхні використовують освітленість і опроміненість – величини, які визначають поверхневу густину потоку:

$$E = d\Phi / dA , \quad (1.19)$$

де $d\Phi$ де dA – елемент опроміненої поверхні, що падає на цей елемент потоку. Очевидно, якщо потік розподіляється на поверхні рівномірно, то

$$E = \Phi / A , \quad (1.20)$$

де Φ – потік, що падає на всю поверхню A .

Одиниця вимірювання опроміненості – ватт на квадратний метр; одиниця освітленості люмен на квадратний метр – має назву люкс (лк, lx).

Освітленість під прямими сонячними променями в середині дня в середніх широтах приблизно 100 000 лк, освітленість від повного місяця – 0,2 лк. Сучасні вимоги до освітленості на письмових столах, партах, креслярських дошках – 300-500 лк; для особливо тонких робіт – до 5000 лк.

Освітленість у точці на поверхні можна легко пов'язати з силою світла точкового джерела (рис. 1.8).

Із (1.11) витікає:

$$d\Phi = Id\Omega ,$$

тому

$$\begin{cases} E = Id\Omega / dA ; \\ d\Omega = dA' / l^2 = dA / \cos \Theta l^2 , \end{cases} \quad (1.21)$$

де Θ – кут між напрямком випромінювання падає, що, і нормаллю до поверхні A .

Кінцевий результат:

$$E = \frac{I \cos \Theta}{l^2}. \quad (1.22)$$

Якщо поверхня нормалі до напрямку розповсюдження випромінення, то

$$E = \frac{I}{l^2}. \quad (1.23)$$

Цю залежність часто називають законом обернених квадратів.

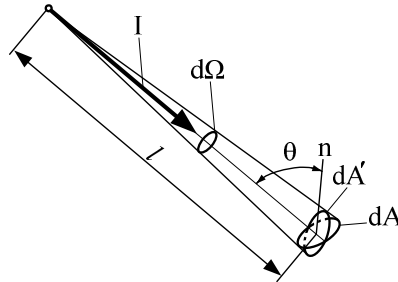


Рис. 1.8 – До розрахунку освітленості n – нормаль до освітлюваної площини dA

Коли розмірами джерела неможливо знехтувати порівняно з відстанню до опромінювальної поверхні, завдання визначення опроміненості за характеристиками джерела ускладнюється.

1.6. Світимість

Будь-яке реальне джерело має кінцеві розміри, якими в безпосередній близькості до нього знехтувати неможливо. Для деяких практичних задач необхідно знати розподіл потоку джерела по його поверхні – поверхневу густину потоку на джерелі:

$$M = \frac{d\Phi}{dA}, \quad (1.24)$$

де A – поверхня джерела.

Ця величина називається *світимістю*, якщо під Φ розуміти світловий потік, або *енергетичною світимістю* у випадку променевого потоку.

Розмірність цих величин, очевидно, аж, що і для освітленості й опроміненості. Одиниці вимірювання для енергетичної світимості – ватт на квадратний метр, для світимості – люмен на квадратний метр (назва люкс у цьому випадку не застосовується).

1.7. Яскравість

Світимість визначає потік, випромінюваний одиницею поверхні джерела в цій точці, але не дає інформації про те, як цей потік розподіляється за напрямками. Будь-який елемент поверхні може випромінювати в межах тілесного кути 2π , тобто в межах половини всіх можливих у просторі напрямків (у цьому випадку припускається, що елемент поверхні джерела випромінює тільки у зовнішню половину простору). Розподіл випромінення в цих межах, у принципі, має бути різним.

Для того, щоб характеризувати цей розподіл, вводиться поняття *яскравості*, у системі енергетичних величин йому відповідає *енергетична яскравість*.

Під час визначення яскравості розглядають не потік, а силу світла елемента поверхні, оскільки саме ця величина характеризує розподіл потоку за напрямками. Значення сили світла відносять не до площі самого елемента, а до площі його проекції на площину, перпендикулярну тому напрямку, у якому визначають яскравість. Таким чином, яскравість цієї точки джерела

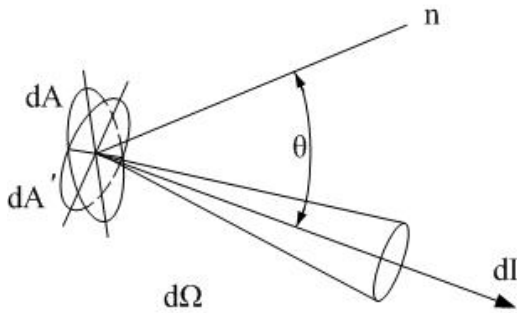


Рис. 1.9 – До розрахунку яскравості
n – нормаль до випромінюючої поверхні dA

в цьому напрямку – це відношення сили світла елемента поверхні у вибраному напрямку до площі його проекції, на площину, перпендикулярну цьому напрямку.

Звідси яскравість

$$L = \frac{dI}{dA'}, \quad (1.25)$$

де dA' – площа проекції елемента поверхні dA (рис. 1.9)

Оскільки

$$dA' = dA \cos \Theta,$$

де Θ – кут між нормаллю до поверхні й обраним напрямком, то

$$L = \frac{dI}{dA \cos \Theta}. \quad (1.26)$$

Очевидно, що за сталої по поверхні A яскравості

$$L = \frac{I}{A \cos \Theta}. \quad (1.27)$$

Ураховуючи, що $I = \frac{d\Phi}{d\Omega}$, яскравість можна визначити і так:

$$I = \frac{d^2\Phi}{d\Omega dA \cos \Theta}. \quad (1.28)$$

Одиниця енергетичної яскравості – Ватт на стерadian і на квадратний метр, одиниця яскравості – кандела на квадратний метр.

Яскравість є найбільш складною із величин, утворених із поняття про потік випромінювання. На відміну від всіх описаних вище величин, вона є другою похідною від потоку (по куту і площі) і фізичний зміст її не такий наочний, як зміст перших похідних. Необхідність введення цього поняття зумовлена його практичною важливістю; можна відмітити, наприклад, що з поняттям яскравості доводиться стикатися значно частіше, ніж із поняттям світимості. Саме яскравість безпосередньо оцінює око – поверхні рівної яскравості представляються оку однаково світлими.

Деякі характерні приблизні значення яскравості, кд/м²

1. Сонце – $1,5 \cdot 10^9$;

2. Дуга ксенонової лампи надвисокого тиску;
3. Катодна пляма – $2 \cdot 10^{10}$;
4. Нитка лампи розжарювання – $(1,5 - 30) \cdot 10^6$;
5. Полум'я стеаринової свічки – $5 \cdot 10^3$;
6. Люмінесцентні лампи – $(3 - 11) \cdot 10^3$;
7. Екран телевізора (рівень білого) – $1 \cdot 10^2$;
8. Нічне безмісячне небо – $1 \cdot 10^{-4}$;
9. Найменша яскравість, яка сприймається оком – $1 \cdot 10^{-6}$.

1.8. Інтегральні за часом величини

Для деяких із розглянутих вище понять доцільно ввести величини, які утворюються шляхом інтегрування за часом. Є процеси, за яких визначальну роль відіграє не потужність, а енергія випромінення, одержана за час процесу. Очевидно, якщо початок і кінець процесу відповідає моментам часу t_1 і t_2 , то енергія випромінення, або інакше кажучи, променева енергія дорівнює:

$$\mathcal{E} = \int_{t_1}^{t_2} \Phi dt . \quad (1.29)$$

Одиниця променевої енергії – джоуль (Дж, j).

Аналогічна світлова величина – світлова енергія – вимірюється в люмен – секундах (лм·с, lm·s).

Променева енергія, яка попадає на одиницю опроміненої поверхні за час $t_1 - t_2$, називається *енергетичною експозицією*.

$$H = \frac{d\mathcal{E}}{dA} = \int_{t_1}^{t_2} E dt . \quad (1.30)$$

Одиниця енергетичної експозиції – джоуль на квадратний метр.

Відповідна світлова величина – експозиція. Одиниця експозиції – люкс – секунда.

1.9. Спектральні величини

Вище було введено поняття спектральної густини променевого потоку. Очевидно, що поняття спектральної густини можна застосувати до будь-яких величин для вимірювання випромінення, енергетичної світимості і яскравості, опроміненості, а також до спектральної густини інтегральних за часом величин, наприклад, променевої енергії.

1.10. Ефективні величини й одиниці

Подібно до системи світлових величин, які оцінюють випромінення за його дією на око, можна побудувати спеціальні системи для оцінки випромінення за дією на будь-який приймач. Величини, які складають такі системи, називаються *ефективними*. Вони утворюються під час підсумовування або інтегрування відповідних енергетичних величин за спектром так само, як і світлові, – із врахуванням чутливості приймача. До виразів аналогічно (1.9) і

(1.10) замість відносної спектральної чутливості ока підставляється відносна спектральна чутливість цього приймача – величина, яка оцінює його реакцію на випромінення залежно від довжини хвилі.

Оскільки такі системи будуються на базі вже існуючої системи променевих величин, для коефіцієнта K_m можна обрати значення, яке дорівнює одиниці. Тоді одиниця ефективної величини (наприклад, потоку) у максимумі кривої чутливості буде дорівнювати одиниці енергетичної величини (для ефективного потоку – одному ватту). Таким чином, ефективні потоки визначаються виразом:

$$\Phi_S = \sum_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \Phi(\lambda)S(\lambda) \quad (1.31)$$

або
$$\Phi_S = \int_0^{\infty} \Phi(\lambda)S(\lambda)d\lambda, \quad (1.32)$$

де $S(\lambda)$ – відносна спектральна чутливість цього приймача.

Добре відомі на практиці дві такі системи: *бактерицидна й еритемна*.

Перша оцінює випромінення за його здатністю знищувати бактерії, другу – створювати еритиму – почервоніння шкіри, яке переходить у засмагу. Одиниці вимірювання – бакт і ер – рівні ватту за довжинах хвиль максимумів відповідних кривих. Перевагою будь-якої системи ефективних величин є те, що за їхньою допомогою можна безпосередньо порівнювати випромінення різного спектрального складу з точки зору, яка нас цікавить у цьому випадку. Під час порівняння тих же випромінювань за допомогою променевих величин необхідно враховувати ефективність дії кожного з них на цей приймач.

Завдяки величезній ролі, яку в діяльності людини відіграє зір, світлові величини з'явилися раніше й використовуються частіше, ніж променеві. Інші приймачі не мають такого значення, тому створення для них спеціальних систем загального користування не завжди виправдовується, у багатьох випадках краще, можливо, вводити коефіцієнт, який враховує ефективність дії інтересуючого нас випромінення на цей приймач.

Недоліком ефективних величин є, зокрема, те, що, криві $S(\lambda)$ здебільшого не так добре вивчені, як відносна видність $V(\lambda)$, більш того, вони зазвичай належить до якого-небудь окремого випадку (крива бактерицидної дії, наприклад, одержана для одного виду бактерій). Будь-яка же зміна або уточнення кривої $S(\lambda)$ пов'язані з фактичною зміною одиниці вимірювання.

1.11. Коефіцієнт корисної дії та світлова віддача джерела. Світлова ефективність випромінення

Коли випромінення оцінюється в енергетичних одиницях, ефективність джерела зазвичай можна визначити коефіцієнтом корисної дії. У тих же випадках, коли приймачем випромінення є око, і воно вимірюється у світлових одиницях, замість коефіцієнта корисної дії застосовують поняття *світлової віддачі* – відношення випромінюваного світлового потоку до спожитої

джерелом потужності. Очевидно, що вимірюється ця величина в люменах на ватт.

У люменах на ватт вимірюється і *світлова ефективність* випромінення – відношення світлового потоку випромінення цього спектрального складу до його променевого потоку. Будь-якому спектральному складу випромінення відповідає визначена світлова ефективність. Для лінійчастого спектру її можна подати у вигляді такої формули:

$$K = \frac{K_m \sum_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \Phi(\lambda)V(\lambda)}{\sum_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \Phi(\lambda)}, \quad (1.33)$$

для суцільного

$$K = \frac{K_m \int_0^{\infty} \Phi(\lambda)V(\lambda)d\lambda}{\int_0^{\infty} \Phi(\lambda)d\lambda}. \quad (1.34)$$

Наприклад, світлова ефективність випромінення чорного тіла за температури 5500 К (за спектральним складом близького до прямих сонячних променів) дорівнює 91 лм/Вт.

Також, як і світловою ефективністю, можна користуватися коефіцієнтами, які враховують ефективність дії випромінення на будь-який приймач з заданою відносною спектральною чутливістю $S(\lambda)$.

Список джерел

1. Справочная книга по светотехнике / Под ред. Ю. Б. Айзенберга. - 3-е изд., перераб. и доп. – М. : Знак, 2006. – 972 с.
2. Международный светотехнический словарь (International lighting vocabulary). / Публикация МКО (СІЕ) 1.1. № 17-1970 ; рус. текст под общ. ред. д-ра техн. наук Д. Н. Лазарева. - 3-е изд. – М. : Русский язык, 1979. – 280 с.

2. ОПТОЕЛЕКТРИЧНІ ВИМІРЮВАЛЬНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ (приймачі оптичного випромінення)

У сучасній техніці вимірювання параметрів і характеристик оптичного випромінення домінує оптоелектричне вимірювальне перетворення, структура якого наведена на рис. 2.1.

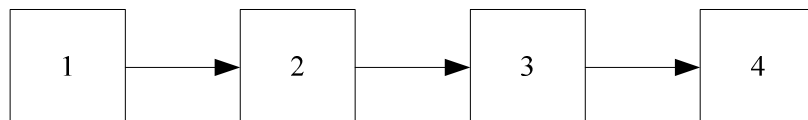


Рис. 2.1 – Структура оптоелектричного вимірювального перетворення:

1 – джерело випромінення; 2 – оптичний елемент або система; 3 – первинний вимірювальний перетворювач – приймач випромінення; 4 – вимірювальний ланцюг – система вторинного перетворення електричного сигналу, реєстрація й обробка вимірювальної інформації

Об'єкт, що досліджується або вимірюється є джерелом як оптичної потужності (або потоку), так і інформації, яка переноситься потоком про властивості, параметри та характеристики об'єкта.

Здебільшого потік припадає на вхід оптичного елемента або системи 2, які не змінюють фізичну природу вхідної оптичної величини. Разом із тим елементом або системою 2 здійснюється деякі перетворення вхідного потоку, яке у випадку попередньої метрологічної атестації елемента або системи 2 або їхнього відповідного конструювання у складі вимірювального пристрою, можна вважати оптичним вимірювальним перетворенням.

Відповідно, у цьому випадку елемент або систему 2 можна віднести до розряду оптичних вимірювальних перетворювачів (ОВП).

Вихідний потік ОВП потрапляє на робочу площину приймача випромінення 3, який перетворює оптичну величину на фізичну, але іншої природи, здебільшого електричну (струм, напруга, зміна пасивних параметрів електричних ланцюгів, частоти або фази). Якщо між вхідними оптичним сигналом і вихідними електричним сигналом приймача випромінення є однозначна функціональна залежність (характеристика або коефіцієнт перетворення), яка приписується приймачу й витримується ним протягом певного часу з гарантованою точністю, то такий приймач належить до розряду первинних оптоелектричних вимірювальних перетворювачів (ОЕВП), що визначають переважно принцип вимірювання.

На цьому власне оптоелектричне вимірювальне перетворення закінчується, далі вихідний електричний сигнал ОЕВП може мати низку традиційних вимірювальних перетворень, які закінчуються реєстрацією й відображенням результатів вимірювань, включаючи й можливу їхню математичну обробку. Цю частину 4 вимірювальної системи називають вимірювальним ланцюгом.

Таким чином, оптоелектричне вимірювальне перетворення є основною частиною вимірювального процесу, який виконується методом прямого перетворення вимірюваної оптичної величини на електричний сигнал

вимірювальної інформації. Це означає, що подібні вимірювальні процеси притаманні просто одній із різновидностей електричних вимірювань неелектричних величин, теоретичні й методологічні основи яких добре вивчені й, по суті, канонізовані багато років тому [1].

Під час вибору перетворювача за призначенням доводиться враховувати робочий (іноді й більш широкий динамічний) діапазон за інтенсивністю вхідного оптичного сигналу, що характеризує вимірюваний об'єкт, спектральний склад падаючого випромінення, його просторовий розподіл, ширину смуги частот, швидкість зміни інтенсивності в часі, стан поляризації.

Можна констатувати, що практично всі застосовувані в оптичній радіометрії й у системах детектування оптичних сигналів перетворювачі оптичних величин поділяються на теплові та фотонні. Вони мають дві загальні класифікаційні властивості, які притаманні як тепловим, так і фотонним групам ОЕВП, вони становлять їхні суттєві відмінності. До них належать вибірковість та інерційність.

Для багатьох вимірювальних завдань важлива відмінність між **селективними й неселективними ОЕВП**. У селективних ОЕВП **чутливість**, або **характеристика перетворення**, до сприйнятого випромінення залежить від довжини хвилі. У протилежному випадку ОЕВП уважаються неселективними, хоча ідеально неселективних ОЕВП у природі не існує.

Інерційність ОЕВП визначає його швидкодію, і таким чином, – можливість вимірювального перетворення сигналів змінюючихся в часі. Цей параметр у вигляді сталої часу або відповідна характеристика на змінний оптичний сигнал визначає побудову наступного електричного вимірювального ланцюга, призначення якого – по можливості невикривлена реєстрація, обробка та відображення кількісної інформації про об'єкт. Найважливішою характеристикою будь-якого ОЕВП є залежність вихідної величини, яка відображає реакцію перетворювача (наприклад, електричний струм або напруга), від сприйнятої ним вхідної світлової (фотометрія) або енергетичної (радіометрія) величини – **світлової характеристики** (фотометрії), або **характеристикою перетворення** (як фотометрії, так і радіометрії).

Параметр ОЕВП, який відображає реакцію перетворювача в околиці цієї точки характеристики на невеликий приріст вхідної величини, називається **коефіцієнтом перетворення** $K_{\text{пер}}$, або **чутливістю**.

Якщо світлова характеристика, або характеристика перетворення, лінійні в робочому діапазоні інтенсивностей, то $K_{\text{пер}} = \text{const}$. Для розв'язання вимірювальних задач зазвичай намагаються підібрати ОЕВП з лінійною характеристикою, але це не завжди вдається. Тоді в ОЕВП з нелінійною характеристикою під $K_{\text{пер}}$ розуміють її нахил, тобто похідну в цій точці характеристики вихідної величини за вхідною.

Необхідно відмітити, що під час вимірювань потоку випромінення або похідних від нього величин, коли немає необхідності враховувати спектральний склад променевого потоку, характеристику й коефіцієнт перетворення називають інтегральними. За необхідності виконання

вимірювання світлових або радіаційних потоків випромінення з врахуванням їхнього спектрального складу й використання селективних ОЕВП використовують спектральні коефіцієнти й характеристики перетворення.

Відгук ОЕВП на потік монохроматичного випромінення називають спектральним $K_{\text{пер } \lambda}$:

$$K_{\text{пер } \lambda} = \frac{i_{\lambda}}{\Phi_{\lambda}} = \frac{di_{\lambda}}{d\Phi_{\lambda}}, \quad (2.1)$$

де i_{λ} – вихідний струм (вихідна величина ОЕВП); Φ_{λ} – вхідний монохроматичний потік випромінення.

У науково-технічних джерелах розповсюджені поняття інтегральної (S_0) і спектральної (S_{λ} , $S(\lambda)$) чутливості приймачів (детекторів) оптичного випромінення. Терміни „коефіцієнт перетворення” і „чутливість” прийнято вважати синонімами.

Абсолютною спектральною характеристикою перетворення ОЕВП є залежність спектрального $K_{\text{пер } \lambda}$ від довжини хвилі λ випромінення $K_{\text{пер } \lambda}(\lambda)$.

Відносною спектральною характеристикою перетворення ОЕВП є залежність спектрального $K_{\text{пер } \lambda}(\lambda)$, віднесеного до максимального значення, від довжини хвилі λ випромінення $K_{\text{пер } \lambda}(\lambda)/K_{\text{пер } \lambda \text{ max}}$.

Постійна часу ОЕВП – величина, яка характеризує швидкість збільшення або зменшення сигналів (зазвичай в e разів), що змінюються за експоненціальним законом. Під час опису параметрів і характеристик ОЕВП і детекторів інколи наводять зростання перехідної характеристики або повну тривалість на напіввисоті від максимуму **імпульсної перехідної характеристики**.

Зональна характеристика ОЕВП відображає розподіл $K_{\text{пер}}$ за приймаючою поверхнею його чутливого елемента. Непостійність $K_{\text{пер}}$, притаманну багатьом ОЕВП як теплової, так і фотонної груп, необхідно враховувати, оскільки у процесі градування та наступних вимірювань розподіл інтенсивностей у поперечних розрізах пучків, що падають, самі розрізи, положення їхніх енергетичних центрів (діаграми спрямованості випромінення) можуть відрізнитися.

Зупинимося тепер на специфічних параметрах фотонних детекторів, із якими нерідко доводиться працювати у схемах виявлення й обробки слабких і надслабких оптичних сигналів.

Одним із головних і найбільш характерних параметрів є відношення сигнал – шум (с/ш), тобто відношення величин, які характеризують корисний сигнал і адитивний шум у вигляді значень середніх потужностей, амплітуд і т. і.

Дуже важливим параметром, що характеризує детектори фотонної групи, які в подальшому називаються фотодетекторами, є квантовий вихід (КВ) (інколи застосовується термін „ефективний КВ”). Під КВ розуміють

ймовірність того, що фотон падає і породжує відчутний носій заряду. Вимірюється КВ у відносних одиницях (від 0 до 1) або у процентах (від 0 до 100 %). Навіть для найбільш чутливих фотодетекторів $KV < 1$.

Фотонний шум породжується випадковим потраплянням фотонів на приймальну поверхню фотодетектора. Через стохастичність процесу кількість фотонів, які потрапили на неї, упродовж заданого часового інтервалу, флюктуують навколо середнього значення, а дисперсія залежить від природи випромінювача: для когерентного (лазерного) випромінення характерний пуассонівський розподіл, а планківському випромінювачу відповідає розподіл Бозе – Ейнштейна.

Фоновий шум породжується випроміненням сторонніх джерел, які потрапляють у поле зору фотодетектора. Обмеження поля зору є одним із ефективних шляхів зниження рівня фонового шуму.

Темновий шум – це стохастично флюктууючий струм, що протікає у фотодетекторі за відсутності падаючого випромінення. Він зазвичай виникає внаслідок теплового збудження носіїв заряду в середині фотодетектора й може послаблюватися охолодженням останнього (часто до криогенних температур).

Джонсонівський (Найквіста) шум зумовлений флюктууючими напругами або струмом, викликаними випадковими рухами носіїв зарядів у резистивному середовищі. Зниження рівня шуму досягається охолодженням середовища або зменшенням опору.

Дробовий (Шоткі) шум виникає при протіканні струму по фотодетектору або по електричному ланцюгу, у який він уключений. Породжується випадковою появою носіїв заряду в будь-якій визначеній точці в середині схеми.

Генераційно-рекомбінаційний шум виникає внаслідок випадкових варіацій швидкостей генерації й рекомбінації вільних носіїв заряду в середині фотодетектора. Це джерело шуму домінує у квантових фотодетекторах у змузі електронних частот від 1 кГц до 1 МГц.

Шум внутрішнього підсилення викликаний флюктуаціями коефіцієнта внутрішнього підсилення таких фотодетекторів, як мікроканальні пластини (МКП), лавинні фотодіоди (ЛФД) і фоторезистори (ФР). Коефіцієнтом внутрішнього підсилення називається відношення кількості електронно-дірочних пар, генерованих потоком, що падає до енергетичного або фотонного параметра останнього.

Температурний шум – це шум фотодетектора, що породжується варіаціями температури, визначеними сторонніми (але не детектованими або вимірюваними) джерелами енергії.

Суворо кажучи, температурний шум є характеристикою не скільки фотонних, скільки спеціальних теплових детекторів (наприклад, тонкоплівочних болометрів).

Класифікація шумів і вищенаведені визначення дозволяють завершити цей параграф трьома найважливішими параметрами, які характеризують фотодетектори в режимі порогових вимірювань. До них належить, по-перше, **шумова еквівалентна потужність** (Noise Equivalent Power – NEP), тобто

оптична потужність у ваттах, яка необхідна для генерування фотоструму при відношенні с/ш = 1, віднесена до чутливості фотодетектора, а саме N_{rms}/S , де N_{rms} – середнє квадратичне значення шумового струму або напруги. Оскільки NEP визначає мінімальний виявлений сигнал, то його можна назвати **порогом чутливості фотодетектора**. Це означає, що корисні сигнали з рівнем нижче порога чутливості принципово неможливо визначити за допомогою метода прямого детектування й необхідно застосовувати спеціальні методи. По-друге, величина, обернена NEP, тобто $D=1/\text{NEP}$, іменується **виявною здатністю** фотодетектора, і зазвичай нормується третій параметр – **питома виявна здатність**:

$$D^* = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{\text{NEP}} \left[\frac{\text{см}\sqrt{\Gamma\text{ц}}}{\text{Вт}} \right], \quad (2.2)$$

де A – активна площа приймальної поверхні фотодетектора, Δf – змуга електронних частот.

2.1. Теплові ОЕВП

Оскільки саме ОЕВП виконують у ланцюзі оптоелектричного перетворення функцію **первинного вимірювального перетворювача**, у подальшому використовуватимемо скорочення ПВП.

Тепловий принцип перетворення полягає в тому, що у ПВП виконується як мінімум дворазове перетворення енергії, при цьому завжди в такому порядку: спочатку частина вхідної оптичної енергії у **приймальному елементі**: ПВП перетворюється на теплову, а потім частина теплової енергії, пропорційна вхідній оптичній величині, у **чутливому елементі** ПВП перетворюється на сигнал вимірювальної інформації, зручний для подальшої передачі, перетворювання або реєстрації. Частіше за все таким сигналом є зміна електричної величини – ЕРС (електрорушійна сила), опору, ємності, частоти та ін.

Рідше в чутливому елементі виконується перетворення теплової енергії для зміни неелектричних величин, які підлягають вимірюванню та реєстрації.

Класифікувати тепловий ПВП можна за принципами побудови їхніх окремих елементів і характеру взаємозв'язку між ними.

Першим у ланцюгу перетворення вимірюваної величини є приймальний елемент, який часто називають поглиначем.

За апертурою приймального елемента теплові ПВП можна умовно поділити на вузькоапертурні й широкоапертурні, що стосовно лазерного випромінення характеризує можливість перетворення енергії й потужності за відповідно малих і великих розмірах поперечних розрізів його пучків.

Апертура частково визначає лінійні розміри, поверхню та масу приймального елемента. Від розмірів поверхні залежить теплообмін із оточуючим середовищем або оболонкою ПВП.

Із цієї точки зору для зниження порогу чутливості під час вимірювання слабких потоків випромінення вигідно використовувати за рівної маси та теплоємності приймальні елементи малих розмірів.

Від маси приймального елемента може залежати швидкодія, коефіцієнт перетворення та лінійність теплового ПВП. Намагаючись збільшити перші два указані параметри ПВП, зменшують його масу. Для цього інколи функції приймального елемента покладають або на матеріал чутливого елемента, або на поглинаюче покриття, що наноситься на нього. Такі рішення характерні, наприклад, для піроприймачів, термоелементів і болометрів, які мають високу швидкодію та великий коефіцієнт перетворення. Суміщення приймального й чутливого елементів спостерігається також у деяких теплових ПВП, які мають постійну температуру, наприклад, в азотному. Цей ПВП становить приймальний елемент змінної маси, у якому частина рідкого азоту випаровується в процесі роботи.

Інколи буває корисним збільшувати масу приймального елемента. Наприклад, у тих випадках, коли під час роботи з високими рівнями енергії необхідно зменшити перегрів приймального елемента і тим самим покращити його лінійність у широкому динамічному діапазоні.

Теплові ПВП з достатньо масивним, конструктивно розвиненим приймальним елементом традиційно називають **калориметрами**.

За формою приймальні елементи ПВП можна поділити на **пласкі та порожнинні**. До останніх належать конічні, сферичні, циліндричні, комбіновані (рис. 2.2).

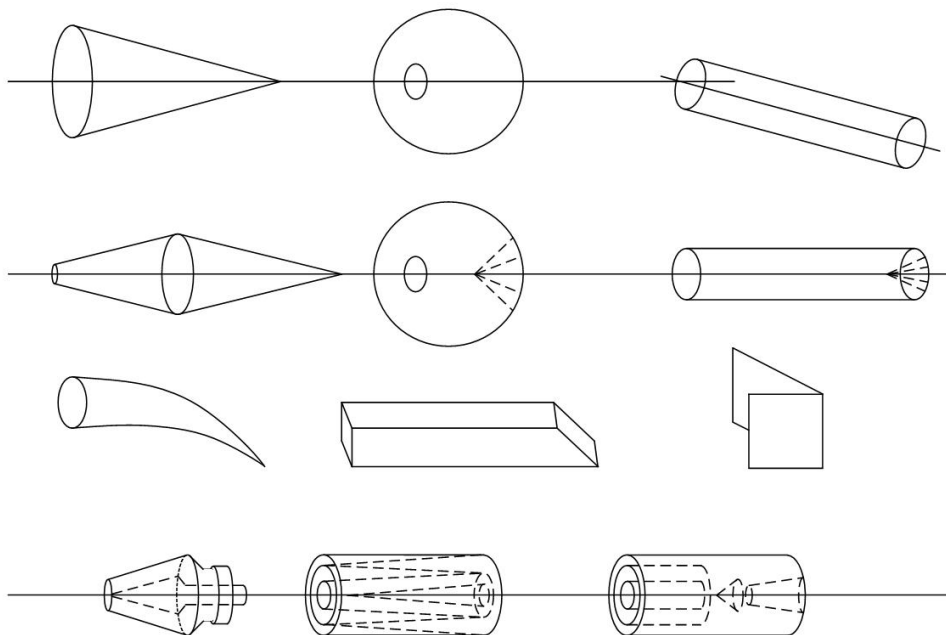


Рис. 2.2 – Конструкції порожнинних приймальних елементів теплових ПВП

Від форми приймального елемента залежить його поглинальна здатність, неселективність і стійкість до випромінювання. Вибір належної форми дозволяє значно покращити ці характеристики, властиві матеріалу приймального елемента або поглинаючого покриття, особливо за відсутності вхідної оптики. Крім того, за рівних апертури й товщини форма визначає лінійні розміри, масу та поверхню приймального елемента і ПВП в цілому, а отже, впливає на його швидкодію, коефіцієнт перетворення та межі динамічного діапазону.

Не можна не відмітити таку важливу конструктивну особливість більшості приймальних елементів теплових ПВП, як електричний нагрівач, який дозволяє проводити електричне градування перетворювачів за методом заміщення. Часто цей нагрівач прагнуть розташовувати таким чином по тілу приймального елемента, щоб характер температурних полів останнього за електричної й оптичної дій був, по можливості, однаковим.

Чутливі елементи за електричною вихідною величиною поділяються на термоелектричні, термоперетворювачі опору, ємнісні. У термоелектричних чутливих елементах використовується ефект виникнення термо-ЕРС (електрорушійна сила) між холодним і нагрітим з'ютами різнорідних металів і напівпровідників. Термоелектричні чутливі елементи можуть бути одноз'ютними та багатоз'ютними, тобто утворювати при послідовному включенні термоелектричних перетворювачів так звані термобатарей, що відповідно забезпечує підвищення чутливості ПВТ.

У чутливих елементах типу термоперетворювача опору вихідною величиною є зміна електричного опору. У випадках, коли батарея безпосередньо сприймає оптичне випромінення і практично відсутній конструктивно розвинений приймальний елемент, ПВП називають **термоелементами**.

У тих випадках, коли термоперетворювач опору безпосередньо сприймає оптичне випромінення і практично відсутній конструктивно розвинений приймальний елемент, ПВП називаються **болOMETрами**.

У ємнісних чутливих елементах загалом використовується залежність від температури діелектричної сталої речовини, розташованої між обкладами конденсатора, що призводить до зміни його ємності під час нагрівання оптичним випроміненням однієї з обкладок. У якості діелектрика зазвичай використовують піроелектрики, у яких під дією змінної температури змінюється спонтанна поляризація (піроелектричний ефект). На виході такого чутливого елемента з'являється ЕРС.

Зазвичай проектують ПВП із піроелектричним чутливим елементом практично без приймального елемента, прагнучи, щоб усе випромінення по можливості сприймалося поверхнею самого піроелектрика з тонким, прозорим для випромінення напиленням електродом. Такі ПВП називають **піроприймачами**.

Наступний важливий момент, що характеризує принцип побудови ПВП – **вузол взаємозв'язку чутливого і приймального елементів**. Від конструктивного рішення цього вузла в багатьох випадках залежать такі властивості ПВП, як коефіцієнт перетворення і швидкодія. Так, для одержання великого коефіцієнта перетворення і швидкодії намагаються досягти найкращого теплового контакту між приймальним і чутливим елементами, й у крайньому випадку – їхнього суміщення. Останнє реалізовано, наприклад, у термоелементах, болOMETрах і піроприймачах.

У деяких випадках у розглядаємому вузлі взаємозв'язку чутливого і приймального елементів можуть бути проміжні перетворення енергії. Прикладом можуть служити оптико-акустичні ПВП, у яких тепла енергія

перетворюється спочатку на змінну неелектричну величину – збільшення об'єму газу, яке призводить до прогину мембрани, що в той же час є обкладиною конденсатора, і її деформація змінює електричну ємність останнього.

У класифікації ПВП необхідно відобразити й характер взаємозв'язку приймального та чутливого елементів із оболонкою ПВП і навколишнім середовищем. Цей тепловий зв'язок може бути слабким або сильним. Слабкий тепловий зв'язок сприяє зменшенню теплових шумів і підвищенню коефіцієнта перетворення і використовується під час створення ПВП для слабких потоків випромінення. При цьому, прагнучи послабити зв'язок, використовують вакуумовані порожнини між приймальним елементом і оболонкою. Прикладом можуть служити **вакуумні** термоелементи та болометри.

Сильний тепловий зв'язок притаманний ПВП, які використовуються для перетворень середніх і високих рівней випромінення, оскільки він забезпечує стоки великої кількості тепла й захищає приймальні елементи від надмірного перегріву й руйнувань. Інший наслідок сильного зв'язку – збільшення швидкодії перетворювачів. Стоки можна поділити на **активні** та **пасивні**. Пасивні стоки забезпечують відведення тепла від приймального елемента до оболонки й в навколишнє середовище теплопровідністю по його тілу, тілу чутливого елемента та повітря, а також за рахунок природної конвекції і випромінення. Активні стоки забезпечуються за рахунок примусової циркуляції рідини або повітря. Прикладом можуть служити проточні калориметри, калориметри стрижневого типу з торцем, що охолоджується тощо.

Взаємозв'язок приймального елемента з оболонкою й оточуючим середовищем можна класифікувати й за іншими ознаками, наприклад, як змінний або постійний у часі. Остання характеристика, наприклад, для льодяного ПВП, у якого температура приймального елемента, а відповідно, його теплообмін із оболонкою й оточуючим середовищем не змінюється у процесі поглинання тепла, а змінюється лише сумарний об'єм двох фаз агрегатного стану чутливого елемента за рахунок зміни співвідношення їх мас. В азотному ПВП за постійності температури приймального (він же чутливий) елемента виникає тепломасообмін останнього з навколишнім середовищем під час випаровування частини матеріалу. При цьому інтенсивність масообміну пов'язана з інтенсивністю теплової дії. Перетворювачі двох останніх типів часто називають **ізотермічними**.

Нарешті класифікувати ПВП можна за типом оболонки та її зв'язком із навколишнім середовищем. Тут необхідно відмітити, що оболонки можуть бути теплоємними, згладжуючими коливання температури навколишнього середовища за рахунок високої теплоємності, теплоізолюючими, які призводять до аналогічного результату за рахунок великого термічного опору (пористі, вакуумовані й ін.), комбінованими, тобто з теплоємними та теплоізолюючими елементами.

У перелічених типах оболонок використана пасивна термостабілізація приймального та чутливого елементів ПВП. Проте це завдання може вирішуватися активною термостабілізацією, наприклад, із використанням

термостатованої рідини, таючого льоду, рідкого азоту та гелію. У цьому випадку вирішується завдання не тільки згладжування коливань температури, але й підтримки на певному рівні.

Перетворювачі на рідкому азоті або гелії, які називаються глибокоохолоджувальними, використовуються для вимірювання надмалих рівней випромінення. Глибоке охолодження дозволяє суттєво знизити шуми ПВП і тим самим зменшити поріг чутливості, а також збільшити швидкодію перетворювача за рахунок зниження теплоємності. До ПВП цього типу належать напівпровідникові охолоджувальні та надпровідні болометри.

Оскільки всі теплові ПВП спочатку сприймають оптичну енергію, нагріваються й далі розсіюють тепло в навколишнє середовище, виробляючи вимірювальний сигнал, пропорційний тепловому потоку, у принципі вони є калориметрами. Проте в літературі сформувалася стійка назва ПВП, яка асоціюється зазвичай і певною сукупністю характерних ознак, притаманних ПВП певних типів.

За традицією в подальшому будемо називати **калориметрами** ті ПВП змінної температури, які мають достатньо розвинений, необ'єднаний з чутливим, приймальний елемент, а також ПВП сталої температури. Калориметри можуть градуюватися за допомогою електричної потужності або енергії методом заміщення.

Термоелементами будемо називати теплові ПВП, які мають термоелектричний плівковий або дотовий чутливий елемент, одночасно виконують функції приймального, а також ПВП, у яких роль приймального елемента виконує лише поглинаюче покриття. Термоелементи порівняно з калориметрами мають більш високий коефіцієнт перетворення і швидкодію. Приймально-чутливий елемент цих приладів часто поміщають у вакуумовану оболонку. У цих випадках термоелементи називаються вакуумними. Останні, зазвичай використовуються для вимірювання слабких потоків випромінення.

Болометрами традиційно називаються як дотові, так і плівкові термоперетворювачі опору, які або безпосередньо, або через поглинальне покриття сприймають випромінення. Вони можуть мати ще більш високу швидкість і використовуватися для перетворення ще більш слабких потоків випромінення, ніж термоелементи. Часто використовуються вакуумні болометри. Глибокоохолоджувальні болометри, які працюють за температури рідкого азоту та гелію, використовують для вимірювання надслабких потоків випромінення або досягнення високої часової роздільності.

Піроприймачами називають такі ПВП, у яких матеріалом приймального елемента, що сприймає випромінення, служать сегнетоелектрики або нанесене на нього поглинаюче покриття. Піроприймачі також можуть мати високу швидкодію й коефіцієнт перетворення, а за відповідної форми приймальної поверхні – неселективність. Необхідно також відмітити, що в останні роки розроблено конструкції піроелектричних ПВП, які градуюються методом заміщення електричною потужністю або енергією. На рис. 2.3 відображені всі основні класифікаційні ознаки розглядаємих вимірювальних перетворювачів.

2.2. Термоелектричні ОЕВП (термоелементи)

Найбільш типовими представниками термоелементів є ОЕВП із термоелектричними перетворювачами. Принцип дії термоелектричного перетворювача заснований на ефекті Зеебека. Коефіцієнти Зеебека для з'єднань різних матеріалів досягають кількох мікрвольт на градус Цельсія при кімнатній температурі, і лише в термоз'єднаннях вісмут-сурьма має місце максимум порядку $100\text{мкВ}/^\circ\text{C}$.

Для підвищення $K_{\text{пер}}$ певну кількість термоелектричних перетворювачів з'єднують послідовно, утворюючи термобатарею. Схема включення термоелемента проста: робочий з'єднання термоелектричного перетворювача або термобатареї перебуває в тепловому контакті з чутливим елементом ОЕВП, який поглинає випромінювання, що падає на приймальну площадку, а так званий холодний з'єднання витримується при певній температурі (наприклад, у посудині з таючим льодом) і називається опорним або референтним. Виникаюча термо-ЕРС вимірюється мікрвольтметром; вона пропорційна різниці температур між з'єднаннями, а коефіцієнтом пропорційності служить коефіцієнт Зеебека.

Основні процеси в будь-якому термоелектричному ОЕВП підкорюються законам термодинаміки. Коефіцієнт перетворення термоелемента залежить від трьох параметрів [2] і коефіцієнта Зеебека, випромінюючої здатності поглиначача й теплопровідності підвідних дрітків, що з'єднують з'єднання між собою та з мікрвольтметром.

Випромінююча здатність поглиначача робить найбільш суттєвий „термодинамічний внесок” у $K_{\text{пер}}$, оскільки будь-який хороший поглиначач має високу випромінювальну здатність. Більше того, чим вищий коефіцієнт поглинання приймача на поверхні, тим вища температура поглинання за тієї ж оптичної потужності, що призводить до збільшення $K_{\text{пер}}$ за заданого значення коефіцієнта Зеебека.

Навпаки, висока теплопровідність знижує $K_{\text{пер}}$, оскільки енергія розсіюється, не досягаючи чутливого елемента. Послаблення цього ефекту добиваються використанням провідників із малою теплопровідністю для приєднання до робочого з'єднання термоелемента, але при цьому зростає електричний опір, що призводить до зменшення $K_{\text{пер}}$. Єдиним правильним рішенням, що оптимізує конструкцію термоелемента за критерієм екстремума $K_{\text{пер}}$, є забезпечення „рівноваги” між тепловою й електричною провідністю шляхом зниження першої із них і збільшення другої [2].

Наступним термодинамічним фактором, що знижує $K_{\text{пер}}$, є теплоємність поглиначача, оскільки з її збільшенням зростає енергія, яка необхідна для зростання температури до потрібного рівня. Зниження теплоємності досягається скороченням маси поглиначача.

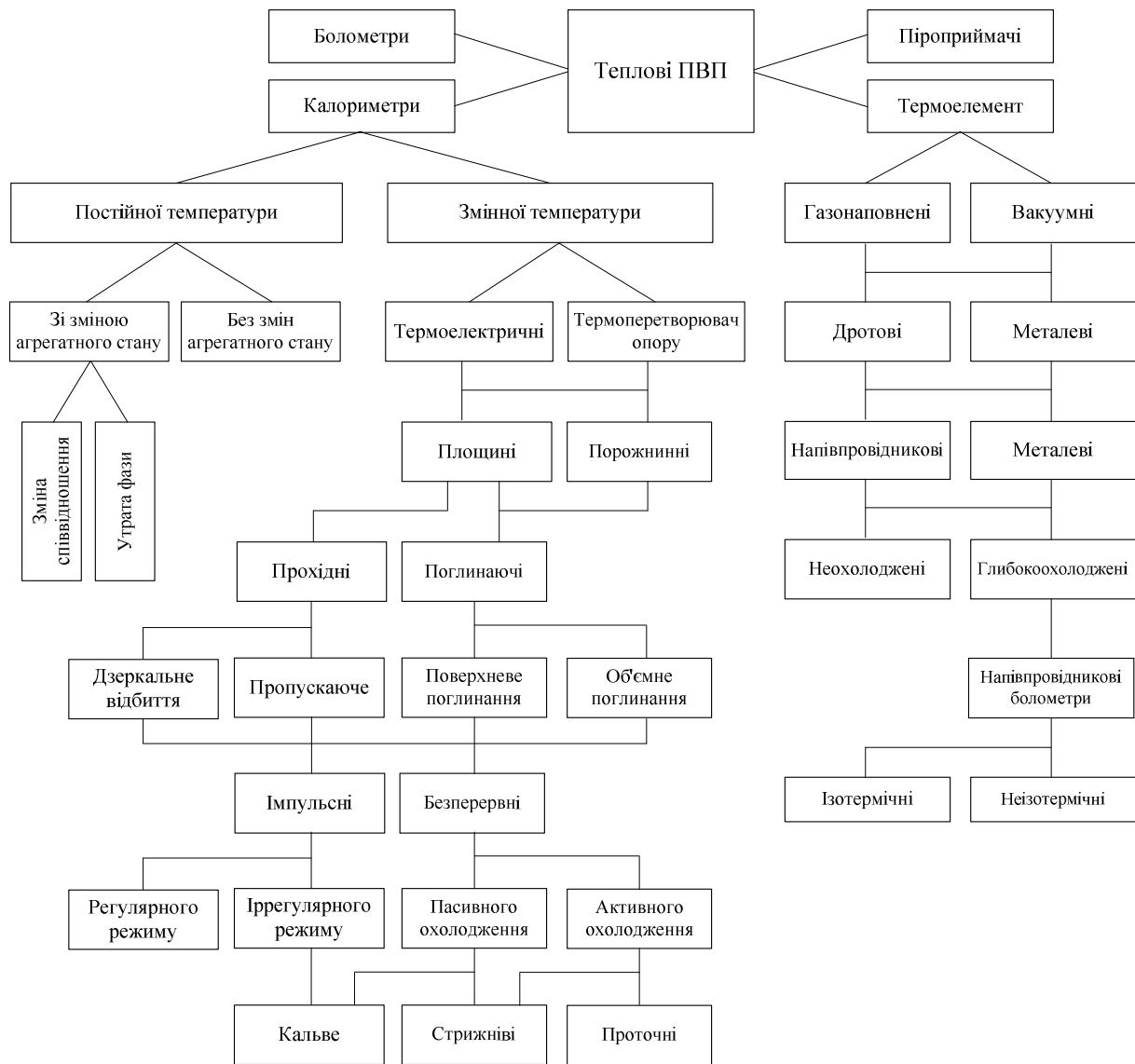


Рис. 2.3 – Класифікація теплових ПВП

Таким чином, збільшення $K_{\text{пер}}$ термоелемента потребує вибору матеріалу з гранично можливим значенням коефіцієнта Зеебека (наприклад, злут вісмут-сурьма), збільшення випромінювальної здатності поглинача (наприклад, шляхом його чорніння), мінімізації теплопровідності підвідних дротів і маси поглинача. Проте, не треба забувати про інші параметри ОЕВП.

Наприклад, зменшення теплопровідності скорочує можливості роботи термоелемента з модульованим випроміненням, оскільки перешкода на шляху стоку тепла ускладнює охолодження чутливого елемента у проміжках між імпульсами, оскільки воно може відбуватися в цьому випадку переважно випроміненням. Крім того, збільшення опору схеми призводить до зростання джонсівського шуму й відповідного зменшення виявної здатності, що має значення для термоелемента, що працює в режимі детектування слабких сигналів.

Термоелементи здебільшого мають невисокі значення $K_{\text{пер}}$. Проте, використання в чутливих елементах термобатарей дозволяє частково

перебороти цей недолік, але при цьому збільшується інерційність ОЕВП через зростання теплоємності, що породжується збільшенням кількості з'єднань. На допомогу приходять термобатареї з робочими з'єднаннями, виготовленими із тонкоплівкових напівпровідникових матеріалів.

2.3. БолOMETричні ОЕВП

На відміну від термоелемента, вихідною величиною болометра служить електричний опір, що змінюється під дією вимірюваної оптичної потужності. Вимірювальна схема зазвичай становить ординарний міст (міст Уінстона). Променевий потік, що падає перетворюється поглиначем на тепло, яке діє на включений у плече моста резистор. У сучасних болометричних ОЕВП у протилежні плечі моста включаються по одному ідентичному поглинаючому резистору, але один із них екранується від променевого потоку, що вимірюється, чим досягається незалежність у певних межах вихідної величини болометра від зміни температури.

Розповсюджуються термістори, основу яких складають не чисті метали типу платини або нікеля, а оксиди нікелю, магнію, кобальту, які мають більш низьку питому теплоємність і більш високий температурний коефіцієнт опору. Наприклад, за кімнатної температури в металів цей коефіцієнт дорівнює $-0,005/^\circ\text{C}$, а у термісторів $-0,06/^\circ\text{C}$, тобто на порядок вище. Як стає очевидно, термістори є напівпровідниками, і їхній температурний коефіцієнт опору від'ємний. Усе частіше болометри виготовляються із Ge, Si, AsSe₃. Для прикладу болометри із Ge досягають за гелієвих температур ($<4\text{K}$) потенційної виявної здатності у спектральному діапазоні від 5 до 100 мкм [2].

Кріогенні температури сприяють покращенню низки характеристик і параметрів болометрів, і збільшується температурний коефіцієнт опору, зменшується теплоємність, пригнічуються джерела шумів, що залежать від температури. Більше того, наднизькі температури суттєво збільшують опір напівпровідникових болометрів, що полегшує умови їхнього узгодження з електронними схемами.

Можливість роботи болометричних ОЕВП і детекторів за кріогенних температур дозволили створити надпровідні болометри. Вони працюють за температур переходу напівпровідників, коли за зміни температури їхній опір змінюється стрибкоподібно, і завдяки цьому суттєво збільшується $K_{\text{пер}}$ і чутливість.

Проте, серйозним недоліком надпровідникових болометрів є необхідність суворого контролю і стабілізації їхньої робочої температури для запобігання небажаних відхилень опору від номіналу.

В останні роки розроблені високотемпературні надпровідні матеріали для болометрів, зокрема, барієво-мідний оксид іттрія УВ СО.

2.4. Піроелектричні ОЕВП

Одним із розповсюджених і перспективних ОЕВП теплової групи є піроелектричний перетворювач, у якому чутливим елементом служить

ферроелектричний поглинач падаючого потоку випромінення. Ферроелектричні матеріали мають постійний внутрішній дипольний момент. Це означає, що атомні диполі речовини мають переважний напрямок електричної поляризації навіть за відсутності зовнішнього прикладеного до матеріалу електричного поля. Із зростанням температури коливання кристалічної решітки послаблюється, внаслідок чого при досягненні точки Кюрі поляризація ферроелектрика зникає.

За будь-якої температури, нижчої точки Кюрі, внутрішня поляризація ферроелектрика жодним чином не виявляє зовні, оскільки її вплив компенсується вільними носіями зарядів у середині або зовні речовини, що мігрують до поверхні. Зміна температури викликає відповідну зміну поляризації, яка породжує варіацію поверхневого заряду, що має вимірюватися. Разом із відповідною електронною схемою такий чутливий елемент утворює піроелектричний ОЕВП, природною вихідною величиною якого є електричний струм або напруга, пропорційні швидкості зміни температури. Інтенсивність вихідного сигналу такого ОЕВП безпосередньо залежить від площі приймальної поверхні поглинача, піроелектричного коефіцієнта dP/dT (P – поляризація, T – температура) і опору навантаження.

Усі термодинамічні фактори (випромінювальна здатність, теплоємність, теплопровідність) впливають на піроелектричний ОЕВП, аналогічно впливу останнього на піроелементи й болометри.

Перетворювачі цього типу не реагують на незмінні в часі (постійні) потоки випромінення, лише переривання, модуляція, а також пульсації (імпульсний режим) і переміщення у просторі променевого потоку призводять до зміни температури поглинача. Незважаючи на те, що піроелектричні ОЕВП належать до теплової групи, їхня інерційність може бути достатньо малою, тобто вони здатні працювати в широкому діапазоні частот зміни вхідного випромінення. Ферроелектричні поглиначі для найбільш чутливих піроелектричних ОЕВП виготовляються із нецентросиметричних діелектриків (наприклад, тригліцин – сульфата – ТГС, ніобіта або сантала лінія).

Крім того, нерідко використовується кераміка PZT або пластмасові плівки із полівініліденфторіда.

2.5. Абсолютні радіометри

Однією із найбільш розповсюджених вимірюваних величин і радіометрії некогерентного оптичного випромінення традиційно вважалася **енергетична освітленість** (у фотометрії відповідно **освітленість**). В останні десятиріччя із інтенсивним розвитком **спектрорадіометрії** некогерентного випромінення, усе більшу зацікавленість викликає **спектральна густина енергетичної освітленості** (СГЕО). Зростаючі вимоги практики до точності вимірювань породили порівняно нові підходи до розробки засобів вимірювання всіх спектральних та інтегральних радіометричних величин, прагнення створити самокалібруємих приладів, які не потребують одержання розмірів радіометричних одиниць від еталонів.

Більше того, виникло бажання за допомогою цих засобів вимірювання відтворювати розміри одиниць фізичних величин не тільки за допомогою еталонних випромінювачів, але й на основі принципів самокалібрування ПВП. Так, у розвитку розповсюджених у свій час конструкцій радіометрів з'явилися і починають посідати у прецизійній фоторадіометрії чільне місце абсолютні радіометри. Різниця між радіометром і абсолютним радіометром (АР) полягає в тому, що перший із них для вимірювання потоку або оптичної потужності в абсолютних одиницях потребує калібрування за допомогою еталонних джерел випромінювання або ОЕВП.

Абсолютний радіометр є самокалібрувальним приладом.

Абсолютна радіометрія зазвичай реалізується за допомогою теплових спеціальних обвиток, у які виділяється точно вимірювана потужність (або енергія) постійного (або змінного) струму, що постачається в цю так звану обвитку заміщення стороннім джерелом живлення. В АР реалізується спосіб виключення, що добре зарекомендував себе в техніці точних вимірювань, або мінімізації систематичних похибок, що називається методом заміщення, під яким розуміється метод порівняння, заснований на заміщенні вимірюваної величини відомою величиною, відтворюваною мірою.

Тому такі прилади називають електрично калібрувальними радіометрами („Electrically Calibrated Radiometers” або ECR). У метеорології їх інколи іменують компенсційними піргеліометрами („Compensation Pyrheliometer”). На основі [3] опишемо принцип дії теплових ПВП оптичного випромінювання з електричним калібруванням, їхні основні елементи і джерела похибок.

Абсолютні радіометри використовуються для вимірювання потоку (потужності) випромінювання в абсолютних одиницях – ваттах. Якщо точно відома площа опроміненої поверхні, то можна, знаючи вимірюваний потік, обчислити енергетичну освітленість (опроміненість). Променевий потік, що падає, поглинається здебільшого приймальною площиною теплового ПВП. Як наслідок поглинання потоку підвищується температура приймальної площадки й усього чутливого елемента перетворювача, що породжує вихідний електричний сигнал, відтворюваний потім за допомогою обвитки заміщення.

Ідеальний вимірювальний процес, що протікає в АР, подано на рис. 2.4, а [3], із якого видно три його стадії: перетворення оптичної потужності на тепло; перетворення електричної потужності на тепло; сприйняття та перетворення теплового потоку на електричний вимірювальний сигнал. В ідеальному АР усі три функції виконує один і той же чутливий елемент, оскільки в ньому шляхи розповсюдження оптичної й електричної потужностей від поверхні їхнього сприйняття до перетворювача в електричний вимірювальний сигнал однакові, і коефіцієнт заміщення дорівнює одиниці. Під останнім розуміють відношення електричних вимірювальних сигналів, по чергово породжених дією на чутливий елемент АР вимірюваної оптичної та заміщуючої її електричної потужності.

У реальному АР (рис. 2.4, б) обидва шляхи неідентичні, що призводить до відміни коефіцієнта заміщення від одиниці й виникнення нееквівалентності заміщення, яке породжує похибки приладу.

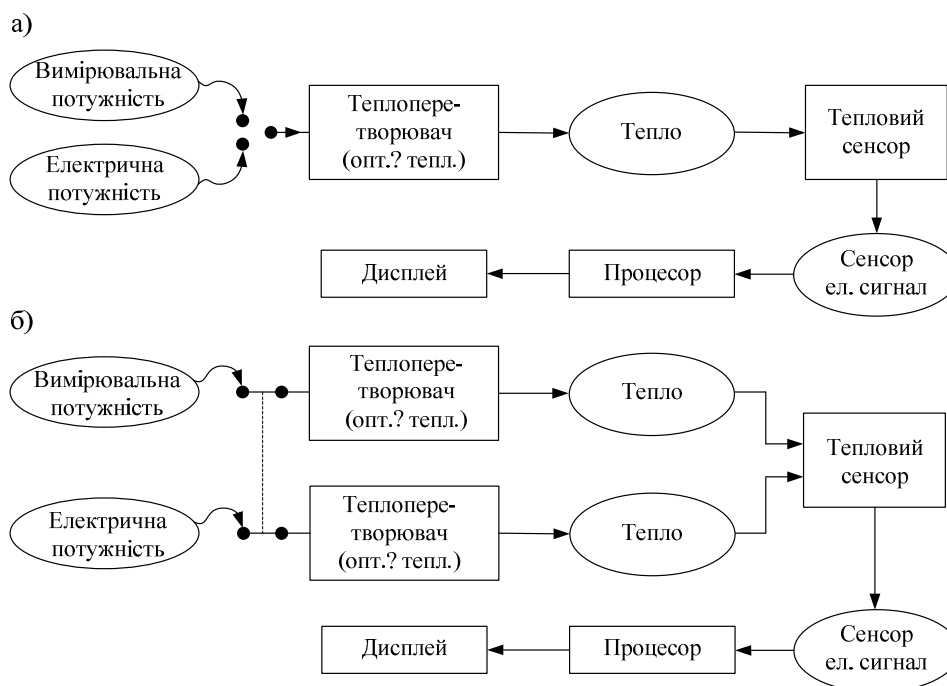


Рис. 2.4 – Процеси перетворення в абсолютному радіометрі
а – ідеальний АР; б – реальний АР

На рис. 2.4, б різниця шляхів розповсюдження потужностей відображена наявністю двох неідентичних перетворювачів I і II на тепло. Крім різниці у шляхах розповсюдження тепла, другою причиною, яка визиває нееквівалентність заміщення, служить різниця між коефіцієнтами перетворення оптичної й електричної потужностей на тепло.

Під час падіння оптичної потужності на приймальну площадку мають місце процеси поглинання, відбиття, розповсюдження, люмінесценції, фотоелектричні ефекти, структурні зміни матеріалу тощо.

За деякими виключеннями (фотоелектронна емісія на довжинах хвиль вакуумного ультрафіолету, структурні зміни матеріалу під дією високоінтенсивних пучків) впливами цих процесів і ефектів на ПВП можна знехтувати.

Під поглиначем будемо розуміти матеріал, у якому домінує процес перетворення оптичної потужності (енергії) на тепло.

Для такого непрозорого поглинача справедливе співвідношення:

$$\alpha(\lambda) = 1 - \rho(\lambda),$$

де $\alpha(\lambda)$ і $\rho(\lambda)$ – спектральні коефіцієнти поглинання та відбиття відповідно.

Коефіцієнт $\alpha(\lambda)$ можна інтерпретувати як ефективність теплоперетворення поглинача за довжини хвилі λ . Для використання в АР бажано вибирати матеріали з високим $\alpha(\lambda)$, при чому по можливості неселективні. Крім того, матеріал має бути з високою теплопровідністю, а для зменшення термічної інерційності необхідна мала теплоємність. До матеріалу

поглинача висуваються також вимоги надійної адгезії з підкладкою, механічної міцності, довгочасової стабільності всіх перерахованих властивостей.

В АР розповсюджені чотири типи поглиначів, що розрізняються конструктивно – порожнинні, дискові, дискові з відбивачами, конічні.

Воронована порожнина **порожнинного поглинача** з малим вхідним отвором може мати коефіцієнт поглинання порядку 0,999 і більше, при чому його відхилення від одиниці розраховується достатньо точно. Таким чином, ПВП з таким поглиначем практично неселективний у широкому діапазоні довжин хвиль, що є його головною перевагою. До недоліків необхідно віднести велику теплоємність, нерівномірність зонної характеристики, складність забезпечення ідентичності розподілу теплової потужності, перетвореної із оптичної й електричної потужностей. Із другого боку, тепловий опір поглинаючого шару створює слабкий вплив, оскільки теплові витрати на теплопровідність і конвекцію малі. Крім того, суттєвою перевагою ПВП із поглиначем такого типу є можливість роботи за криогенних температур.

У **дискових поглиначах** плоска (у вигляді диска) приймальна поверхня покривається матеріалом, що поглинає оптичне випромінення. Вони можуть мати малу теплоємність, але теплопровідності поглинача й підкладки мають бути гранично великими. Коефіцієнт поглинання залежить здебільшого від шару поглинаючого матеріалу.

Для суттєвого збільшення ефективного коефіцієнта поглинання дискового поглинача його поміщують у центрі відбиваючої напівсфери. Вираз для ефективного коефіцієнта поглинання такого дискового поглинача з відбивачем можна знайти у джерелах 4, 5.

У **конічних поглиначах** переважно використовують конус із дзеркальною, а не дифузною відбиваючою поверхнею поглинання оптичної потужності. Критичним параметром є радіус кривизни вершини конуса.

Велику роль у підвищенні коефіцієнта поглинання приймальної площадки у всіх чотирьох типів поглиначів мають матеріали для її чорніння. У табл. 2.1 наведені відомості про спектральний коефіцієнт відбиття, тепловий опір і теплоємність найбільш розповсюджених непрозорих поглинаючих покриттів.

Для дальньої ІЧ-області спектра найбільш прийнятним почорненим покриттям вважаються фарба ЗМ і лак Парсонса.

Вибір типу теплового сенсора рис. 2.4, тобто представника однієї із трьох груп теплового ПВП, диктується особливостями застосування АР і допустимими для його використання за призначенням значенням NEP, які зазвичай знаходяться для теплових ОЕВП у діапазоні від мікровоатт на квадратний сантиметр до $\sim 100 \text{ нВт/см}^2$.

Таблиця 2.1 – Спектральний коефіцієнт відбиття, тепловий опір і теплоємність найбільш розповсюджених непрозорих поглинаючих покриттів

Матеріал	Спектральний коефіцієнт відбиття в %, діапазон довжин хвиль, мкм						Типове значення теплового опору, $\text{мкК} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$	Теплоємність, $\text{Дж} \cdot \text{К}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$
	0,35	0,50	1,0	1,5	2,0	2,5		
Чорна оксамитова фарба ЗМ	2,2	2,2	2,3	2,4	2,5	2,7	70	60
Оптичне чорніння Епплі-Парсонса (лак Парсонса)	2,0	1,8	1,6	3,7	5,5	6,1	25	60
Чорний лак зі спікання фірми Kodak	3,5	3,3	3,2	3,4	3,7	4,2	-	-
Надгусте чорне крилонове емалеве покриття алюмінію	0,2	0,3	0,9	1,2	1,4	1,4	-	-
Високої густини золоте чорніння в повітрі	0,5	0,2	0,4	0,5	1,0	1,4	<50	0,25
Низької густини золоте чорніння в повітрі	0,8	0,3	0,5	0,5	0,5	0,5	700	0,25
Вуглецеве чорніння (сажа)	1,8	2,0	1,8	1,2	1,0	0,9	600	3

Оскільки мова йде про первинний вимірювальний перетворювач, то значний інтерес викликають джерела похибок, які в абсолютній радіометрії часто поділять на дві групи: від впливу оточуючого середовища і притаманні самому приладу, що називаються інструментальними факторами. Для мінімізації похибок результату вимірювань у першому випадку необхідно компенсувати вплив середовища, що оточує систему випромінювач – оптична траса – радіометр; у другому випадку коригування зводиться до усунення наслідків, що визивається відмінністю шляхів, якими розповсюджуються оптична й електрична потужності.

В обох груп є загальні риси, а в кожній із груп – свої підгрупи факторів.

Строго кажучи, перша група джерел похибок не має безпосереднього відношення до ПВП теплового типу. Фактори першої групи породжують методичні й інструментальні похибки внаслідок їхньої дії на процес проходження випромінювання до входу його у ПВП. Таким чином, їх необхідно було враховувати при аналізі точності вимірювань АР під час рішенні конкретних вимірювальних завдань.

Проте, для надання загальності розглядаємих питань висвітливо діючі фактори першої групи.

У першій групі діють такі чинники:

- дифракція на діфрагмах оптичної траси, розташованих між випромінювачем і ПВП радіометра;
- поглинання випромінення, яке міститься в повітрі з водяною парою, вуглекислим газом, киснем (за довжинах хвиль менше 230 нм);
- кінцева товщина тонких фільтрів в оптичній трасі.

Дифракція впливає на результати вимірювань АР двома шляхами. По-перше, частина випромінення, яке проходить крізь вхідну апертуру АР радіусом r , не потрапляє на приймальну площину ПВП радіусом r_0 , хоча геометрично (зазвичай $r_0 > r$) остання має „перехопити” все випромінення. По-друге, перепони з отворами радіусом R , розташовані вздовж оптичної траси з метою послаблення потоків розсіяння, призводять до зворотнього ефекту: через вхідну апертуру АР проходить більший потік, ніж це витікає із геометрії системи. У видимій області спектра вплив обох факторів породжує похибку перетворення не більше 0,1 %.

Коригування впливу дифракції може бути корисним за довжинах хвиль більше 1 мкм; у крайньому випадку, часто просто оцінити порядок значення похибки й у разі необхідності скористуватись методикою мінімізації дифракційних похибок ПВП [6].

Для абсолютної радіометрії інфрачервоного діапазону необхідно враховувати поглинання випромінення водяною парою та вуглекислим газом, які містяться в повітрі. Якщо $A(\lambda)$ означає спектральне поглинання або H_2O , або CO_2 в будь-якій смузі оптимальних частот, то відносне зменшення вихідного сигналу ПВП (і в підсумку АР) описується рівнянням [3]:

$$a = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} A(\lambda)E(\lambda)S(\lambda)d\lambda}{\int_0^{\lambda_F} E(\lambda)S(\lambda)d\lambda}, \quad (2.3)$$

де λ_1 , λ_2 – межі смуги поглинання, λ_0 , λ_F – ефективна ширина смуги випромінювача ПВП; $E(\lambda)$ і $S(\lambda)$ – спектральна густина опроміненості, що створюється джерелом випромінення, і спектральна чутливість ПВП, відповідно, при чому пропускання будь-якого фільтра, що використовується, може бути включено в $E(\lambda)$.

Використання цього рівняння для коригування результатів – достатньо складне завдання, а зазвичайно малих концентрацій у повітрі поглинаючої пари коригування стає малоефективним. Тому користуватися наведеним рівнянням рекомендується на довгих трасах і під час особливо точних вимірювань.

Якщо поглинання атмосфери має бути відомим достатньо точно (наприклад, із похибкою не більше 10 %), то його необхідно визначити експериментально. У протилежному випадку всю систему АР необхідно поміщувати в сухий, непоглинаючий газ (кисень при $\lambda > 230\text{нм}$ або азот). Цей спосіб застосовується за очікуваного сильного поглинання атмосфери.

Кріогенні абсолютні радіометри. Охолодження АР до робочих кріогенних температур забезпечує низку переваг приладом такого принципу дії. Значне зменшення теплоємності чистих металів за кріогенних температур дозволяє створювати відносно великі, майже ідеальні, „пастки” оптичного випромінювання без суттєвого збільшення сталої часу ОЕВП. Температуропровідність, що збільшилася, мінімізує похибки, які породжуються нееквівалентністю заміщення оптичної потужності, що вимірюється відомою з високою точністю електричною потужністю. Джерелом цих похибок є неідентичність розподілу температури приймальної порожнини ОЕВП при дії $P_{\text{опт}}$ і $P_{\text{ел}}$. Саме ця відмінність є основним фактором, який обмежує й без того високу точність АР, й особливо кріогенного. Використання надпровідникових дротів дозволяє не враховувати джоулеве тепло, яке виділяється в них.

Під час розробки будь-якого АР необхідно забезпечити компроміс між точністю та чутливістю. Висока точність потребує наявності гранично поглинаючої й ізотермічної порожнини. Це зазвичай досягається конструюванням великої „світлопастки” зі значною теплоємністю. Для того, щоб теплова стала часу при цьому мала прийнятне значення, тепловий опір між порожниною й теплостоком має бути малим, але при цьому зменшується $K_{\text{пер}}$.

Із другого боку, для одержання високої чутливості слабких потоків випромінювання цей тепловий опір необхідно максимально збільшувати. При цьому для збільшення сигналу необхідно розширити апертуру порожнини, а забезпечення прийнятної теплової сталої часу потребує мінімізації теплоємності пристрою. Зазвичай порожнині надається форма пологого конуса, яка зменшує поглинальну здатність, а отже, знижує точність перетворення.

Кріогенні АР переважно застосовуються в двох напрямках еталонної оптичної радіометрії. Першим із них є високоточне калібрування за допомогою стабілізованих лазерів потужністю 1 мВт еталонних ОЕВП – термоелементів, калориметрів, Si ФД, болометрів та ін. Такий рівень потужності лазерного випромінювання забезпечує високе відношення сигнал/шум і дозволяє конструювати ізотермічні порожнини з високим коефіцієнтом поглинання. Крім того, поляризований лазерний пучок може бути пропущений у вакуумну камеру з брюстерівським вікном із надмалими втратами на відбиття, вплив яких легко враховується.

Другий напрямок – високочутливі вимірювання енергетичної яскравості низькотемпературних МЧТ (моделей чорних тіл). Зазвичай у таких випадках випромінювач в ОЕВП розміщують у загальній вакуумній камері. Це дозволяє використовувати весь спектральний діапазон, який охоплюється практично неселективною порожниною від УФ до середнього ІЧ-піддіпазона, тобто в тих межах, де на результат вимірювань не впливають спектральні характеристики вікна. Схема кріогенного радіометра наведена на рис. 2.5.

Хоча кріогенні приймачі на сьогоднішні, безумовно, є кращими приладами для вимірювання потужності оптичного випромінювання, вони мають недоліки. Очевидні недоліки – дороговизна і складність у роботі.

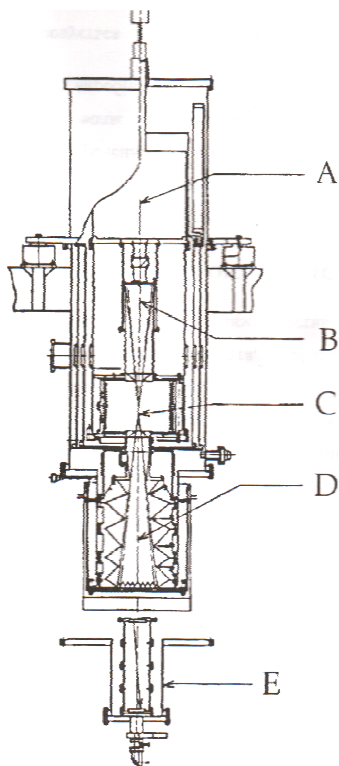


Рис. 2.5 – Абсолютний радіометр [7]:
 А – криостат; В – приймальна порожнина;
 С – фотометрична камера та пастка випромінювання; D – випромінювач типу „чорне тіло”; E – пристрій уведення лазерного випромінення

Найбільш суттєвий недолік у вимірюванні потужності оптичного випромінення, пов'язаний із неселективністю. Криогенні приймачі мають неселективність, яка визначається основному дифракційними втратами, тому вони чутливі до теплового випромінення. Якщо приймач повністю оточений тілами з криогенною температурою, цього недоліка не має, але якщо випромінення вводиться від джерела, розташованого ззовні криогенної вакуумної камери, то приймач реєструє, крім випромінення, що вимірюється, ще й тепловий фон від вхідного вікна. Таким чином, зміна температури у приміщенні призводить до змін в температурі нагрівання приймального елемента, до дрейфу та шуму вихідного сигналу. Під час вимірювання потужності майже

паралельного пучка лазерного випромінення легко досягти того щоб джерело від теплового фону було видно під малим тілесним кутом, а отже, і робило малий внесок у нагрівання приймального елемента. Під час вимірювання потужності некогерентного випромінення зменшення видимого тілесного кута джерела теплового фону (зазвичай це вхідне вікно вакуумної камери) автоматично призводить до зменшення корисного сигналу. Тоді виходить, що необхідне співвідношення сигнал/шум визначається переважно яскравістю або силою випромінення джерела [8]. Крім того, наявність вікна завжди означає необхідність враховування його пропускання. При чому, коефіцієнт пропускання вхідного вікна необхідно вимірювати за тієї ж температури, за якої вимірювалося потужність; для такої ж геометрії падаючих променів, і слід враховувати той факт, що під час вимірювань вхідне вікно піддається атмосферному тиску лише з одного боку. Це робить проблему вимірювання пропускання складним метрологічним завданням.

2.6. Фотонні ОЕВП

Основою фотоелектричного принципу вимірювального перетворення енергетичних параметрів оптичного випромінення є поглинання фотона, яке супроводжується електрично реєстрованим переходом носіїв заряду на більш високі енергетичні рівні. У якості ПВП використовуються фотоприймачі (ФП), які зазвичай поділяють на дві групи: із зовнішнім і з внутрішнім фотоефектом.

Зовнішній фотоефект полягає у виході електронів під дією фотонів у вакуум, внутрішній – у переході електронів із зв'язаного стану під дією фотонів у вільний, тобто збуджений стан, у середині матеріалу. Мова йде в обох випадках про пряму взаємодію квантів випромінення з електронами, тому ФП такого типу називають ще квантовим. Вихідний електричний сигнал таких ФП залежить не від потужності випромінення, що падає, а від кількості квантів випромінення й енергії кожного кванта.

Загальний вираз для характеристик перетворення вхідного оптичного сигналу на вихідний електричний сигнал можна записати у вигляді:

$$I = I_{\text{ФП}} + I_{\text{Т}} = S_{\lambda} P + I_{\text{Т}}, \quad (2.4)$$

де I – повний струм, який протікає крізь ФП, [А]; $I_{\text{ФП}}$ – струм крізь ФП, викликаний потоком випромінення, що падає, [А]; $I_{\text{Т}}$ – темновий струм, [А]; S_{λ} – абсолютна спектральна чутливість ФП, [А/Вт]; P – потужність на ФП випромінення, що падає, [Вт].

ФП як ПВП у фоторадіометричних приладах потребують детального дослідження низки властивостей і характеристик, враховуючих їхню роботу в реальних умовах. Основними характеристиками ФП є спектральний діапазон, чутливість, динамічний діапазон, швидкодія, шумові властивості, стабільність чутливості, залежність чутливості від кута падіння потоку випромінення, зональна нерівномірність чутливості. Робота фотонних ФП заснована на зовнішньому та внутрішньому фотоефектах. До перших належать фотоємнісійні, а других – фотоелектричні напівпровідникові ФП і ФП з р-п-переходами. Особливу групу складають фотомагнітні ФП, які поки не застосовуються у фоторадіометрії.

До фотоємнісійних ФП належать фотоелементи (ФЕ), фотоелектронні помножувачі (ФЕП), електронно-оптичні перетворювачі (ЕОП), телевізійні трубки і НВЧ-ФП [9].

До фотоелектричних напівпровідниковим ФП належать прилади на халькогенідах свинцю, на потрійних сполуках, на домішкових напівпровідниках, прилади з зарядовим зв'язком (ПЗЗ), приймачі з фотонним захопленням, прилади на основі структури метал – окислювач – метал, електронні болометри. Переважне застосування в завданнях фоторадіометрії в останнє десятиріччя одержали ФП на ПЗЗ-структурах.

Частіше за все для вирішення завдань фоторадіометрії застосовують ФП на р-п-переходах: фотодіоди (ФД), фотогальванічні ФП і фототріоди. Все зростаючий інтерес проявляється до лавинних фотодіодів (ЛФД), принцип дії яких засновано на явищі ударної іонізації в сильному електричному полі.

2.7. ФП на основі зовнішнього фотоелемента

Спектральний діапазон вакуумних ФП залежить від матеріалу фотокатода. Промисловість випускає ФЕ і ФЕП, які перекривають діапазон від УФ-до ближнього ІЧ-випромінювання.

Типові спектральні характеристики промислових фотокатодів наведені в таблиці 2.2.

Таблиця 2.2 – Спектральні характеристики фотокатодів

Тип фотокатодів	Область спектральної чутливості, мкм	Межі зміни максимуму спектральної чутливості, мкм
Ag – O – Cs	0,4 – 1,2	0,75 ± 0,1
CsSb, масивний	0,35 – 0,7	0,45 ± 0,05
Cs ₃ Sb, увіолеве вікно	0,2 – 0,65	0,38 ± 0,05
Cs ₃ Sb, напівпрозорий	0,32 – 0,65	0,44 ± 0,04
Bi – Ag – O – Cs	0,32 – 0,75	0,49 ± 0,05
Cs ₃ Sb, на металевій підкладці	0,3 – 0,62	0,39 ± 0,05
Na ₂ KSb(Cs)	0,3 – 0,8	0,44 ± 0,04
CsSb(O), кварцеве вікно	0,16 – 0,65	0,34 ± 0,05
Mg, увіолеве вікно	0,2 – 0,32	0,225 ± 0,01
Na ₂ KSb(Cs), увіолеве вікно	0,2 – 0,85	0,4 ± 0,05
Cs ₂ Te, увіолеве вікно	0,2 – 0,34	0,225 ± 0,025

Найбільш розповсюджені прилади з сурм'яно-цезієвими, мультілузним і срібно-киснево-цезієвими фотокатодами. Короткохвильова межа чутливості визначається здебільшого прозорістю вхідного вікна приладу, довгохвильова – матеріалом фотокатода й роботою виходу електронів. Для розширення спектрального діапазону вакуумних ФП у довгохвильовій області розроблені фотокатооди на подвійних і потрійних сполуках (наприклад, GaAs, JnAsP та інші).

Одну з основних характеристик ФЕ – абсолютну спектральну характеристику перетворення – для $h\nu > E_0$ (h – стала Планка, ν – частота випромінення) можна представити наступним чином:

$$S_{\lambda} [A/Vt] = Q_{\text{ef}} \frac{\lambda}{1,24}, \quad (2.5)$$

де Q_{ef} – ефективний квантовий вихід; λ – довжина хвилі випромінення, мкм.

Абсолютний коефіцієнт перетворення ФЕ в максимумі спектральної характеристики – $(10^{-3} \div 10^{-1})$ мА/Вт – змінюється залежно від типу та конструкції приладу.

Динамічний діапазон, у якому зберігається лінійність перетворення оптичного сигналу на електричний, для ФЕ порівняно великий. Нижня межа обмежена шумами й темновим струмом ФЕ, верхня – впливом просторового заряду, повздожнього опору фотокатоду, його „стомленістю”. У режимі безперервного опромінення нижня межа може досягати 10^{-12} А, верхня – не перевищує 10^{-4} А. В імпульсному режимі верхня межа може бути збільшена до десятків ампер.

Шуми й темнові струми ФЕ порівняно невеликі, проте через низьку чутливість ФЕ недоцільно застосовувати їх для вимірювання малих рівней оптичних сигналів. У таких випадках необхідно використовувати інші типи ФП із більшою чутливістю. Часові параметри ФП в імпульсному режимі зазвичай описуються параметрами імпульсної (тривалість імпульсу) і перехідною (час зростання фронту) характеристик. Для лінійних систем ці характеристики однозначно пов'язані відомими співвідношеннями, і вимірювання однієї з них дозволяє точно визначити інші.

Проте, реальний ФП через внутрішні нелінійні ефекти неможна вважати ідеальною лінійною системою, і тому вибір того або іншого параметра, який характеризує швидкодію, визначається конкретним застосуванням ФП. Часові характеристики ФЕ, призначених для вимірювань у смузі частот до кількох гігагерц, визначаються наступними параметрами: часом τ_1 прольоту фотоелектронів від фотокатода до анода; дисперсією τ_2 фотоелектронів за часом прольоту до анода за рахунок радіальних початкових швидкостей і кутового розподілу виходу із фотокатода; часом τ_3 витікання заряду, який утворився на фотокатоді, інерційністю зовнішнього фотоефекту τ_4 .

Оцінку швидкодії (часу зростання сигналу) ФЕ можна отримати із виразу:

$$\tau_{\text{зрос}} = \sqrt{\tau_1^2 + \tau_2^2 + \tau_3^2 + \tau_4^2}. \quad (2.6)$$

За опублікованими даними тривалість фотоемісії (τ_4) менша 10^{-12} с, а час прольоту від катода до анода (τ_1) визначається відстанню між електродами і прикладеною напругою й також може бути менше 10^{-12} с. Таким чином, швидкодія ФЕ обмежена переважно розкидом часу прольоту фотоелектронів від катода до анода й перехідними процесами в контурі фотоелемент – навантаження.

Сильнострумові ФЕ завдяки коаксіальній конструкції дозволяють одержувати час зростання перехідної характеристики (між рівнями 0,1 і 0,3 від максимального значення) приблизно (в межах) 10^{-10} с.

Дослідження стабільності $K_{\text{пер}}$ для вакуумних ФП зазвичай зводяться до дослідження процесів „старіння”, „стомлення” та їхніх вплив на цей параметр. Питання, пов'язані з короткочасною стабільністю (упродовж часу, необхідного для проведення вимірювання енергетичних параметрів, зазвичай від кількох хвилин до 1–2 год.), практично не розглядаються. Тому під час підготовки до вимірювань енергетичних параметрів випромінення за допомогою ФЕ необхідно проводити дослідження стабільності чутливості ФЕ індивідуально.

Під час побудови засобів вимірювання енергетичних параметрів лазерного випромінення необхідно також урахувувати залежність чутливості від кута падіння й розбіжності випромінення та зонної нерівномірності чутливості.

Залежність чутливості від кута падіння й розбіжності випромінення пояснюється, по-перше, залежністю коефіцієнта відбиття вхідного вікна приладів, по-друге, неоднаковою глибиною проникнення випромінення у

фотокатод. Зонна нерівномірність чутливості визначається неоднорідностями матеріалу фотокатода. Кількісні дані про зонну нерівномірність чутливості та її залежності від кута падіння й розбіжності потоку випромінення для ФП практично немає; тому виникає необхідність їхнього індивідуального дослідження.

ФЕП має високе значення $K_{\text{пер}}$ завдяки помножуючій (діодній) системі. Якщо коефіцієнт вторинної емісії і-діода σ_i , коефіцієнт збирання електронів γ_i , а $\cdot m$ – кількість каскадів підсилення, то коефіцієнт підсилення ФЕП:

$$M = \prod_{i=1}^m \sigma_i \gamma_i, \quad (2.7)$$

а абсолютна спектральна характеристика перетворення ФЕП:

$$S_\lambda = S_{\lambda k} M, \quad (2.8)$$

де $S_{\lambda k}$ – абсолютна спектральна характеристика перетворення фотокатода ФЕП, яка визначається аналогічно спектральній характеристиці ФЕ.

Коефіцієнт перетворення ФЕП може досягати $\sim 10^5 \text{ A/V}_T$ у максимумі спектральної характеристики. У звичайних ФЕП лінійність зберігається до десятків міліамперів, у сучасних сильнострумових – до одиниць ампера.

Під час вимірювань оптичних сигналів високої потужності можна збільшити діапазон лінійності ФЕП в області великих потоків, частково використовуючи діодну систему і знімаючи сигнал із проміжних діодів. Нижня межа динамічного діапазону обмежена шумами й темновими струмами ФЕП. Темновий струм ФЕП (так само, як і ФЕ) принципово не може бути виключений, його мінімальне значення визначається термоелектронною емісією фотокатода, посиленою діодною системою. За середнього коефіцієнта посилення 10^6 і площі фотокатода 1 см^2 темновий струм ФЕП складає $(10^{-11} : 10^{-5}) \text{ A}$. Підбором конструкції ФЕП і напруги живлення темновий струм можна звести до мінімуму. Темновий струм і фотострум ФЕП піддаються флуктуаціям навколо середнього значення. Флуктуації анодного струму ФЕП визначають мінімальне значення потоку випромінення, яке може бути виміряне за допомогою ФЕП.

На рівень шуму анодного струму ФЕП впливають багато факторів, залежно від конструкції приладу й умов його застосування. Тому під час використання ФЕП у засобах вимірювання малих потоків випромінення необхідно дослідити його шумові характеристики в робочих умовах. Інерційність ФЕП визначають чотири основні вузли: катодна камера (t_K), вхідний каскад електронного помножувача (t_{BX}), багатокаскадний підсилювач струму (t_y) і вихідний каскад ($t_{\text{вих}}$).

Час зростання сигналу ФЕП може бути виражено наступним чином:

$$\tau_{\text{зрос}} = \sqrt{t_K^2 + t_K^2 + t_K^2 + t_K^2}. \quad (2.9)$$

Часовий розділ катодної камери визначається збільшеного, як і у ФЕП, розкидом часу прольоту від катода до першого діода. Часові властивості вхідної камери й багатокаскадного підсилювача переважно, визначаються

розкидом часу електронів і діодною системою. Швидкодія сучасних ФЕП – (30 ± 1) нс.

Питання вивчення стабільності чутливості ФЕП зазвичай зводяться також, як і для ФЕ, до розгляду процесів „старіння” і „стомлення”. Короткочасна стабільність $K_{\text{пер}}$ за час, необхідний для вимірювання енергетичних параметрів, досліджений недостатньо. Для деяких типів ФЕП під час добору кращих зразків удається досягти нестабільності $\sim 1\%$ в імпульсному режимі. Зонна характеристика і $K_{\text{пер}}$ визначаються тими ж факторами, що і для ФЕ.

Зазвичай різниця потенціалів між анодом і катодом дорівнює $1 \div 2$ кВ, і за десяти діодах падіння напруги між сусідніми діодами – $100 \div 200$ В. Цього достатньо, щоб забезпечити велике підсилення і швидкодію приблизно кількох наносекунд. Залежно від необхідних параметрів і призначення сучасні ФЕП можуть мати різні взаємні розташування й конструкції діодів: круглої стінки коробчато-сітчатого, з лінійним фокусуванням, типу „венетійського скла”, тонкої сітки, мікроканальних пластин (МКП).

Для перекриття різних спектральних інтервалів використовуються такі матеріали фотокатодів [10]:

- ультрафіолетове випромінення ($115 \div 200$) нм – іонід цезія;
 - видиме випромінення – Sb-Cs і білузні (Sb – Rb – Cs, Sb – K – Cs);
 - ультрафіолетове – видиме – ближнє інфрачервоне випромінення – $(350 \div 850)$ нм Sb – Na – K – Cs і GaAs; $(300 \div 1200)$ нм Ag – O – Cs і JnGaAs;
- і матеріали скла:
- за довжини хвилі відсікання 0,3 мкм – найбільш використовуване боросілікатне скло;
 - за довжини хвилі відсікання 0,115; 0,150 і 0,160 мкм – фтористий магній, сапфір і синтетичний кремній, відповідно.

Усе більш популярним типом діодної системи ФНП стають МКП. Замість послідовно розташованих діодів багаторазовим діодом служить невеликий склянокапілярний канал, оскільки в ньому електрони багаторазово б'ються об стінку, відскакуючи від неї, збільшуючи свою кількість під час кожного удару. Канал має внутрішній діаметр від 6 до 20 мкм, кілька тисяч остатніх збираються в матрицю. Оскільки МКП значно скорочує шлях, який проходить кожний електрон, постійна часу зменшується до сотень пікосекунд.

Одним із головних переваг МКП порівняно з ФЕП інших типів є різне значення чутливості до зовнішнього магнітного поля: допустимими значеннями магнітної індукції в паралельному й поперечному каналам напрямках вважаються 2 і 0,007 Тл, відповідно.

У якості прикладу найбільш сучасних ФЕП наведемо дані фірми Hamamatsu про ФЕП серії R5600 в металічних корпусах і у вигляді модульних конструкцій. Група ФЕП типу R5600U – стандартні прилади, які можна використовувати як ПВП у фоторадіометричних засобах вимірювань. Група типу R5600P – спеціально призначена для застосування у схемах рахування

(обліку) фотонів, тобто для роботи в потоках надзвичайно слабкої інтенсивності.

Усі ФЕП цієї серії випускаються у стандартному металевому корпусі ТО–8, що використовується для розміщення напівпровідникових оптикоелектронних приладів, але при цьому $K_{пер}$ ФЕП серії R5600U приблизно в 10000 разів вище, ніж у твердотільних перетворювачів. Завдяки унікальній формі електродів і застосуванню мікротехнології їхня товщина в 10 разів менша за такі ж у звичайних ФЕП.

У таблиці 2.3 наведені технічні характеристики й параметри ФЕП типу R5600U.

Таблиця 2.3 – Характеристика та параметри ФЕП серії R5600U

ФЕП		R5600U	R5600U-01	R5600U-03	R5600U-04	R5600U-06
Матеріал фотокатода		Білужний	Мульти-лужна	Білужний	Мульти-лужна	Білужний
Матеріал вікна		Боросілікадке скло		УФ - скло		Синтетичний кремній
Спектральний діапазон, $K_{пер}$	Довжина хвилі, нм	300–650	300–820	185–650	185–820	160–650
	Довжина хвилі $K_{пер\ max}$, нм	420				
Катодна чутливість	Світлова мкА/лм	70	100	70	100	70
	До блакитного випромінення, мкА/лм-гол.	8	–	8	–	8
	Червоно-біле відношення	-	0,1	-	0,1	–
Анодна чутливість	Світлова* А/лм	21	30	21	30	21
Коефіцієнт підсилення*		$3 \cdot 10^5$				
Темновий струм, нА		0,5	1	0,5	1	0,5

* Виміряно при 800 В

Сучасні ФЕП мають низку очевидних переваг: добуток підсилення на ширину змузи екстремально й дорівнює 10^{16} , термін служби від 10^4 до 10^5 годин при живленні ± 15 В і споживанні потужності в десятки мілліватт.

2.9. ФП на основі внутрішнього фотоефекту

Широке розповсюдження в фоторадіометрії одержали фоторезистори (ФР) і фотодіоди.

Розглянемо принцип їхньої дії й наведено деякі рекомендації з використання [11] у якості ПВП у видимій області спектра.

Найпростішим і найдешевшим типом ОЕП вважається фоторезистор. Він складається із тонкої плівки завтовшки (50÷100) мкм із сульфіда кадмія (СbS), сульфіда свинцю (PbS) або селеніда свинцю (PbSe), розташованої між двома електродами. Часто використовуються компаунди із СbS з CdSe. Під час потрапляння на фоторезистор потоку випромінення його опір різко падає

(зазвичай із сотень меґоом і навіть одиниць гіґаом до десятків Ом за яскравого сонячного освітлення). Різниця потенціалів між двома електродами породжує електричний струм під час падіння потоку випромінення, що посилюється простою електронною схемою. Зазвичай фоторезистори працюють у діапазоні густин потоку (енерґетичної освітленості) від мікроватт до міліват на квадратний міліметр, причому найбільш ефективно у видимій області спектра.

Фоторезистори не забезпечують високої точності $K_{\text{пер}}$, мають здебільшого нелінійну характеристику перетворення і є достатньо інерційними: постійна часу перебуває в межах від десятків до сотень мілісекунд. Крім того, постійні часу окремих екземплярів фоторезисторів одного й того ж типу можуть відрізнятися навіть у три рази. Проте, зважаючи на низьку вартість, простоту, міцність, надійність, ці переваги роблять фоторезистори незамінними в робочих засобах вимірювання у фоторадіометрії, а також у якості сенсорів у системах контролю та сигналізації.

Більш високі точність, відтворюваність і швидкодію забезпечують **фотодіоди**. Фотодіод складається із р-п-переходу між двома по-різному легованими напівпровідниковими матеріалами, у якому струм може протікати лише в одному напрямку. Для видимого діапазону спектра частіше за все використовується легований кремній. Якщо до фотодіода прикладена від'ємна напруга, то по ньому протікає лише темновий струм, що породжується тепловим збудженням електронів. Під час потрапляння на фотодіод потоку випромінення з'являються електронно-діркові пари, і різко зростає фотострум, пропорційний інтенсивності падаючого потоку.

Фотодіоди мають дуже низький рівень шумів. Це означає надмалий поріг чутливості й велике відношення сигнал/шум, що дозволяє детектувати оптичні сигнали з густиною потоку приблизно піковатт на квадратний міліметр. Разом із достатньо високою відтворюваністю параметрів при серійному виробництві, фотодіоди мають постійну часу, яка досягає 10 пс. Без напруги зміщення фотодіод працює у фотовольтаїчному режимі. Під час роботи в якості ПВП падаючого на фотодіод потоку цей режим має переваги, оскільки вимикається темновий струм, зростає практично до межі відношення сигнал/шум і з'являється можливість не тільки детектувати, але й вимірювати навіть надслабкі сигнали. Проте, фотодіоди у фотовольтаїчному режимі більш інерційні, ніж у режимі фотопровідності.

Вихідний струм фотодіодів достатньо малий і потребує посилення за допомогою зовнішніх підсилювачів у вигляді стандартних інтегральних схем. Разом із тим існує клас фотодіодів із внутрішнім підсиленням, що називається **лавинними фотодіодами**. У цих фотодіодах створюється достатньо сильна напруженість електричного поля, що прискорює електрони. Стикаючись із атомами кристалічної ґратки, вони породжують нові електронно-дірочні пари, що призводить до лавини електронів, які приходять на один поглинутий фотон.

За низьких частот коефіцієнт внутрішнього підсилення лавинного фотодіода досягає мільйона, зменшуючись зі зростанням частоти сигналу.

Для підсилення слабких вихідних сигналів можна використовувати транзистор. Сполучення фотодіода з транзистором називається фототранзистором, у якому діод на основі колекторного переходу під час потрапляння потоку випромінювання генерує струм, який підсилюється транзистором. Для підсилення в наступному каскаді еміттер фототранзистора може бути з'єднано з базою наступного транзистора, внаслідок чого утворюється фотопара Дарлінгтона. Коефіцієнт підсилення фототранзисторів може сягати 10^5 . Проте фототранзистори більш інерційні, ніж фотодіоди, тому в якості ПВП на високих частотах фотодіоди не мають конкурентів серед твердо тільних ОВП для фото радіометрії.

Загальний вираз для абсолютної спектральної характеристики перетворення ФР можна подати у такому вигляді:

$$S_{\lambda} \left[\frac{\text{А}}{\text{Вт}} \right] = \frac{I_{\Phi}}{P} = eVQ\mu\tau \frac{U}{l^2} \cdot \frac{\lambda}{1,24}, \quad (2.10)$$

де e – заряд електрона; V – об'єм освітленої частини напівпровідника; Q – квантових вихід внутрішнього фотоефекту; μ – рухливість носіїв; τ – час життя фото носіїв; l – відстань між контактами; U , [В] – напруга, прикладена до ФР.

Якщо час прольоту між контактами носіїв, що генеруються випромінюванням, менше за час життя τ , ФР є ФП із внутрішнім підсиленням. Такий режим можливий при великих прикладених напругах і за певної конструкції ФР. Спектральний діапазон характеристики перетворення ФП на основі внутрішнього фотоефекту (як ФР, так і ФД) визначається шириною забороненої зони матеріалу, із якого виготовлений ФП, глибиною залягання домішкових рівней у забороненій зоні. Успіхи в технології напівпровідникових матеріалів і напівпровідникових приладів дозволили створити низку ФП, що перекривають діапазон від УФ- до дальнього ІЧ-випромінювання.

Наразі відпрацьована технологія одержання низки подвійних і деяких потрійних напівпровідникових сполучень. Фотоприймачі, виготовлені на основі потрійних напівпровідникових сполучень $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, $\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Te}$, дозволяють плавно перекривати діапазон довжин хвиль від 0,5 до 25 мкм залежно від співвідношення компонентів у сполучі. Практично всі такі ФП охолоджуються, що викликає додаткові труднощі під час використання їх у вимірювальній апаратурі в якості ПВП.

Для більш далекого ІЧ-діапазону розроблені ФР на основі домішкового Ge. Залежно від легуючої домішки область спектральної чутливості характеристики перетворення простягається до 150 мкм. Домішкові германієві приймачі працюють при глибокому охолодженні (4 – 5) К і їхні широке застосування в засобах вимірювань доволі ускладнене. Використання ФП із розширеним спектральним діапазоном у засобах вимірювань остаточно перспективне. Застосування таких ФП із підібраними коригуючими фільтрами дозволяє зробити їх малоселективними в певному спектральному інтервалі й дає можливість вимірювати енергетичні параметри без врахування нерівномірності спектральної характеристики перетворення.

Загальний вираз для абсолютної спектральної характеристики перетворення ФД можна подати в такому вигляді:

$$S_{\lambda} \left[\frac{\text{А}}{\text{Вт}} \right] = \frac{T\gamma Q\lambda(1-R)}{1,24}, \quad (2.11)$$

де R – коефіцієнт відбиття; T – коефіцієнт пропускання вікна приладу, Q – квантовий вихід; γ – коефіцієнт збирання носіїв; λ – довжина хвилі випромінювання.

У робочому спектральному діапазоні абсолютне значення $K_{\text{пер}}$ складає десяті долі ампера на ватт. У літературі зустрічаються дуже мало достовірних даних щодо діапазону лінійності напівпровідникових ФД. Вимірювання лінійності провадяться за різних умов, критерій нелінійності також різний і частіше за все взагалі не зазначається. Тому не має змоги зіставити літературні дані за лінійністю ФД. У кожному випадку необхідно досліджувати їхній діапазон лінійності в робочих режимах і умовах.

Темнові струми ФД визначаються концентрацією й дифузійною довжиною неосновних рівноважних носіїв заряду та залежать від ширини забороненої зони матеріала, й температури. Темнові струми у кремнієвих ФД приблизно на порядок нижчі, ніж у германієвих. Темновий струм звичайних кремнієвих ФД, виготовлених методом дифузії, – $(10^{-5} \div 10^{-7})\text{А}$. Кремнієві р-і-n-фотодіоди завдяки високоомному і-му шару мають менші темнові струми – приблизно 10^{-3}А . Епітаксціальні кремнієві ФД, які своїми фотоелектричними властивостями не поступаються стандартним дифузійним ФД, мають гранично низькі темнові струми – приблизно 10^{-12}А . ФД мають порівняно низькі рівні шумів, що в поєднанні з високою чутливістю наділяє їхні ФП низьким порогом чутливості. Це дозволяє використовувати ФД для вимірювання дуже слабких потоків випромінювання до 10^{-12} у безперервному режимі.

Інерційність напівпровідникових ФД визначається часом дифузії неосновних носіїв, що генеруються оптичним сигналом до р-n-переходу, часом прольоту носіїв у р-n-переході, а також часом RC-релаксації. У звичайних ФД, у конструкції яких немає спеціальних засобів для підвищення швидкодії, часовий розподіл складає $(10^{-6} \div 10^{-8})\text{с}$, залежно від площі р-n-переходу, глибини його залягання. Часові розподіли германієвих і кремнієвих лавинних ФД досягається 1 нс, кремнієвих ДІНФД – від 1 до 20 нс і навіть $\sim 10^{-10}\text{с}$, при чому лавинний діод має коефіцієнт внутрішнього підсилення від 100 до 1000.

Зональна нерівномірність чутливості напівпровідникових ФП зумовлена неоднорідностями матеріалу. Зіставити літературні дані, які стосуються зональної чутливості від кута падіння випромінювання й зональної нерівномірності – чутливості, не можливо, оскільки, по-перше, таких даних мало, а, по-друге, автори зазвичай не зазначають умов вимірювання. Тому під час розробки засобів вимірювання необхідно досліджувати ці характеристики для кожного типу ФП.

Зональна нерівномірність чутливості залежить від довжини хвилі випромінювання, що пов'язано, можливо, із залежністю глибини проникнення випромінювання від довжини хвилі.

Залежність чутливості від кута падіння потоку випромінення напівпровідникових ФП зумовлена залежністю середньої глибини проникнення випромінення від кута падіння й кутової залежністю коефіцієнта падіння.

Ми розглянули так звані промислові фотонні ФП, попередньо прокалібровані безпосередньо або у складі відповідного фоторадіометричного засобу вимірювань, які зазвичай використовуються в якості ПВП.

Проте, необхідно звернути увагу на необхідність грамотного вибору фотонного ФП залежно від вимірювального завдання (дискретний розрахунок фотонів або сигнал, пропорційний вхідному оптичному випромінюванню), ціни, необхідного часу вимірювань, відношення сигналу/шуму та ін.

ФЕП необхідно вибирати:

- для детектування оптичних сигналів надмалих рівней;
- у разі необхідності використання широкоапертурної приймальної площадки чутливого елемента;
- у разі необхідності використання найпростішого підсилювача;
- у схемах з низьким рівнем шуму;
- при необхідності рахувати фотони при кімнатній температурі;
- у УФ або видимих спектральних піддіапазонах у разі необхідності високого $K_{\text{пер}}$.

Планарний або PIN ФД необхідно вибирати:

- у разі необхідності високих ефективного квантового виходу та відношення сигнал /шум;
- із метою мінімізації ціни;
- у разі необхідності суворої температурної стабільності й незмінності вихідного сигналу;
- у разі необхідності міцності та простоти конструкції;
- за достатньо високих рівнів сигналу;
- у випадку використання вузькосмугових схем детектування слабких сигналів;
- у приладах, де необхідний високий $K_{\text{пер}}$ в ІЧ-області спектра.

Лавинні ФД необхідно вибирати:

- у разі необхідності високого ефективного квантового виходу й внутрішнього підсилення;
- за високочастотних вимірювань;
- коли необхідна міцність конструкції;
- під час підрахунку фотонів в ІЧ-області спектра.

2.10. Трап-детектори

Як уже відмічалось, основними перевагами абсолютних радіометрів є неселективність, можливість електричного калібрування та виконання вимірювань оптичної потужності методом заміщення. Проте, АР інерційний, має обмежену лінійність характеристики перетворення, невисоке відношення сигнал/шум, що обмежує можливість його використання лише в малому динамічному діапазоні інтенсивностей із похибкою не менше 0,1 %.

Прагнення до можливо більш точного відтворення еталонної радіометричної шкали на основі абсолютного радіометра призвело до створення системи, яка складається із криогенного АР і набору лазерів [12]. Відтворення розміру одиниці потужності оптичного випромінення – ватта виконувалося за допомогою криогенного АР, а його передача – лазерами, але на фіксованих довжинах хвиль. Незважаючи на те, що похибка відтворення була рекордною, не перевищувала 0,005 %, система залишалася недосконалою без еталонного ПВП із точно відомою відносною спектральною характеристикою, оскільки вона не влаштовувала користувачів, які мали потребу в покритті широкого спектрального діапазону під час роботи з некогерентним оптичним випроміненням.

Наявність неселективного ПВП, що калібруються в еталонній установці АР-лазер, дозволило б відтворити абсолютну радіометричну шкалу в широкій і суцільній області спектра оптичного випромінення [12].

Подібний детектор мусить мати такі властивості:

1. однорідний розподіл $K_{\text{пер}}$ по площі активної зони приймальної поверхні, однорідну зонну характеристику;
2. високе значення відношення сигнал/шум;
3. хорошу лінійність;
4. малу сталу часу;
5. стабільну за часом спектральну характеристику;
6. незалежно виміряну й переважно плоску спектральну залежність $K_{\text{пер}}$.

Цієї сукупності „ідеальних” параметрів можна досягти за допомогою твердотільного ФД (наприклад, кремнієвих ФД), ФЕП або теплових ПВП.

У [13] вперше було показано, що визначені типи ФД із інверсійним шаром мають близький до одиниці внутрішній ефективний квантовий вихід (ϵ_i) у видимій області спектра. Там же було зазначено, що спектральну залежність $K_{\text{пер}}$ у такого ФД можна знайти із рівняння:

$$S(\lambda) = \frac{\epsilon \lambda e}{hc}; \quad (2.12)$$

де e – заряд електрона; h – стала Планка; λ – довжина хвилі випромінення у вакуумі.

Зовнішній ефективний квантовий вихід:

$$\epsilon = (1 - \rho) \epsilon_i; \quad (2.13)$$

де ρ – дзеркальний коефіцієнт відбиття поверхні ФД, який можна виміряти, при чому незначним дифузним складником відбиття можна знехтувати. Тоді:

$$S(\lambda) = \frac{(1 - \rho) \epsilon_i \lambda e}{hc}. \quad (2.14)$$

Таким чином, відносна спектральна залежність $K_{\text{пер}}$ фотодіода цього типу є функцією довжини хвилі й коефіцієнта відбиття, що легко вимірюються.

Це рівняння характеризує так званий **самокалібрувальний фотодіод**.

Перша інформація про новий абсолютний метод вимірювань спектральної характеристики кремнієвих фотодіодів (SiФД) з'явилась у кінці з 70-их років ХХ сторіччя. Метод базувався на вивченні фізичних процесів, які протікають під час поглинання оптичного випромінення в напівпровідниковій кремнієвій структурі, й одержав назву методу самокалібрування, або методу визначення квантового виходу.

Планарні Si ФД служать напівпровідниковими приймачами оптичного випромінення, які виготовляють за допомогою дифузійної технології. Типова структура $p^+ - n - n^+ - \text{SiФД}$ зображена на рис. 2.6. Способом селективної дифузії на кремнієвій підкладці завтовшки ~ 300 мкм формують два легованих шари n^+ і p^+ завтовшки ~ 1 мкм. Потім на лицьовій поверхні підкладки за допомогою термічного оксидування формується тонкий шар двоокису кремнія.

Його товщина залежить від типу ФД і може перебувати в межах від 20 до кількох сотень нанометрів.

Частина оптичного випромінення, що падає на ФД, відбивається від приймаючої поверхні й на межі $\text{SiO}_2\text{-Si}$, породжуючи інтерференцію. Частина променевого потоку, яка залишалася, проникає у кристалічну структуру ФД і збуджує електрони. У короткохвильовій частині спектра випромінення майже повністю поглинається p^+ -шаром, а більш довгохвильове випромінення глибше проникає в фотодіодну структуру. Якщо енергія фотона більша за ширину забороненої зони, електрони надходить до зони проводимості, залишаючи дірки в місцях їхнього розташування у валентній зоні (рис. 2.7).

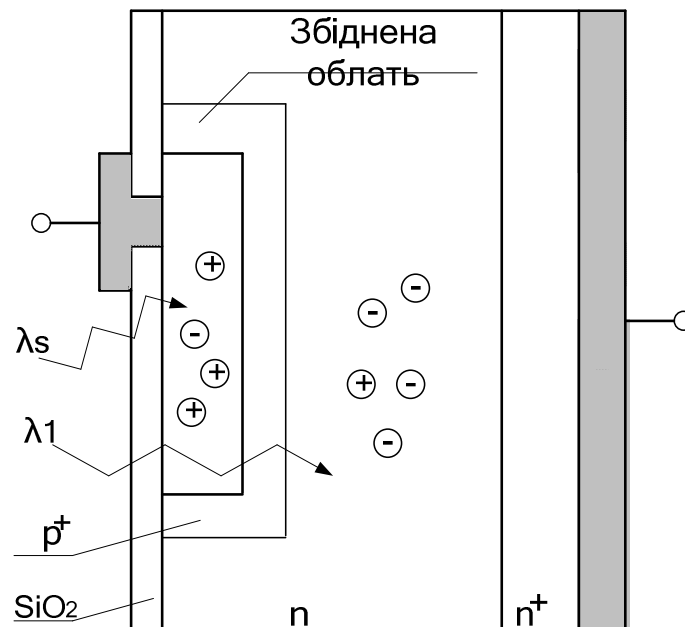


Рис. 2.6 – Еквівалентна електрична схема, яка ілюструє вимірювання прямого і зворотного зміщення

В результаті в різних частинах ФД з'являються електронно-діркові пари. Область переходу між p^+ - і n -шарами відома як збіднена. У ній внутрішнє сильне електричне поле прискорює електрони а напрямку до n - шару, а дірки –

до р-шару. Завдяки наявності сильного електричного поля носії зарядів проскочать збіднену зону настільки швидко, що їхня рекомбінація виявляється практично неможливою.

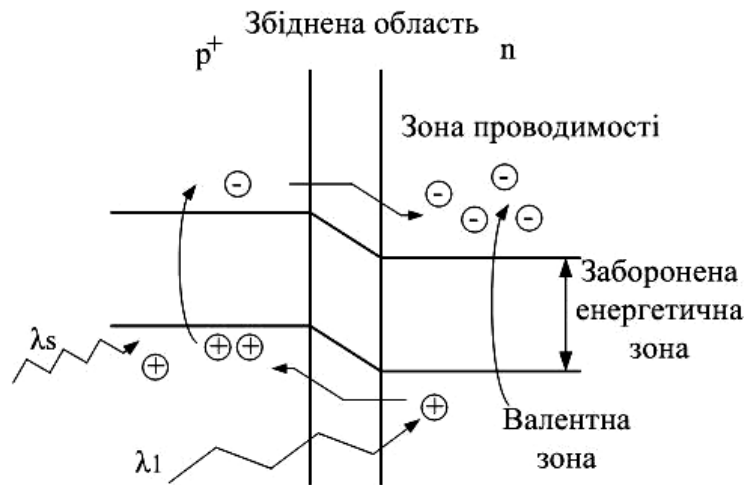


Рис. 2.7 – Розширення збідненої області в $p^+ - n - n^+$ SiФД при накладенні зворотнього зміщення

Метод самокалібрування Si ФД за абсолютною спектральною характеристикою заснований на визначенні ефективності перетворення (по суті ККД перетворення) фотонів на електрони з урахуванням рекомбінації й втрат на відбиття.

Нехай спектральна густина променевого потоку дорівнює $\Phi_{e,\lambda}$, а фотострум (без урахування темного струму) позначимо через i_λ .

Тоді абсолютний спектральний $S(\lambda)$:

$$S(\lambda) = \frac{i_\lambda}{\Phi_{e,\lambda}}. \quad (2.15)$$

Оскільки енергія фотона дорівнює:

$$E_{ph} = \frac{hc}{n\lambda}, \quad (2.16)$$

то кількість фотонів можна визначити із рівняння:

$$n_{ph}(\lambda) = \frac{Q}{E_{ph}} = \frac{\Phi_{e,\lambda} \cdot t \cdot n \cdot \lambda}{hc}, \quad (2.17)$$

де h – стала Планка; c – швидкість світла у вакуумі; $n = 1,00028$ – показник заломлення повітря; Q – енергія, монохроматичного випромінювання, що падає, Дж; λ – довжина хвилі випромінювання, що падає, м; t – час взаємодії, с.

Кількість електронів, що протікають у зовнішньому короткозамкненому ланцюзі від анода ФД (p^+ -шар) до його катоду (n^+ - шар), дорівнює:

$$n_e(\lambda) = \frac{i_\lambda t}{e}, \quad (2.18)$$

де $e = 1,6022 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд електрона.

Зовнішній квантовий вихід $\eta(\lambda)$ ФД дорівнює відношенню кількості електронів до кількості, тобто:

$$\eta(\lambda) = \frac{n_e(\lambda)}{n_{ph}(\lambda)} = \frac{S(\lambda)K}{\lambda}, \quad (2.19)$$

де $K = \frac{hc}{qe} = 1239,85 \text{ нм} \cdot \text{Вт} \cdot \text{А}^{-1}$.

Таким чином:

$$S(\lambda) = \frac{\eta(\lambda) \cdot \lambda}{K}. \quad (2.20)$$

Оскільки частина променевого потоку, що падає, відбивається від приймаючої поверхні ФД, необхідно ввести нове поняття **внутрішнього квантового виходу $\varepsilon(\lambda)$** , який співвідноситься з $\eta(\lambda)$ наступним чином:

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{\eta(\lambda)}{1 - \rho(\lambda)} = \frac{\eta(\lambda)}{1 - [\rho_s(\lambda) + \rho_d(\lambda)]}, \quad (2.21)$$

де $\rho(\lambda)$ – спектральний коефіцієнт відбиття;

$\rho_s(\lambda)$ – спектральний дзеркальний коефіцієнт відбиття;

$\rho_d(\lambda)$ – спектральний дифузний коефіцієнт відбиття.

Звідси:

$$S(\lambda) = \frac{[1 - \rho(\lambda)] \cdot \varepsilon(\lambda) \cdot \lambda}{K}. \quad (2.23)$$

Як вже згадувалося, внутрішнє електричне поле перешкоджає рекомбінації електронів і дірок у збідненому шарі. Проте, рекомбінація поза цим шаром неосновних носіїв призводить до певних втрат, які мають місце в таких областях структури $p^+ - n - n^+ - \text{SiФД}$:

1) у передній частині, тобто практично на межі між шарами SiO_2 з p^+ -кремнію (область I);

2) у передній частині, що перебуває між межею і збідненим шаром (область II);

3) у задній частині за збідненим шаром, доступній довгохвильовій частині випромінення, де коефіцієнт поглинання кремнію нижчий, ніж у короткохвильовій (область III).

Формула для внутрішнього квантового виходу $\varepsilon(\lambda)$ з врахуванням усіх трьох механізмів рекомбінації має вигляд [14]

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{\varepsilon_0(\lambda) \cdot \varepsilon_A(\lambda) \cdot \varepsilon_R(\lambda)}{\{1 - [1 - \varepsilon_0(\lambda)] \cdot [1 - \varepsilon_A(\lambda)] \cdot [1 - \varepsilon_R(\lambda)]\}}, \quad (2.24)$$

де $\varepsilon_0(\lambda)$, $\varepsilon_A(\lambda)$, $\varepsilon_R(\lambda)$ – складовими внутрішнього квантового виходу, які впливають, відповідно на рекомбінаційні втрати в усіх трьох областях.

Рекомбінаційні втрати в області II викликані здебільшого переходами. Отже.

Оскільки рекомбінаційні втрати в області I важливі переважно для роботи ФД в УФ і ближньої видимої частинах спектра, труднощі створення

високочутливих ФД для УФ-діапазону довжин хвиль виникали й до розробки методу самокалібрування. У Si іФД із інверсійним шаром рекомбінаційних утрати в області I немає. Більше того, у роботі [15] повідомлялося, що саме у ФД цього типу досягнуто 100%-й збір неосновних носіїв. Кремнієві ФД із інверсійним шаром випускає фірма United Detector Technology (UDT, США), наприклад, UV100.

Рекомбінаційні втрати в області III зумовлені дифузією неосновних її носіїв у збіднений шар. Дифузія протікає повільно, тому збільшення часу взаємодії носіїв заряду призводить до зростання кількості рекомбінацій. Усунення рекомбінаційних утрат в області III досягається зворотньою напругою зміщення V_e , яка прикладається до заднього електроду ФД, що збільшує ширину збідненого шару (рис. 2.8 і рис. 2.9).

Коли ФД опромінюється монохроматичним променевим потоком, $\epsilon_R(\lambda)$ визначається як відношення фотоструму i_0 за $V_R = 0$ до фотоструму i_S за V_R , достатньому для насичення ФД.

$$\epsilon_R(\lambda) = \frac{i_0}{i_S}. \quad (2.25)$$

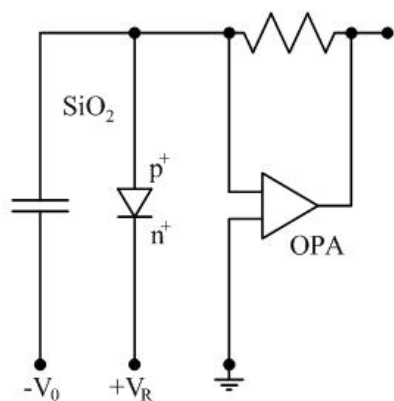


Рис. 2.8 – Еквівалентна структурна схема вимірювання прямого V_0 і зворотного V_R зміщення

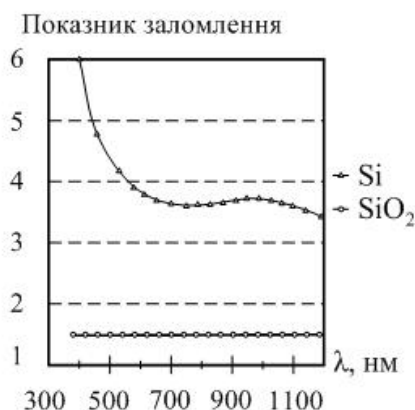


Рис. 2.9 – Залежність від довжини хвилі показника заломлення Si і SiO₂

Номінальні значення V_R за цих значень λ у різних Si ФД варіюються в межах від нуля до десятків вольт. Крім того, зовнішній і внутрішній квантові виходи нерівномірно розподілені активною площею приймаючої поверхні, тобто повна нерівномірність зональної характеристики досягає, наприклад, у ФД типу UV 444В 1,5% за $\lambda = 406,7$ нм.

Удосконалення технології виробництва Si ФД дозволило випускати на ринок самокалібрувальні ФД для використання в радіометрії в усіх діапазонах (А, В і С) УФ-випромінення.

Для визначення спектральної характеристики ФД із рівняння (2.23) необхідно знати коефіцієнт відбиття його приймаючої поверхні. Оптичні характеристики шару SiO₂ тісно пов'язані з дзеркальним відбиттям. Спектральний дзеркальний коефіцієнт відбиття тонких SiO₂ – шарів на кремнії можна визначити із відомого рівняння:

$$\rho(\lambda) = \frac{R_{12}^2 + R_{23}^2 + 2R_{12}^2 R_{23}^2 \cos 2\beta}{1 + R_{12}^2 \cdot R_{23}^2 + 2R_{12}^2 R_{23}^2 \cos 2\beta}, \quad (2.26)$$

де $\beta = \frac{2\pi n_2 H}{\lambda}$; $R_{12}^2 = \left[\frac{(n_1 - n_2)^2}{(n_1 + n_2)^2} \right]^{1/2}$; $R_{23}^2 = \left[\frac{(n_2 - n_3)^2}{(n_2 + n_3)^2} \right]^{1/2}$; n_1, n_2, n_3 -

показники заломлення повітря, SiO₂, Si, відповідно; λ – довжина хвилі, нм; H – товщина шару SiO₂, нм. Усі величини – β , R_{12} , R_{23} , n_1, n_2, n_3 – є функціями λ .

Вважаємо, що $n_1(\lambda) = n_1 = 1,00029$. Тоді із дисперсійного рівняння [16] можна знайти n_2 :

$$n_2^2 - 1 = \frac{0,6961663 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0,0684043^2} + \frac{0,4079426 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 0,1162414^2} + \frac{0,8974794 \cdot \lambda^2}{\lambda^2 - 9,896161^2}. \quad (2.27)$$

Показник заломлення n_3 визначається із виразу, що апроксимується поліномом шостого степеня [17]:

$$n_3(\lambda) = A + B\lambda + C\lambda^2 + D\lambda^3 + E\lambda^4 + F\lambda^5 + G\lambda^6; \quad (2.28)$$

де $A = 125,077$; $B = - 0,939396$; $C = 0,00299889$; $D = - 5,02589 \cdot 10^{-6}$; $E = 4,644968 \cdot 10^{-9}$; $F = - 2,24925 \cdot 10^{-12}$; $G = 4,44489 \cdot 10^{-16}$.

На рис. 2.9. зображені залежності, розраховані за приведеними формулами.

На рис. 2.10 і рис. 2.11 представлені залежності від довжини хвилі і товщини шару SiO₂, коефіцієнта дзеркального відбиття.

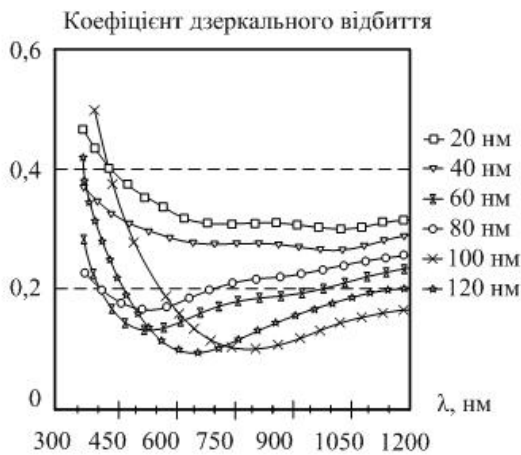


Рис. 2.10 – Розрахункові залежності від λ – коефіцієнта дзеркального відбиття тонких плівок SiO₂ і Si за різних товщин і нормального падіння випромінювання



Рис. 2.11 – Розрахункові залежності від товщини спектрального коефіцієнта відбиття за двох значень довжини хвилі випромінювання, що падає

У тій же роботі [13] зазначено, що залежність від коефіцієнта відбиття може бути виключена вибором конструкції ПВП, яка складається із чотирьох ФД, з'юстованих таким чином, що відбитий кожним індивідуальним ФД потік спрямований тільки на розташований за ним ФД. Коли вихідні струми ФД підсумовуються, спектральна залежність $K_{пер}$ ПВП у цілому має передбачувану характеристику, яка залежить лише від λ . Це реалізується тому, випромінювання,

що падає на вхід ПВП, що поглинається у процесі багаторазових відбивань між індивідуальними ФД.

В [12] описано інший тип ПВП, у якому ФД з інверсійним шаром замінено трьома DN ФД S1337 фірми Hamamatsu [рис. 2.12]. Цей ПВП названо трап-детектором, що означає детектор-„пастка”. До його складу входять три ФД типа S1337–1010 з віддаленими вхідними вікнами. Розташування ФД у різних площинах виключає поляризаційну залежність $K_{\text{пер}}$.

Випромінення піддається п'яти відбиванням і практично повністю поглинається.

Вимірювання показали, що в діапазоні довжини хвиль від 550 до 860 нм відхилення від площинної спектральної залежності $K_{\text{пер}}$ не виходить за межі 0,1 %. Зональна характеристика на площині, обмеженій відстаннями ± 2 мм від центру ФД, не перевершує 0,02 %, нелінійність ПВП за довжини хвилі 647 нм і верхнього рівня потужностей 2 мВт не перевищує 0,01 %.

Стабільність спектральної залежності $K_{\text{пер}}$ групи із шести трап-детекторів перевірялась протягом 12 місяців. Довгочасова нестабільність не перевищила 0,02 %. При цьому виявилось, що спектральна залежність $K_{\text{пер}}$ кремнієвих ФД залежить від вологості через варіації дзеркальності коефіцієнта відбиття, r . У цілому на ПВП це не відбивається, оскільки $K_{\text{пер}}$ залежить від ρ^5 .

У видимій області спектра NEP трап-детектора рис. 2.12 виявився рівним $5 \cdot 10^{15}$ Вт. Перевірка поля зору показала, що відхилення оптичної вісі ПВП на 4° від нормалі призводило до падіння сигналу на 0,05 %.

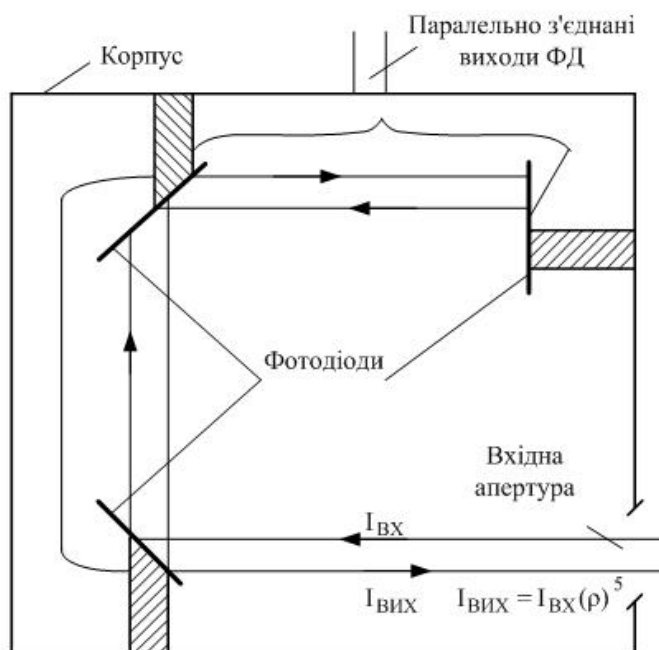


Рис. 2.12 – Трап - детектор: $I_{\text{вх}}$ і $I_{\text{вих}}$ - інтенсивності вхідного і вихідного оптичного випромінення

Результати досліджень переконливо довели, що трап-детектори на основі Hamamatsu ФД S1337 можуть служити еталонним ПВП під час незалежного

відтворення абсолютної радіометричної шкали з похибкою не більше 0,05 %.

У наступні роки продовжувалося вивчення й удосконалення трап-детекторів у різних напрямках. Зокрема, оскільки основним недоліком трап-детекторів є мала видимість, тому в [18] було сформульовано та вирішено завдання створення схеми з гранично досягнутим кутом огляду. Результатами роботи стала пента-схема, у якій із призмою із скла ВК7 ($n = 1,517$) повна видимість для сфокусованого пучка складала 23° , що відповідало пучку з апертурою $F/2,5$.

У [19] для оцінки необхідності коригування характеристики перетворення ПВП був створений трап-детектор „прохідного” типу у вигляді трикоординатної конструкції з розташованими в різних площинах чотирьох ФД. Внаслідок чого невелика частина вхідного випромінення не поглиналася в середині ПВП, а напрямки вхідного та вихідного потоків стали коаксіальними. Проводилися вимірювання пропускання трап-детекторів для різних пристроїв. Залежності від орієнтації ПВП стосовно площини поляризації випромінення, що падає за довжини хвилі 633 нм утрати під час проходження променевого потоку змінювалися в межах від 0,3 до 3 %.

2.11. Ультрафіолетове випромінення

Оптико-електричні перетворювачі (ОЕП) в УФ-області випромінення також поділяються на теплові та фотонні.

Сучасні УФ ОЕП можна класифікувати відповідно до схеми з рис. 2.13.

Фотографічні середовища мають великі переваги у вигляді їхньої властивості реєстрації та запам'ятовування оптичного зображення. Проте, суттєво нижча чутливість порівняно з фотоелектричними УФ ОЕП, вузький динамічний діапазон, нелінійність характеристики перетворення, чутливість фотоемulsії за надто широкого діапазону енергій сильно обмежує можливості і сфери застосування ОЕП цього типу в сучасних УФ вимірювальних і детектувальних пристроях.

Навпаки, фотоелектричні УФ ОЕП значно чутливіші до сприйняття УФ-випромінення, мають високу стабільність і лінійність характеристики перетворення. Розроблені фотовольтаїчні детекторні матриці та фотоемісійні лінійки із малоплощинних ОЕП поєднують високу чутливість і радіометричну стабільність ФЕП із високою розподільною здатністю елементів зображення. В фотоемісійних УФ ОЕП максимальної чутливості в діапазоні довжин хвиль від 400 до 235 нм удалося досягти під час використання таких матеріалів фотокатодів, як $SbKCs$ і $CsTe$, відповідно.

У таблиці 2.4 наведено та порівняно переваги та недоліки фотоемісійних і фотоелектричних УФ ОЕП.

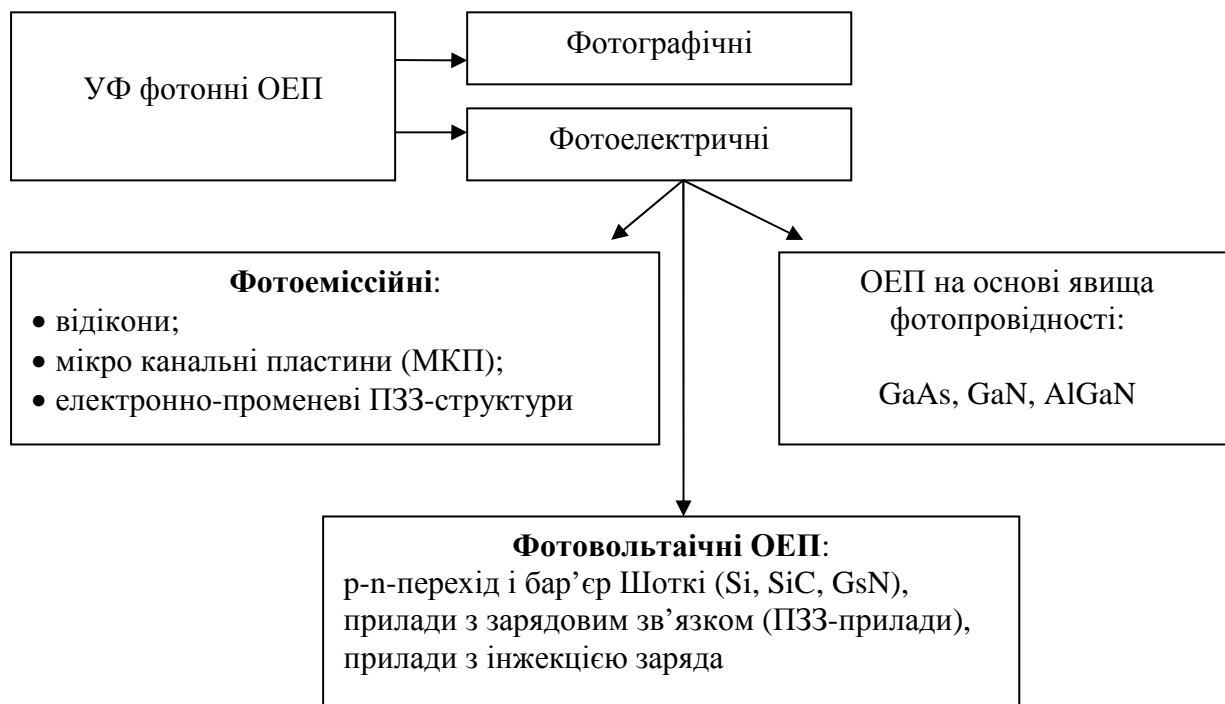


Рис. 2.13 – Класифікація фотонних оптико-електричних перетворювачів для УФ-області спектра

Таблиця 2.4 – Зіставлення фотоемісійних і фотоелектричних УФ ОЕП

Тип	Переваги	Недоліки
Фотоемісійні	Простота експлуатації, висока чутливість, захищеність від засвічування сонячним випроміненням	Низький ефективний квантовий вихід, висока селективність, чутливість до забруднення поверхні
Фотоелектричні	Широкий діапазон спектральної чутливості, чудова лінійність, високий ефективний квантовий вихід, широкий динамічний діапазон, можливість виготовлення широкоформатних матриць	Ефекти старіння

Як відомо, УФ ОЕП працюють в трьох основних режимах: фотопроводимості (фоторезистори), фотодіода з р - п - переходом і фотодіодом з бар'єром Шоткі. До будь-якого із ОЕП пред'являються вимоги:

1. нечутливості до світлових потоків у видимій області спектра (такі ОЕП в літературі називають „сонячносліпими”);
2. високого ефективного квантового виходу;
3. широкого динамічного діапазону;
4. слабкої фонової чутливості;
5. експлуатації не за криогенних температур, тобто в режимі високотемпературної електроніки.

У підсумку рахунку споживачу необхідний УФ ОЕП, що поєднує компактність і низьку робочу напругу кремнієвого ФД зі здатністю ФЕП

„відсікати” видиме випромінення. Тому увагу розробників було зосереджено на пошуках і дослідженнях матеріалів і хімічних сполук для створення твердотільних (напівпровідників) УФ ОЕП. Їхні зусилля увінчалися успіхом, була розроблено низку матеріалів, найважливіші властивості яких наведено та порівняно в таблиці 2.5.

Далі таблиці 2.5. свідчать про те, що найбільш перспективними матеріалами удосконалення існуючих і розробки нових напівпровідникових УФ ОЕП є AlGaN і алмаз.

Для еталонних вимірювань актуальний пошук твердотільної ОЕП із розраховуваною (бажано неселективною) спектральною залежністю $K_{пер}$. На жаль, більшість поширених в УФ-області спектра кремнієвих ФД мають, спектральну залежність $K_{пер}$, що швидко змінюється через велику кількість іонізаційних рекомбінаційних ефектів

Альтернативою кремнієвих ФД можуть служити ФД з широкою забороненою зоною на основі, наприклад, GaAsP і GaP, а також спеціально розроблені ОЕП із SiC. Ці ФД є „сонячносліпими”; дослідження їхньої довгочасової та короткочасової стабільностей свідчать про необхідність подальшого вдосконалення як самих матеріалів, так і створених на їхній основі ФД для еталонних ПВП в області повітряного УФ.

Таблиця 2.5 - Зіставлення найважливіших властивостей напівпровідникових матеріалів для високотемпературної електроніки

Параметр, властивості	Si	GaAs	GaP	3C-SiC (6H-SiC)	GaN	Алмаз
Параметри решітки, А	a=5,4301	a=5,6533		a=4,36 (a=3,08) (c=15,12)	a=3,189 c=5,185	
Ширина забороненої зони при 300К, eВ	1,1	1,4	2,3	2,2 (2,9)	3,39	5,5
Коефіцієнт теплового розширення, $10^{-6}K^{-1}$	3,59	6,0		4,2 (2,68)	5,59 3,17	
Максимальна робоча температура, К	600	760	1250	1200 (1580)		1400
Фізична стабільність	Добра	Достатня	Достатня	Чудова	Добра	Дуже добра
Рухливість електронів при 300 К, $cm^2/V \cdot s$	1400	8500	350	1000 (600)	900	2200
Рухливість дірок при 300 К, $cm^2/V \cdot s$	600	400	100	40	150	1600
Напруга пробою, $10^6 V/cm$	0,3	0,4	—	4	5	10
Коефіцієнт теплопровідності, Вт/см	1,5	0,5	0,8	5	1,3	20
Дрейфова швидкість електронного насичення, $10^7 cm/s$	1	2	—	2	2,7	2
Статична діелектрична стала	11,8	12,8	11,1	9,7	9	55

Прагнення створити „сонячносліпі” УФ ОЕП, які не старіють під впливом інтенсивних потоків УФ-випромінення з густиною в кілька Ватт на квадратний сантиметр, призвело до створення перетворювачів на основі укритих металом діелектриків. На відміну від ФД Шоткі, металічне покриття має створити акумулюючий шар на межі з діелектриком.

У якості останніх використано чистий синтетичний сапфір (Al_2O_3) і кристалічний оксид магнію (MgO). Саме ці матеріали виявилися термічно та фотохімічно стабільними у широких діапазонах змін температури і (УФ – С) опроміненості. За різниці потенціалів в декілька сотень вольт, прикладених до діелектрика, фотоструми дорівнюють рівними 1 і 10 мА за довжин хвиль 250 і 340 нм, відповідно. Крім вирішення завдань вимірювань і детектування оптичних сигналів у повітряному піддіпазоні УФ-випромінення (УФ-С), постала необхідність засвоєння вакуумного ультрафіолету – ВУФ, який займає спектральну область із довжинами хвиль від 200 до 0,2 нм, що відповідає діапазону енергій фотонів від 6 еВ до 6 кеВ. Випромінення ВУФ сильно поглинається повітрям, тому всі вимірювання доводиться виконувати у вакуумі.

Основною проблемою для радіометрії ВУФ залишається розробка надійних, недорогих, простих в експлуатації ПВП, оскільки добре опрацьовані технологічні процеси одержання напівпровідникових структур для виготовлення ОВП у видимій області й навіть у діапазоні повітряного УФ складно, а часом неможливо, розповсюдити на ВУФ.

Розроблені нові тонкоплівочні на скляній підкладці ОФП на основі (а – Si:H) і (а – SiC:H), які мають високий $K_{\text{пер}}$ при довжинах хвиль менше 110 нм і надійно відсікають випромінення видимої частини спектра. За кімнатної температури ефективний квантовий вихід дорівнює 52; 1 і 0,1 %, за довжин хвиль – 58,4; 400 і 650 нм, відповідно. Перехідна імпульсна характеристика цих ОВП під час дії випромінення імпульсного УФ аргонного лазера мали відповідно наступні значення параметрів: час зростання – 500 нс і ширина на напіввисоті від максимуму інтенсивності – 6 мкс.

2.11. Інфрачервоне випромінення

ІЧ-техніка з кожним роком стає все більш популярною в найрізноманітніших сферах людської діяльності. Це спонукало розробників створити радіометричну апаратуру переважно для спектрального діапазону від 1 до 20 мкм.

ІЧ-прилади широко застосовуються у приладах нічного бачення, тепловізійних системах, пірометрах, детекторах слабких сигналів в астрофізичних комплексах, океанології, лазерній техніці та ін. Тому ведуться інтенсивні пошуки матеріалів і структур, необхідних для створення гранично чутливих фотодетекторів слабких і надслабких сигналів як у дальній (довжині хвиль більш 30 мкм), так і в наддальній області ІЧ-спектра з довжинами хвиль, що наближаються до міліметрів.

Частіше за все в якості ПВП у ближній ІЧ-області спектра використовуються германієві і InGaAs ФД.

Германієві ФД зазвичай демонструють більш високий, ніж кремнієві, рівень шумів і значний темновий струм, що сильно обмежує їхній динамічний діапазон. Рівень шуму зростає зі збільшенням активної площі ПВП. Основною причиною зростання рівня шуму є відносно низький шунтуючий опір приблизно 20 кОм у германієвого ФД із активною площею 20 мм². Вони також мають і переваги: рівномірну зональну характеристику і стабільний $K_{пер}$. Що правда, внутрішній квантовий вихід не дуже високий, у кращому випадку – від 30 до 90 %, а $K_{пер}$ має сильну температурну залежність при $\lambda > 1,55$ мкм.

InGaAs дозволяє, у принципі, створювати ПВП із високим внутрішнім квантовим виходом, але за станом на середину 90-их років він досягав значення від 90 до 95% для малоплощинних (до 7мм²) ОВП [18], при чому спеціально відібраний.

Був розроблений новий InGaAs ФД із близьким до одиниці внутрішнім квантовим виходом [20]. Він мав відносно високе значення шунтуючого опору, близьке до германієвих ФД, і міг вимірювати набагато нижчі потужності ІЧ-випромінення. Із трьох таких ФД було зібрано трап-детектор з практично плоскою спектральною характеристикою перетворення в діапазоні довжин хвиль від 0,98 до 1,64 мкм.

Зусилля розробників ІЧ ОЕП спрямовані, по-перше, на вдосконалення одноелементних приладів, великих матриць із електронним скануванням і підвищення робочих температур, а по-друге, – на здешевлення й полегшення користування цими ОЕП.

У таблиці 2.6 наведені дані про типи фотонних ІЧ ОЕП, види переходів, вихідні електричні сигнали й матеріали, із яких вони виготовляються. У таблиці 2.7. класифіковані теплові ІЧ ОЕП.

Таблиця 2.6 – Фотонні ІЧ ОЕП

Тип	Перехід	Режим	Матеріал
Власна електропровідність	Міжзонний	Фотопровідності Фотовольтаїчний Ємнісний	PbS, PbSe, InSb, HgCdTe, InSb, InAs, PbTe, HgCdTe, PbSnTe, InSb, HgCdTe
Домішкова електропровідність	Домішкова зона	Фотопровідності	Si:In; Si:Ga; Ge:Cu; Ge:Hg
Вільні носії	Міжзонний	Фотоемісійний Фотопровідності Захоплення фотонів	PtSi, Pt ₂ Si, IrSi с бар'єром Шоткі, GaAs/CsO InSb електронний болометр, Ge
Квантові яма	До і/чи від просторових квантових рівней	Фотопровідності Фотовольтаїчний	HgTe/CdTe, GaAs/GaAlAs, InSb nipi, InAs/InGaSbSLS

Таблиця 2.7 - Теплові ІЧ ОЕП

Детектор	Принцип дії
Болометр: металічний; напівпровідниковий; надпровідниковий; фероелектричний; на гарячих електронах;	Зміни електричного опору
Термоелемент/термобатарея	Термо - ЕРС
Піроелектрик	Зміна спонтанного електричної поляризації
Приймач Голея	Теплове розширення газу
Край смуги поглинання	Оптичне пропускання напівпровідника
Піромагнетик	Зміна магнітних властивостей
Рідкий кристал	Зміна оптичних властивостей

Через різні типи шумів (генераційно-рекомбінаційний у фотонних і температурно-флуктуаційний у теплових ОЕП) ці два класи перетворювачів мають неоднакові залежності виявної здатності від довжини хвилі і температури. Це дозволяє дійти висновку про те, що здебільшого застосовують ці перетворювачі в якості детекторів фотонних ОЕП в довгохвильовому ІЧ-діапазоні й за низьких робочих температурах, крім того, для теплових ОЕП їх використовують наддовгохвильовому ІЧ-діапазоні при довжинах хвиль більше 100 мкм.

Сучасна тенденція побудови ІЧ-детекторів у тепловаченні характеризується розробкою великих, з електронною адресацією двох координатних матриць з високими робочими температурами. Передбачається, що неохолоджувальні ІЧ фокальні – матриці можуть зробити революцію у приладах нічного бачення.

Завдяки успіхам в розвитку молекулярно-пучкової епітаксії й осадження з парової фази методом хімічного розкладення металоорганічної сполуки стало можливим вирощувати, гнучкі шари InGaAs, що деформуються на різних підкладках, що забезпечує значне розширення спектрального діапазону чутливості таких детекторів. Крім того, ці структури можна використовувати для побудови випромінювачів і модуляторів, які працюють у діапазоні довжин хвиль від правої межі видимого випромінення до 3,5 мкм. Засвоєння більш довгохвильового ІЧ діапазону приблизно до 15 мкм можливе за умови формування структур із відповідною шириною забороненої зони.

Список джерел

1. Электрические измерения неэлектрических величин : учеб. пособие / А. М. Туричин, П. В. Новицкий, Е. С. Левшина и др. ; под ред. П. В. Новицкого. - 5-е изд., перераб. и доп. – Л. : Энергия, 1977. – 576 с.
2. Higgins, N. V. Thermal detectors feel the heat of light / N. V. Higgins // Laser Focus World. – 1994. - № 11. - P. 65 - 70.

3. CIE 65-1985. Electrically calibrated thermal detectors of optical radiation (absolute radiometers).
4. Blevin, W. R. A Precise Measurement of the Stefan-Boltzmann Constant / W. R. Blevin, W. J. Brown // *Metrologia*. – 1971. - V. 7. - № 1. – P. 15 – 29.
5. Day, G. W. Spectral Reference Detector For The Visible To 12- Micrometer Region; Convenient, Spectrally Flat / G. W. Day, C. A. Hamilton, K. W. Pyatt // *Appl. Opt.* – 1976. – V. 15. - № 7. - P. 1865-1868.
6. Boivin, L. P. Reduction of diffraction errors in radiometry by means of toothed apertures / L. P. Boivin // *Appl. Opt.* – 1978. - V. 17. - P. 3323 - 3328.
7. Martin, J. E. Design considerations for the construction of an absolute radiation detector at the NPL / J. E. Martin, P. R. Haycocks // *Metrologia*. - 1998. - V. 35. - № 4. - P. 229 – 233.
8. Купко, А. Д. Эталон силы света в Украине / А. Д. Купко, Л. А. Назаренко // *Світлотехніка та електроенергетика*. - 2001. - № 1. – С. 15 – 26.
9. Справочник по приемникам оптического излучения. / В. А. Волков, В. К. Вялов, Л. Г. Гассанов и др. ; под ред. Л. З. Криксунова, Л. С. Кременчугского. – К. : Техніка, 1985. – 216 с.
10. Lerner, E. J. Photomultiplier tubes offer high – end sensitivity / E. J. Lerner // *Laser Focus World*. - 1996. - № 6. - P. 87 - 96.
11. Lerner, E. J. Detectors span spectrum of sensing applications / E. J. Lerner // *Laser Focus World*. – 1996. - № 5. - P. 93 - 99.
12. Fox, N. P. Trap Detectors and their Properties / N. P. Fox // *Metrologia*. – 1991. - V. 28. - № 3. – P. 197 – 202.
13. Zalewski, E. F. Silicon photodiode device with 100 % external quantum efficiency / E. F. Zalewski, C. R. Duda // *Appl. Opt.* - 1983. - V. 22. - № 18. - P. 2867 - 2873.
14. CIE 64-1984. Determination of the spectral responsivity of optical radiation detectors. - 73 p.
15. Geist, J. Complete collection of minority carriers from the inversion layer in induced junction diodes / J. Geist, E. Liang, A. R. Schaefer // *J. Appl. Phys.* – 1981. - V. 52. - P. 4879 – 4881.
16. Malitson, I. H. Interspecies comparison of refractive index of fused silica / I. H. Malitson // *J. Opt. Soc. Am.*. - 1965. - V. 55. - № 10. - P. 1205 - 1209.
17. Huen, T. Reflectance of thinly oxidized silicon at normal incidence / T. Huen // *Appl. Opt.* - 1979. - V. 18. - P. 1927 - 1932.
18. Palmer, J. M. Alternative configuration for trap detectors / J. M. Palmer // *Metrologia*. – 1993. - V. 30. - № 4. – P. 327 - 333.
19. Gardner, J. L. A four–element transmission trap detector / J. L. Gardner // *Metrologia*. - 1995. - V. 32. - № 6. – P. 469 - 472.
20. Fox, N. P. Improved Near–Infrared Detectors / N. P. Fox // *Metrologia*. – 1993. – V. 30. - № 4. – P. 321 - 325.

3. ЕЛЕКТРОННО-ОПТИЧНІ ПЕРЕТВОРЮВАЧІ

Електрооптичними перетворювачами в оптичній радіометрії будемо вважати випромінювачі, які генерують променеві потоки в ультрафіолетовому (УФ), видимому й інфрачервоному (ІЧ) діапазонах спектру при збудженні їх постійним або змінним електричним струмом.

Для вирішення вимірювальних завдань в оптичній радіометрії необхідні калібровані оптичні й оптикоелектричні перетворювачі, а для цього необхідні джерела випромінювання.

Тут можливі два основних варіанта:

а) джерело випромінювання „розрахункового” типу, у якому параметри вихідного випромінювання визначаються теоретично на основі фундаментальних законів оптичного випромінювання й результатів прямих або побічних вимірювань величин і параметрів, які входять в розрахункові співвідношення (прикладом може слугувати планківський випромінювач суцільного спектра);

б) джерело випромінювання має не розрахункові, а вимірювані, за допомогою незалежно каліброваних ОЕВП параметри й характеристики вихідного випромінювання, але під час метрологічних робіт із залученням цих джерел у пристроях параметри випромінювання достатньо стабільні.

Тому розглянемо більш докладно джерела випромінювання метрологічного призначення. До їхнього кола належать здебільшого моделі „чорних тіл”, вимірювальні лампи, деякі лампи світловипромінюючих діодів, лазери метрологічного призначення.

3.1. Модель „чорного тіла”

„Чорному тілому” (ЧТ) як джерелу оптичного випромінювання присвячена велика кількість посилань. У якості посібників, у яких викладені не тільки основи теплового випромінювання нагрітих тіл, але й наведені відомості про метрологічні властивості й характеристики „чорнотільних” випромінювачів можна рекомендувати [1, 2]. Проте, нас цікавлять і ЧТ, призначені для відтворення одиниць світлових і енергетичних величин і передачі їхніх розмірів у фотометрії й радіометрії некогерентного оптичного випромінювання. Тому розглянемо ЧТ, спеціально розроблені та які використовуються під час проведення прецизійних вимірювань в оптичній радіометрії. Насправді оптична радіометрія має справу не з „чорним тілом”, а з „моделями чорних тіл” (МЧТ), характеристики випромінювання яких дуже близькі до „абсолютно чорного тіла” (АЧТ).

3.1.1. „Чорні” та реальні тіла

Поняття „чорного тіла” і його основні властивості базуються на фундаментальних законах теплового випромінювання.

„Чорним тілом” називається тепловий випромінювач, який має за заданій температури для всіх довжин хвиль максимальну спектральну густину енергетичної світимості. Він повністю поглинає всі випромінювання, що падають на нього незалежно від довжин хвиль, напрямку падіння і стану поляризації випромінювання.

„Чорне тіло” тому називається випромінювачем Планка, що підкоряється закону Планка, який виражає залежність спектральної густини енергетичної світимості ЧТ від довжини хвилі й температури. Для всього емітованого неполяризованого випромінення:

$$M_{e\lambda}(\lambda, T) = c_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1}, \quad (3.1)$$

де $M_{e\lambda}(\lambda, T)$ – спектральна густина енергетичної світимості, c_1 і c_2 – сталі випромінення; λ – довжина хвилі в метрах; T – абсолютна температура в кельвінах.

Для сталих випромінювань прийняті наступні вирази:

$$c_1 = 2\pi h c^2 = (3,74150 \pm 0,0003) \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2;$$

$$c_2 = \frac{hc}{k} = (1,43880 \pm 0,00019) \cdot 10^{-12} \text{ м} \cdot \text{К},$$

при чому зазначена похибка для c_1 і c_2 дорівнює потрійному середньому квадратичному відхиленню (СКВ).

$h = 6,625 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка;

$k = 1,380662 \cdot 10^{-23}$ Дж·К⁻¹.

Значно частіше застосовується не $M_{e\lambda}(\lambda, T)$, а спектральна густина енергетичної яскравості $L_{e,\lambda}(\lambda, T)$ (СГЕЯ) неполяризованого випромінення, і закон Планка записується в такому вигляді:

$$L_{e,\lambda}(\lambda, T) = \frac{c_1}{\pi \Omega_0} \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1}, \quad (3.2)$$

де Ω_0 – значення тілесного кута, яке дорівнює 1 ср.

Насправді рівняння (3.1, 3.2) описують ідеальний повний випромінювач. Випромінювальні характеристики **реальних тіл** відрізняються від таких у ЧТ, при чому відношення енергетичної світимості будь-якого тіла, зумовлене тепловим випроміненням, до енергетичної світимості ЧТ за тієї ж температури, **коефіцієнтом випромінення, або коефіцієнтом чорноти ε** . Із закону Кірхгофа витікає, що він має дорівнювати коефіцієнту поглинання. Останній завжди менший за одиницю й залежить від λ і T . Тому випромінення поверхні будь-якого реального тіла має **вибірковий, або селективний характер** і по різному відрізняються від випромінення ЧТ за тієї ж температури залежно від довжини хвилі. Проте, для багатьох тіл значення ε в межах будь-якого спектрального діапазону може бути постійним, хоча і меншим за одиницю. Таке тіло називають **сірим** у межах цього спектрального діапазону.

Як наслідок можливим ввести декілька видів „температури”, які, не становлячи істинних температур випромінювача, дозволяють визначити ті або інші його властивості.

Радіаційною температурою реального випромінювача, який має температуру T , називається така температура T_p АЧТ, за якої його енергетична

світимість $M_e^0(T_p)$ дорівнює енергетичній світимості $M_e^0(T_p)$ не „чорного тіла”. Очевидно, що радіаційна температура реального тіла завжди менше його істинної температури.

Яскравісна температура визначає яскравість нагрітого реального тіла у вузькому спектральному діапазоні неподалік деякої вибраної довжини хвилі λ (у пірометрії зазвичайно $\lambda \approx 0,65$ мкм). Яскравісною температурою реального випромінювача на довжині хвилі λ , який має температуру T , називається така температура $T_{\text{я}}$ АЧТ, за якої СГЕЯ $L_{\lambda}^0(\lambda, T_{\text{я}})$ на цій довжині хвилі λ дорівнює $L_{\lambda}(\lambda, T_{\text{я}})$ цього реального випромінювача на тій же λ .

Колірною температурою реального випромінювача, який має температуру T , називається така температура $T_{\text{к}}$ АЧТ, за якої колірності їхніх випромінювань виявляються однаковими. Колірна температура застосовується для характеристики спектрального розподілу потужності, випромінюваним „нечорним тілом” у межах видимої ділянки спектра.

На рис. 3.1 – 3.2 наведені приклади випромінювання „чорних тіл”. А на рис. 3.3 – 3.4 – порівняльна характеристика сонячного випромінювання в зіставленні з „чорнотільним” випромінюванням.

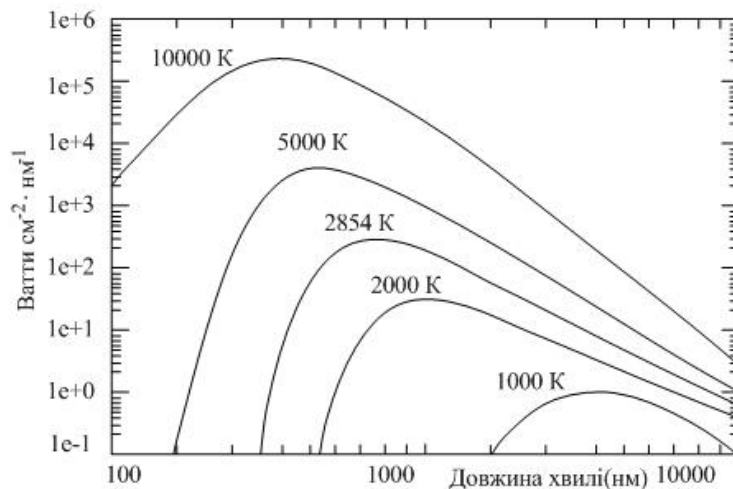


Рис. 3.1 – Випромінювання абсолютно „чорного тіла” за різних колірних температур

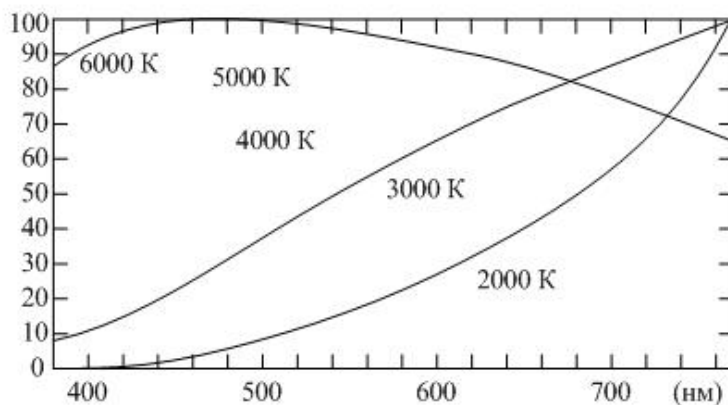


Рис. 3.2 – Випромінювання абсолютно „чорного тіла”, наведені як лінійна шкала у видимій області спектра

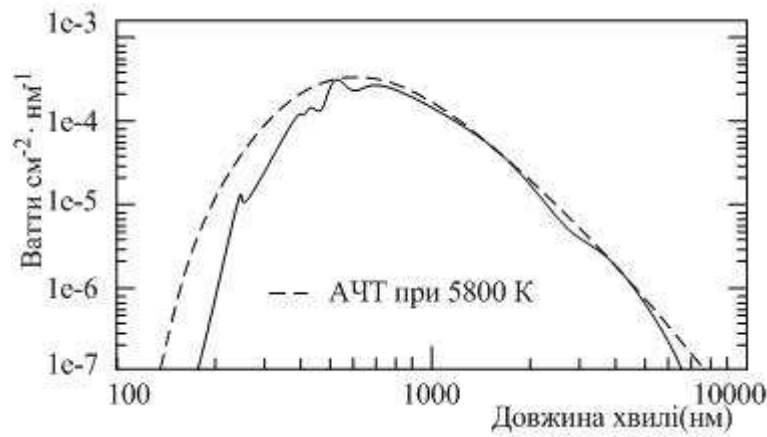


Рис. 3.3 – Сонячна освітленість над землею порівняно з АЧТ

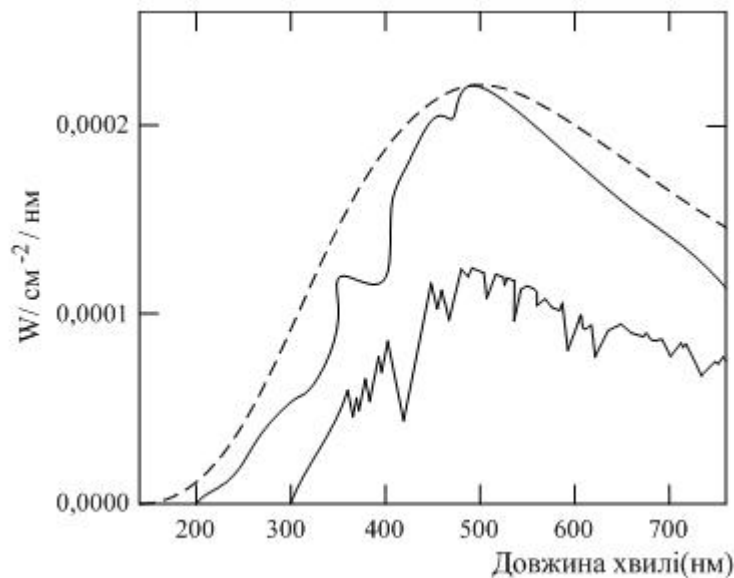


Рис. 3.4 – Сонячна освітленість на рівні моря

3.1.2. Моделі „чорних тіл”

Абсолютно „чорних тіл” у природі не існує. Однак, можна створити різні моделі джерел теплового випромінювання з випромінювальними характеристиками, достатньо точно наближуючись до таких, як у АЧТ. Такі випромінювачі будемо в подальшому називати моделями „чорних тіл”. Вони широко застосовуються в якості ЕОВП в оптичній радіометрії ІЧ-спектроскопії, пірометрії тощо.

У якості МЧТ може використовуватися будь-яка непрозора замкнена поверхня з рівномірно нагрітими стінками, яка має невеликий отвір для виходу випромінювання. Геометрична форма порожнини при цьому суттєвого значення не має й обирається залежно від конструкції МЧТ. Важливо лише, щоб температура порожнини підтримувалася постійною, і площа випромінюючого отвору була набагато меншою за площу внутрішньої поверхні порожнини.

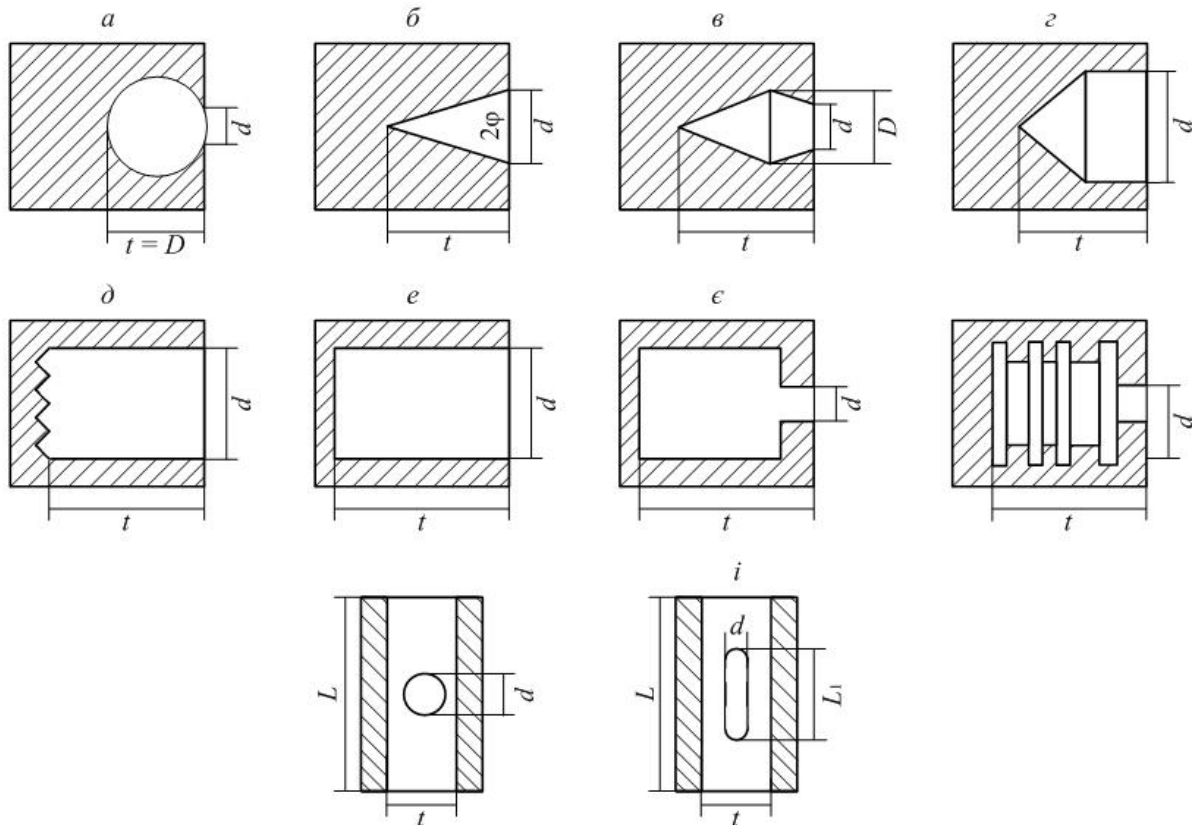


Рис. 3.5 – Типові форми порожнин моделей „чорного тіла”:

а – сферична; б – конічна; в – клиноподібно, г – циліндрична з конічним дном; д – циліндрична з гофрованим дном; е, е – циліндрична, ж – циліндрична з діафрагмами; з, і – циліндрична з випроміненням крізь колоподібний отвір (u) в подовжену щілину (к) у боковій порожнині; d – діаметр випромінюючого отвору; l – максимальна глибина порожнини

На рис. 3.5 наведені різні форми порожнин, що використовуються у МЧТ. Ступінь досконалості моделі, тобто її наближення до ЧТ, характеризується ефективним коефіцієнтом теплового випромінення $\epsilon_{\text{еф}}$, який визначається відношенням потоку випромінення, що виходить із отвору моделі Φ_e , до потоку випромінення ЧТ за тієї ж температури:

$$\epsilon_{\text{еф}} = \frac{\Phi_e}{\Phi_e^0}. \quad (3.3)$$

Із цієї формули видно, що $\epsilon_{\text{еф}}$ менше одиниці. Ефективний коефіцієнт теплового випромінення МЧТ, який часто називають **ефективною випромінювальною здатністю**, залежить від форми порожнини та розміру випромінюючого отвору, матеріалу внутрішніх стінок порожнини та нерівномірності температури внутрішніх стінок.

Густина випромінення замкненої порожнини залежить лише від температури стінок і зовсім не залежить ані від її форми, ані від оптичних властивостей. Розглянемо порожнину, яка застосовується на практиці й має у стінці порожнини невеликий отвір, крізь який випромінення випускається. Проблема полягає в тому, щоб строго обчислити, наскільки це випромінення відрізняється від випромінення „чорного тіла” для цієї геометрії матеріалу. Питання це надзвичайно важливе, оскільки єдиний можливий доступ до

випромінення високотемпературного „чорного тіла” пов’язаний з використанням такої порожнини, із якої випромінення могло б виходити. Тому необхідно знати, яким чином виготовити реальне „чорне тіло” та як обчислити відмінність між його спектральною яскравістю і спектральною яскравістю ідеального „чорного тіла” за тієї ж температури.

Вважаємо, що необхідно знайти випромінювальну здатність ізотермічної порожнини, наведені на рис. 3.6. Величина, яку необхідно обчислити, становить відношення спектральної яскравості елемента стінки ΔS , що візується детектором P , до спектральної яскравості „чорного тіла” за тієї ж температури. У свою чергу, потік випромінення, який виходить із ΔS у напрямку апертури α , складається із двох частин: потоку, випромінюваного самим елементом ΔS , і променевого потоку, відбитого тим же елементом ΔS . Перший залежить тільки від коефіцієнта випромінення стінки та її температури і не залежить від присутності решти частин порожнини.

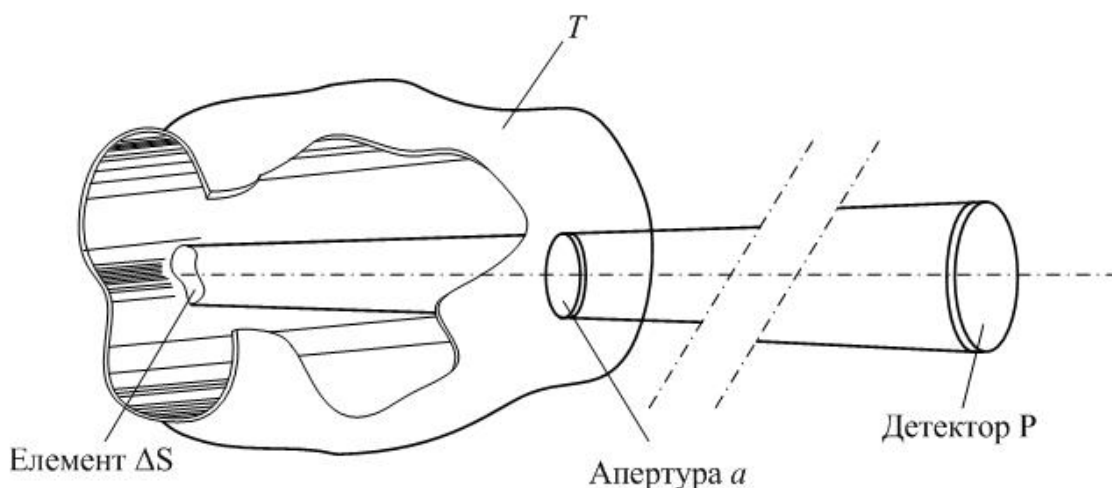


Рис. 3.6 – Схема порожнини „чорного тіла” з отвором у стінці, крізь яке виходить випромінення яке реєструється детектором P

На значення відбитого потоку впливає апертура, а оскільки променевий потік, який у замкненій порожнині прийшов би від a в напрямку ΔS , у цьому випадку відсутній. Саме цей ефект відсутності падаючого потоку від a в потоці випромінення відбитого від ΔS і необхідно обчислити. Необхідно також враховувати, що відсутній не тільки променевий потік у напрямку $a \rightarrow \Delta S$, але і променевий потік від a в напрямку іншої частини стінок, який надходить до ΔS від всієї іншої частини порожнини, що залишилася, є дещо збідненим. Із всього цього має стати зрозуміло, що розрахунок не є тривіальним завданням. Для строгого обчислення необхідно знати в деталях геометрію порожнини та системи спостереження, кутові залежності випромінюваної й відбиваючої характеристики матеріалу стінки порожнини, а також розподіл температури вздовж стінок порожнини. Температурна неоднорідність змінює потік випромінення порожнини в цілому так само, як і наявність апертури, але з деяким допоміжним ускладненням, яке полягає в тому, що зміна потоку випромінення, яка викликана температурним коефіцієнтом, може бути як позитивною, так і від’ємною.

Точність, із якою розрахунок відбиває реальну поведінку ізотермічної порожнини, майже завжди обмежена недостатнім знанням відбиваючих властивостей стінки. На практиці найбільш суттєвим обмежуючим фактором зазвичай, є температурна неоднорідність, яка призводить до невизначеності температури, яка має бути приписана випромінюванню. Це майже завжди має місце в порожнинах із достатньо високою випромінювальною здатністю, тобто в порожнинах, у яких відношення розміру отвору до розміру самої порожнини надмале. За цих умов докладності кутових характеристик відбиття та випромінення не є критичними, оскільки загальний ефект впливу отвору малий. Якщо не враховувати порожнини, які мають незвичну геометрію, то припущення про дифузний або ламбертівський характер випромінення здебільшого призводить до малих похибок, оскільки лише за дуже великих кутів до нормалі це припущення перестає бути вірним. Припущення про те, що всі матеріали дифузно відбивають теплове випромінення, значно менше виправдане. Насправді всі метали й більшість інших поверхонь, якщо вони відполіровані, є дзеркальними відбивачами випромінення, і це необхідно враховувати. Методи закруглення поверхні дозволяють легко зробити відбивання частково дифузним. Створювати ж поверхню, яка була б повністю дифузним відбивачем, на практиці надзвичайно складно. Якщо, однак, при кожному відбитті значна частина випромінення відбивається дифузно, то в порожнинах із великою випромінювальною здатністю, у яких має місце велика кількість відбиттів, припущення про дифузність відбиття є доволі розумним. Це твердження виконується за деяких визначених умов.

Найбільш вдалі методи обчислення випромінювальної здатності порожнин, близьких до чорного тіла, засновані на припущенні про дифузність випромінювальної здатності порожнин, близьких до „чорного тіла”, засновані на припущенні про дифузність випромінення та відбиття. Було знайдено, що результати розрахунку узгоджуються з експериментом у межах можливості вимірювань. Поправки, які враховують напівдзеркальний характер відбиття, можуть бути зроблені під час виконання розрахунку.

Випромінювальна здатність порожнин, зроблених із суто дзеркальних відбивачів, обчислюється в інший, зазвичай значно простіший спосіб. Випромінювальна здатність обчислюється безпосередньо через кількість відбиттів n , яке має промінь, що падає перш, ніж він вийде із порожнини.

Ефективний коефіцієнт теплового випромінення будь-якої порожнини дорівнює:

$$\epsilon_{\text{эф}} = \frac{\epsilon \left[1 + (1 - \epsilon) \left(\frac{S_1}{S} - \frac{S_1}{S_0} \right) \right]}{\epsilon \left(1 - \frac{S_1}{S} \right) + \frac{S_1}{S}}, \quad (3.4)$$

де ϵ – коефіцієнт теплового випромінення стінок порожнини;
 S_1 – площа отвору в порожнині, крізь який виходить випромінення;
 S – повна площа поверхні порожнини, включаючи площу отвору; S_0 – площа

поверхні сфери, діаметр якої дорівнює глибині порожнини (відстань між площиною отвору та самою дальньою точкою порожнини).

Для сферичної порожнини різниця $(S_1/S) - (S_1/S_0) = 0$, і формула (3.4) стає більш простою:

$$\varepsilon_{\text{еф}} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon \left(1 - \frac{S_1}{S}\right) + \frac{S_1}{S}}. \quad (3.5)$$

Виготовлення сферичної порожнини, однак, пов'язане з певними труднощами, тому, МЧТ становлять переважно введені в теплоізолюючий корпус металічні осердя з циліндричною або конічною порожниною. Порожнина має колоподібний вихідний отвір, діаметр якого може бути постійним або змінюватися діафрагмою в межах (0,3...10) мм. Нагрів порожнини виконується ніхромовим дротом, рівномірно намотаним на зовнішню поверхню осердя. Ефективний коефіцієнт теплового випромінення такої МЧТ можна приблизно визначити за формулою:

$$\varepsilon_{\text{еф}} \approx 1 - \rho \frac{d^2}{4l^2}, \quad (3.6)$$

де ρ – коефіцієнт відбиття матеріалу порожнини.

На рис. 3.7 наведена типова конструкція МЧТ. Осердя із коррозійно-стійкої сталі довжиною 100 мм має конічну порожнину з кутом у вершині конуса 15° .

Обвитка ніхромового нагрівача ізолювана від осердя тонким шаром азбесту. Контроль температури осердя виконується платиновим перетворювачем опору. Перетворювач і нагрівач електрично пов'язані зі схемою автоматичного регулювання й підтримки заданої температури осердя. Модель комплектується набором змінних калібрувальних діафрагм.

Випромінення точно відповідає закону Ламберта в межах кутів, що не перевищують 15° від вісі, її ефективний коефіцієнт теплового випромінення $\varepsilon_{\text{еф}} = 0,995$.

Високотемпературними МЧТ можуть служити металічні труби з малим отвором, які нагріваються електричним струмом і змонтовані у скляних колбах, заповнених інертним газом або вакуумованих. Прикладом такого тіла, працюючого до температур ≥ 3000 К, може служити модель, наведена на рис. 3.8.

Джерелом випромінення є вольфрамова трубка діаметром 3 мм з випромінюючим отвором $\sim 0,7$ мм. Випромінювач змонтовано у скляному балоні із флюориту (CaF_2). Широко застосовуються високотемпературні мініатюрні МЧТ [3].

На рис. 3.9 наведене „чорне тіло” з графіту, призначене для роботи за температур до 3000 К. За таких високих температур одна зі складностей застосування порожнин, які нагріваються безпосередньо, пов'язана з тепловим розширенням самої порожнини. У конструкції, наведеній на рис. 3.9, задня

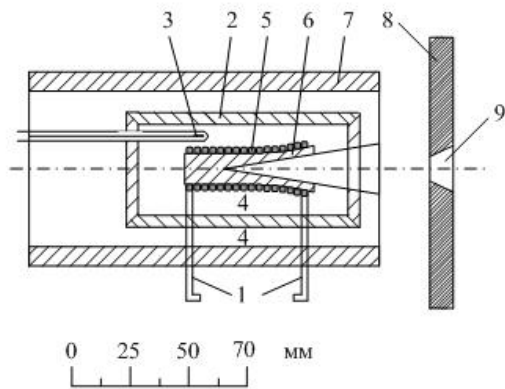


Рис. 3.7 – Типова модель чорного тіла:
 1 – виводи від нагрівача до регулятора температури; 2 – мідний екран;
 3 – платиновий перетворювач опору;
 4 – порожнини, заповнені сумішшю азбесту з цементом; 5 – обвитка нагрівача; 6 – осереддя; 7 – корпус;
 8 – діафрагма; 9 – робочий отвір

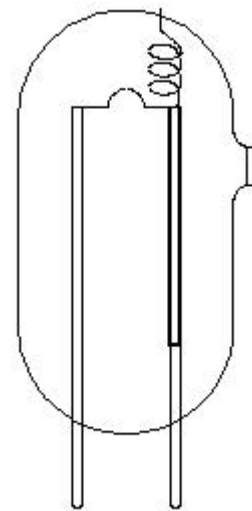


Рис.3.8 – Схема моделі високотемпературного
 1 – танталові електроди; 2 – скляний балон;
 3 – пружина; 4 – вікно із CaF_2 ;
 5 – випромінюючі отвори; 6 – циліндр

опорна стійка і струмопідвід є гнучкими. Ця порожнина сконструйована так, щоб одержувати випромінення „чорного тіла” в широкій області довжин хвиль, і тому не було застосовано вікно в конструкції. Залучений спосіб пропускання слабого потоку сухого аргону через камеру печі з виходом крізь відкрите вікно на лінії візування „чорного тіла”.

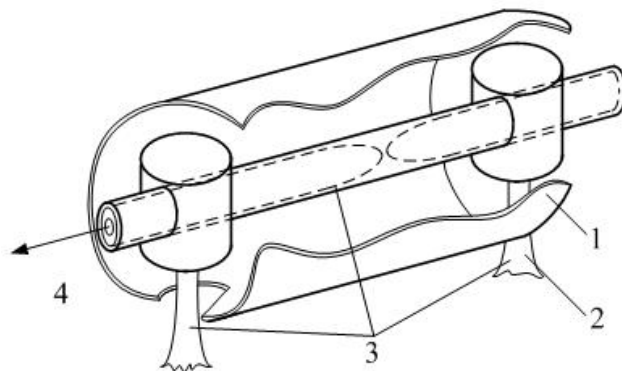


Рис 3.9 – Конструкція безпосередньо нагріваємого графітового чорного тіла
 1 – радіаційних екран; 2 – гнучкий струмовідвід;
 3 – графіт; 4 – випромінення ЧТ при 3000К

3.1.3. Моделі „чорних тіл” на фазових переходах

Однією із найважливіших умов практичної реалізації „чорних тіл” є забезпечення ізотермічності порожнини абсолютно „чорного тіла”.

Достатньо високим коефіцієнтом чорноти випромінення відрізняється модель чорного тіла такої доволі простої конструкції: тонкостінну трубку із вогнетривкого матеріалу із закритим кінцем занурюють у рідкий метал на таку глибину, щоб вона була, у крайньому випадку разів у 10 більша за внутрішній діаметр труби. У процесі ствердіння або топлення металу створюється ізотермічність стінок трубки, занурених у метал і можна спостерігати випромінення „чорного тіла” за температури твердіння металу.

Саме ця можливість створювати ізотермічність стінок МЧТ дала поштовх створенню моделей чорних тіл на фазових переходах.

Фірмою Mikron Instrument Co., Inc розроблені й досліджені МЧТ на

фазових переходах In, Sn, Al, AgAu і Cu, а також Ga. Ця параметрична низка МЧТ перекриває діапазон температур від 29,78 до 1084,62 °С.

МЧТ мають $\epsilon_{\text{эф}}(\lambda, T) = 0,999$ за номінальної чистоти відповідних металів 99,9999 %.

На рис. 3.10 зображена порожнина, виготовлена із графіту та використовується для реалізації точки твердіння золота. Однорідність температури забезпечується розміщенням циліндричної порожнини безпосередньо в золоті.

Для виключення прямого дзеркального відбиття задню стінку роблять рифленою. Передня стінка зроблена із платинового диска з отвором діаметром 1,5 мм. Наявність слабо випромінюючої передньої стінки, у якій зроблена апертура „чорного тіла”, має дві переваги: по-перше, знижуються втрати тепла зовні, таким чином зменшується, градієнт температури; по-друге вона дозволяє бачити чітко апертуру зовні, яка має вид яскравого диска на тлі слабо випромінюючого оточення.

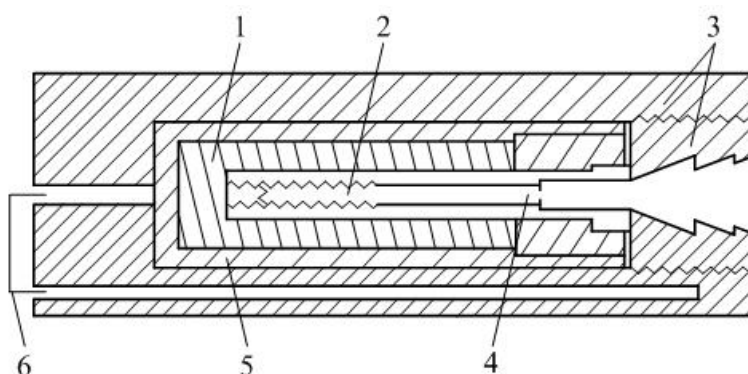


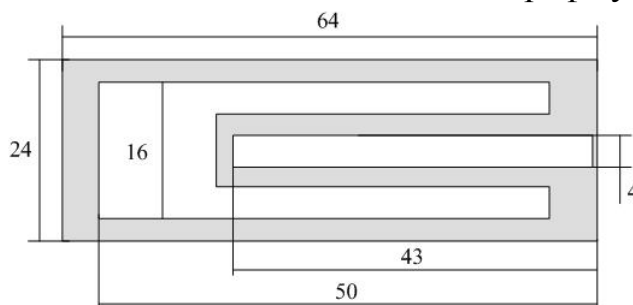
Рис 3.10 – Графітове чорне тіло для відбиття точки твердіння золота:
1 – золото 0,9 кг; 2 – порожнина „чорного тіла”; 3 – зовнішній тигель; 4 – платиновий диск із апертурою діаметром 1,5 мм; 5 – внутрішній тигель; 6 – отвір для термоелектричних перетворювачів

Останнім часом увагу спеціалістів привернув нещодавно запропонований альтернативний метод реалізації високотемпературних фіксованих точок, заснований на використанні в якості матеріалу фазового переходу не чистих металів, а сполук металу та вуглеводу (евтектика [4]). При цьому графітовий тигель не буде служити джерелом забруднення, оскільки вуглерод сам входить до складу матеріалу фіксованої точки. Крім того, використання графіта, який має високу випромінювальну здатність, у якості матеріалу капсули фіксованої точки дуже спрощує реалізацію чорнотільної порожнини. Дослідження плато топлення і твердіння шести фіксованих точок на основі евтектик залізо – вуглерод (Fe – C), нікель – вуглерод (Ni – C), палладій – вуглерод (Pd – C), родій – вуглерод (Rh – C), платина – вуглерод (Pt – C), і рутеній – вуглерод (Ru – C) із відповідними температурами 1153, 1329, 1492, 1657, 1738, 1953°С підтвердили перспективність нового методу. Була показана можливість створення більш високотемпературних фіксованих точок на базі іридій – вуглерод (Ir – C), реній – вуглерод (Re – C) й осмій – вуглерод (Os – C) із температурами топлення, відповідно 2569К, 2778К і 3005 К.

„Чорні тіла” на таких високотемпературних фазових переходах можуть широко застосовуватися в радіометрії як у видимій, так і в УФ-областях спектра та суттєво підвищити точність відтворення й передачі розмірів одиниць радіометричних величин.

Роботи з дослідження високотемпературної моделі „чорного тіла” (ВМЧТ) на точках фазових переходів топлення/твердження евтектик Ir – С і Re – С були проведені у ВНДіОФВ (Росія).

Капсули з евтектиками були виготовлені в Національній Дослідницькій Лабораторії Метрології (NRLM) Японії. Обидві капсули (одна Ir – С і одна Re – С) ідентичні за формою та розмірами й виготовлені із надчистого графіту 99,9995 %. Капсула становить циліндр завдовжки 64 мм і діаметром 24 мм (рис. 3.11). Евтектика оточує циліндричну порожнину діаметром 4 мм і глибиною 43 мм із конічним дном (кут конуса – 120°).



Евтектика виготовлена

Рис. 3.11 – Зовнішній вигляд і розміри капсули з евтектикою

шляхом змішування порошковидного металу з графітовою пудрою.

Чистота ірідія та ренія складала 99,9 %, чистота графітової пудри – 99,9995 %. Процентний зміст (ваговий) вуглероду в евтектиках Ir – С і Re – С складав 1,6 % і 2,0 %, відповідно. Порошкоподібна суміш засипалася в капсулу й розтоплювалася. Після охолодження капсула відкривалася і, додавалася нова порція порошку, після чого знову проводилося топлення, і так доти, доки капсула повністю не заповнювалося матеріалом евтектики. Остаточна капсула Ir – С вміщувала 82,5 г евтектики, а капсула Re – С – 80,8 г, відповідно.

Для нагрівання капсул з евтектиками була використана розроблена в ВНДіОФВ ВМЧТ ВВ3200рд з максимальною робочою температурою 3200 К.

Особлива увага була приділена дослідженням відтворюваності СГЕЯ ВМЧТ у точках топлення і твердіння евтектик та залежності значень СГЕЯ в цих точках від швидкості нагрівання й охолодження капсул із евтектиками. У таблиці 3.1 наведені.

Таблиця 3.1 – Відтворюваність СГЕЯ (650нм) ВМЧТ на фазових переходах Ir – С і Re – С

Тип фазового переходу	Кількість вимірювань	СКВ, %	Діапазон швидкостей нагрівання – охолодження, К/хв
Ir – С топлення	10	0,006	4,7 – 6,9
Ir – С твердіння	10	0,007	2 – 3
Re – С топлення	15	0,004	4 – 7
	14	0,004	3 – 8
Re – С твердіння	12	0,01	0,5 – 1,5
	14	0,03	1,9 – 5,11

Невідтворюваність СГЕЯ ВМЧТ на фазових переходах Ir – С і Re – С виявилися рекордно малою: СКВ всього лише 0,004 – 0,01 %. І навіть у великому діапазоні швидкостей нагрівання/охолодження розкид складає приблизно 0,02 %. Такі рівні відтворюваності демонструють лише ВМЧТ на точках твердіння чистих металів. Із використанням евтектик температурний діапазон високих точностей, характерний для радіометрії із застосуванням ВМЧТ на фазових переходах, розповсюджується до рівня 2748 К, а у випадку успішного дослідження Os – С – і до 3000 К.

Таблиця 3.2 – Варіація СГЕЯ (650нм) на фазових переходах Ir – С і Re – С за значних змін швидкостей нагрівання й охолодження

Тип фазового переходу	Кількість вимірювань	СКВ, %	Діапазон швидкостей нагрівання – охолодження, К/хв
Ir – С топлення	7	0,02	1,2 – 9,0
Ir – С твердіння	7	0,02	1,2 – 13,0
Re – С топлення	8	0,01	1,9 – 15,0
Re – С твердіння	8	0,02	2 – 10

3.2. Синхротрони

Іншим джерелом, спектр випромінення якого розраховується, є синхротроно-кільцевий резонансний прискорювач. Траєкторії прискорюваних у синхротроні електронів заповнюють кільцеву область замкненим кільцем, виникає синхротронне випромінення – магнітогальмівне випромінення, що створюється релятивістськими зарядженими частинами в однорідному магнітному полі. Синхротронне випромінення, зумовлене прискоренням часток, яке з'являється при викривленні траєкторії часток у магнітному полі. При наближенні швидкості до релятивістської межі випромінення має практично неперервний спектр і містить у вузькому конусі з кутом $\phi \approx mc^2 / E$, де m – маса покою, E – енергія частки. Спектральний (за частотою ν) розподіл випромінюваної потужності визначається за виразом:

$$P(\nu) = \frac{\sqrt{3}e^2 H}{mc^2} \frac{\nu}{v_c} \int_{\frac{\nu}{v_c}} K_{5/3}(\eta) d\eta, \quad (3.7)$$

де e – заряд частки; H – складник магнітного поля, перпендикулярний швидкості частки; $v_c = (3eH/4\pi mc)(E/mc^2)$, $K_{5/3}$ – циліндрична функція другого роду неявного аргументу. Максимум випромінення припадає на $\nu/[Гц] \approx 0,29\nu_c = 1,8 \cdot 10^{18} H E^2 [erg] = 4,6 \cdot 10^{18} H E^2 [eV]$.

Випромінення окремої частини загалом випадку еліптично поляризоване, при чому велика вісь еліпса поляризації розташована перпендикулярно видимій проекції магнітного поля. Ступінь еліптичності та напрямок обертання вектора напруженості магнітного поля залежать від напрямку спостереження

відносно конуса, який описується вектором швидкості частки навколо напрямку магнітного поля. Для напрямків спостереження, які лежать на цьому конусі, поляризація випромінювання лінійна.

Враховуючи, що частка ультрафіолету у спектрі випромінювання синхротронного випромінювання порівнянні з випромінюванням „чорного тіла” значна (рис 3.12), з’явилося багато робіт, присвячених використанню синхротронного випромінювання.

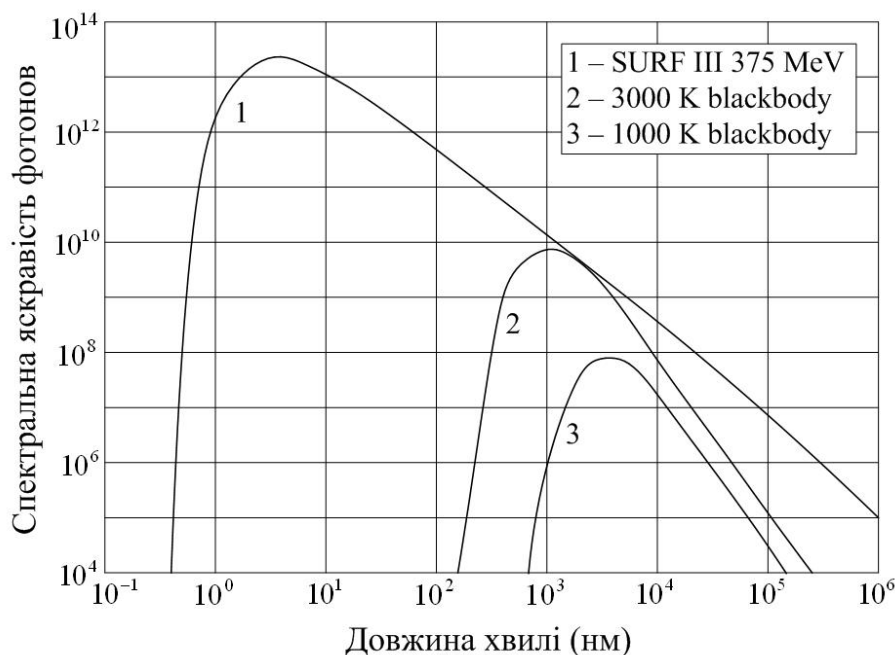


Рис. 3.12 – Спектри випромінювання синхротрона SURF II і „чорних тіл” із температурами 3000 К і 1000 К в логарифмічному масштабі

Синхротрон є надзвичайно великим і дорогим устаткуванням, який часто разом з допоміжними службами займає ціле містечко (рис. 3.13) [5].

У роботі [6] запропонований оригінальний підхід, який дозволяє об’єднати спектральні випромінювання за допомогою синхротрона й моделі „чорного тіла” як двох незалежних засобів випромінювання. Сутність методу полягає в тому, що однаковою апаратурою виконуються вимірювання відношення сигналів на двох довжинах хвиль від „чорного тіла” та від синхротрона. Співвідношення сигналів від „чорного тіла” можна записати як:

$$\frac{S_{\text{АЧТ}}(\lambda_2)}{S_{\text{АЧТ}}(\lambda_1)} = \frac{\int_0^{\infty} \frac{Q_2(\lambda)d\lambda}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]}}{\int_0^{\infty} \frac{Q_1(\lambda)d\lambda}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{c_2}{\lambda T}\right) - 1 \right]}}, \quad (3.8)$$

где $S_{\text{АЧТ}}(\lambda)$ – сигнал на довжині хвилі λ ; $Q(\lambda)$ – чутливість приймача на довжині хвилі λ ; T – температура „чорного тіла”; c_2 – друга стала випромінювання.

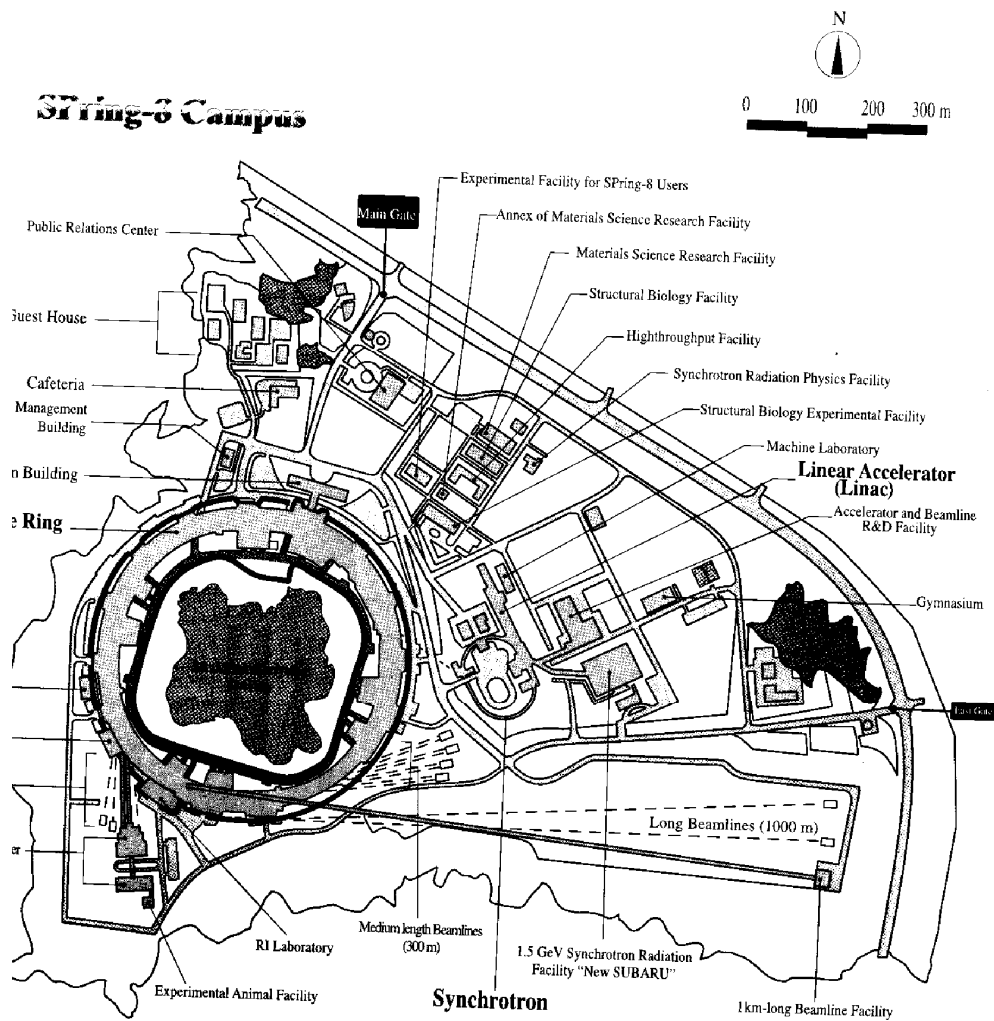


Рис. 3.13 – План містечка, у якому обслуговується синхротрон Spring 8 (Японія)

Співвідношення сигналів від синхротронного випромінення можна записати у такому вигляді:

$$\frac{S_{\text{синхр}}(\lambda_2)}{S_{\text{синхр}}(\lambda_1)} = \frac{Q_2(\lambda_2) \int_0^{\infty} E(\lambda_2, \phi) d\phi}{Q_1(\lambda_1) \int_0^{\infty} E(\lambda_1, \phi) d\phi}, \quad (3.9)$$

де $E(\lambda, \phi)$ – спектральний розподіл освітленості випромінення синхротрона на довжині хвилі λ та куті ϕ .

Використовуючи наступне співвідношення:

$$\frac{\int_0^{\infty} E(\lambda_2, \phi) d\phi}{\int_0^{\infty} E(\lambda_1, \phi) d\phi} = \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_1}\right)^{-7/3}, \quad (3.10)$$

можна одержати відношення співвідношення сигналів на синхротроні до сигналів від АЧТ $A(\lambda_1, \lambda_2, T)$, із якого можна визначити температуру „чорного тіла”:

$$T = \frac{c_2(1/\lambda_2 - 1/\lambda_1)}{\ln[A(\lambda_1\lambda_2 T)(\lambda_1/\lambda_2)^{8/3}]}, \quad (3.11)$$

що є незалежним способом визначення температури „чорного тіла”.

3.3. Вимірювальні лампи

Розглянуті в попередньому параграфі „чорні тіла”, без сумнівів, можна віднести до так званих „розрахункових” джерел оптичного випромінення. Це означає, що випромінювальні характеристики та параметри МЧТ описуються фундаментальним законом Планка й визначаються розрахунком, а не шляхом вимірювань. Результати розрахунку є настільки точними, наскільки точно визначені ефективна випромінювальна здатність ϵ_{ef} і температура T порожнини МЧТ. Тому МЧТ необхідно визнати абсолютними випромінювачами, а найбільш точні із них застосовуються як ЕОВП у первинних еталонах, які відтворюють одиниці світлових і енергетичних величин некогерентного оптичного випромінення. Від цих первинних „розрахункових” джерел оптичного випромінення розміри відтворюваних одиниць і шкал необхідно передавати іншим, менш точним, джерелам, які складають основу вторинних і робочих еталонів. Такими джерелами можуть служити як МЧТ, так і переважно різні еталонні лампи. Останні не є розрахунковими випромінювачами; вони зберігають і передають розміри одиниць і шкали.

Лампові вторинні еталони можна класифікувати за кількома ознаками та поділити на групи за способом формування потоку випромінення. Різні характеристики розподілу оптичного поля і спрямованості пучка випромінення пов’язані з відповідними радіометричними величинами та геометрично еквівалентними їм фотометричними величинами. Широкого розповсюдження одержали еталонні лампи трьох груп:

- які використовуються за пучком, сформованим в одному напрямку без застосування проектуючої оптичної системи; у свою чергу, їх можна поділити на дві підгрупи:

- еталони одиниць сили випромінення або сили світла: променевий потік або світловий потік розповсюджується в одиничному тілесному куті;

- еталони одиниць опроміненості або освітленості; променевий потік або світловий потік падає на поверхню або на приймальну площадку ОЕВП, розташовані на певній відстані від лампи;

- які використовуються за пучком, сформованим в одному напрямку з застосуванням проектуючої оптичної системи, для обмеження певної випромінюючої області – це еталони одиниць енергетичної яскравості або яскравості;

- які використовуються в якості еталонів, які відтворюють розміри одиниць сумарного потоку (променевого або світлового), що розповсюджується за всіма напрямками від лампи в межах повного тілесного кута $4\pi \text{sr}$.

3.3.1. Основні властивості та характеристики еталонних ламп

Оскільки відносний спектральний розподіл потужності випромінення найбільш розповсюджених вольфрамових ламп подібний аналогічній характеристики планківського випромінювача (у крайньому разі у видимій області спектра), їх прийнято розрізняти за **колірною температурою**, або **температурою розподілу**.

Температурою розподілу джерела випромінення в заданому інтервалі довжин хвиль від λ_1 до λ_2 називається температура T_d планківського випромінювача, для якої за допомогою зміни α і T можна мінімізувати значення інтеграла:

$$\int \left[1 - \frac{S_t(\lambda)}{\alpha S_B(\lambda, T)} \right]^2 d\lambda, \quad (3.12)$$

де λ – довжина хвилі; $S_t(\lambda)$ – відносний спектральний розподіл потужності випромінення лампи; $S_B(\lambda, T)$ – відносний спектральний розподіл потужності випромінення планківського випромінювача за температури T .

Зазвичай у вольфрамовій лампи колірна температура та температури розподілу різняться не суттєво. Спектральна випромінювальна здатність вольфраму змінюється з довжиною хвилі, унаслідок чого світлове випромінення вольфрамової лампи розжарювання дещо „зеленіше”, ніж у планківського випромінювача за тієї ж колірної температури або температури розподілу. Різниця між двома відносними спектральними розподілами потужності досягає $\sim 5\%$ на межах видимого спектра випромінення стрічкової вольфрамової лампи, але вона значно менша лампи з біспіральною ниткою розжарювання завдяки ефекту внутрішнього перевідбиття між нитками. Як і в усіх ламп розжарювання, у вольфрамових ламп співвідношення УФ і синього випромінення у спектрі збільшується зі зростанням температури.

Багато стрічкових ламп, які використовуються в якості вторинних еталонів одиниць яскравості, або енергетичної яскравості, спочатку створювалися як пірометричні еталони. Оскільки спектральна випромінювальна здатність вольфраму перебуває в межах від 0,49 – 0,48, його істинна температура завжди значно вища за радіаційну. Важливо відмітити, що співвідношення між різними категоріями температур не є фундаментальними, а залежать від фізичних властивостей індивідуальної лампи. У таблиці 3.3. наведені еквівалентні температури для вольфрамової стрічкової лампи.

Вакуумні лампи використовуються в якості випромінювачів за температур не більше ~ 2400 К. За більш високих температур швидкість випаровування вольфраму з нитки розжарювання стає неприпустимо високою, і доцільно застосовувати газонаповнені лампи розжарювання. При заповненні лампи газом за тиску, близького до атмосферного, швидкість випаровування вольфраму з нитки розжарювання зменшується майже в 70 разів. Зазвичай використовується аргон або інколи криптон з додаванням $10 \div 15\%$ азоту. Азот особливо ефективний у лампах, які живляться напругою мережі, оскільки запобігає

утворенню поблизу нитки розжарювання в зоні з низькою густиною газу руйнівної високотемпературної дуги.

Таблиця 3.3 – Еквівалентні температури для вольфрамової стрічкової лампи

Температура розподілу (колірна температура), К	Істинна температура	Яскравісна температура ($\lambda=665\text{нм}$), °С
2000	1967	1544
2100	2064	1625
2200	2161	1707
2300	2258	1788
2400	2355	1866
2500	2452	1945
2600	2549	2025
2700	2646	2101
2800	2742	2176
2900	2839	2252
3000	2935	2327
3100	2032	2404
3300	3225	2556

Газонаповнені лампи зазвичай працюють за колірних температур від 2000 до 2500 К. За температури <2000 К необхідно застосовувати вакуумні лампи, оскільки в газонаповнених лампах за таких температур значна частина потужності розсіюється шляхом конвекції та теплопровідності газу. При цьому лампи стають дуже чутливими до зовнішніх впливів, що ускладнює регулювання і стабілізацію потужності.

За температур >2900 К випаровування вольфраму в газонаповнених лампах різко зростає, і має сенс переходити до спектральних ламп, наприклад, галоїдно-вольфрамових, у яких газ перебуває під тиском $\sim (7 - 10) \cdot 10^5$ Па. Ці лампи здебільшого малогабаритні, їхні корпуси виготовлені з товстого кварцового або тугоплавкого скла. За таких тисків ризик виникнення дуги мінімізований, і можна використовувати чистий аргон або криптон. Невелику кількість галогену додають до інертного газу, щоб під час транспортування лампи запобігти осадженню вольфраму в колбі. Температура колби має підтримуватися вище за певний мінімальний рівень, що обмежує нижню межу робочих температур лампи.

Існують вольфрамові лампи, заповнені газом під тиском, що не набагато перевершує атмосферний, але при цьому їхнє тіло розжарювання виконане із точно каліброваного дроту. Цим забезпечується мінімізація впливу випаровування вольфраму на електричний опір нитки та можливість роботи лампи за температур > 3000 К.

Максимальна робоча температура стрічкових ламп виявляється інколи нижчою, ніж у ламп із дротовою ниткою розжарювання. Вакуумовані стрічкові лампи застосовуються за колірних температур нижче 2000 К, а газонаповнені стрічкові лампи служать у діапазоні температур від 2000 до 2900 К.

Зміна температури впливає на СГЕЯ вольфраму значно інтенсивніше в УФ і синій частині спектра, ніж у червоній. Тому вибір робочої температури лампи частіше продиктований формою характеристики спектрального розподілу її потоку випромінення, ніж його дійсним сумарним значенням. У таблиці 3.4 наведено низку значень яскравості та СГЕЯ вольфраму залежно від температури.

Таблиця 3.4 – Яскравість і СГЕЯ вольфраму при різних корельованих колірних температурах

Корельована колірна температура, К	Яскравість, кд/м ²	Спектральна густина енергетичної яскравості, Вт/м ² ·ср·нм		
		300 нм	400 нм	700 нм
2000	$1,7 \cdot 10^5$	0,0006	0,07	10
2200	$5,3 \cdot 10^5$	0,0055	0,33	23
2400	$1,4 \cdot 10^6$	0,033	1,3	50
2600	$6,0 \cdot 10^6$	0,57	11	165
3000	$1,1 \cdot 10^7$	1,6	25	2650
3200	$1,8 \cdot 10^7$	4,7	53	410

Спектральний розподіл потужності випромінення є дуже важливою властивістю будь-якого еталонного випромінювача. У фотометричних еталонах основною вимогою необхідно вважати ідентичність спектральних розподілів потужності еталонних ламп, у той час як у багатьох інших, дуже розповсюджених випадках, від ламп вимагається неперервний, достатньо протяжний спектр випромінення в необхідному діапазоні довжин хвиль. Тому в видимому і ближньому ІЧ-діапазонах спектра саме вольфрамові лампи розжарювання не мають конкурентів у якості фотометричних еталонів, але їх переваги не такі очевидні в УФ діапазоні.

Спектральний розподіл потужності випромінення вольфрамових ламп розжарювання близький до аналогічної характеристики планківського випромінювача, причому також залежить від температури. Для зменшення швидкості дрейфу між калібруваннями більшість еталонних вольфрамових ламп працюють при корельованій температурі близькій до 2856 К (джерело типу А за класифікацією МКО). Навіть при практично найвищих робочих температурах, дещо перевищуючих 3100 К, приблизно 90 % всієї потужності випромінення припадає на ІЧ діапазон, і лише 0,3 % залишається на долю УФ діапазона. Тому вольфрамові лампи не використовують при спектральних вимірюваннях у діапазоні довжин хвиль менше 300 нм.

Значну роль при використанні ламп у якості еталонів відіграє їх правильне старіння, після якого настає період стабілізації їх випромінювальних характеристик. Оскільки конструкції та технологія виготовлення ламп у різних виробників відрізняються один від одного, можна дати тільки загальні рекомендації відносно періоду старіння: у середньому цей період займає від 100 до 200 годин.

3.3.2. Світловимірювальні лампи світлового потоку

За конструкцією світловимірювальні лампи світлового потоку аналогічні звичайним лампам розжарювання. Вони відрізняються від серійних ламп низкою конструктивних особливостей і, головним чином, технологічними способами виготовлення і ретельністю виконання.

На рис. 3.14 представлений зовнішній вигляд ламп світлового потоку. Їх основні параметри приведені в табл. 3.5.

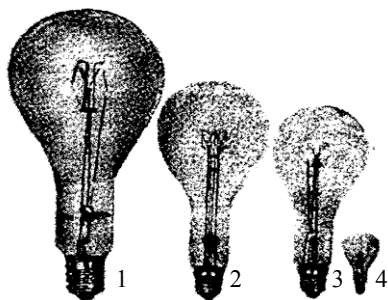


Рис. 3.14

1. СИП – 107-20000;
2. СИП – 107-35000;
3. СИП – 107-500;
4. СИП – 3,5-10.

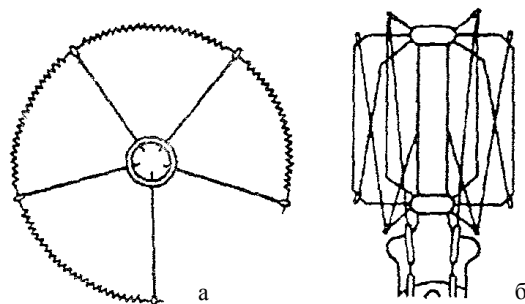


Рис. 3.15 – Симетричне розташування вузла тіла розжарювання світловимірювальних ламп світлового потоку;
а – кільцева моноспіраль; б – зигзагова нитка.

Форма балона не має суттєвого значення для світловимірювальних ламп світлового потоку.

Тим не менше, виходячи із вимог рівномірності опромінення поверхні фотометричної кулі, переважно виготовляють балони по можливості близькими до кулі, з однаковими фізико-механічними властивостями і товщиною стінки по всій поверхні. Хоча на внутрішню поверхню фотометричної кулі наноситься біла дифузно розсіююча фарба, рекомендуються балони світловимірювальних ламп світлового потоку також покривати із середини дифузно розсіюючим покриттям. Це сприяє допоміжному розсіюванню світла, випромінюваного лампою. Для забезпечення умов, при яких усі ділянки внутрішньої поверхні фотометричної кулі беруть участь у процесах багаторазових відбиттів, необхідно, щоб тіло розжарювання лампи було максимально розосереджено і лампа забезпечувала однакову силу світла у всіх напрямках. З урахуванням сказаного, не бажано застосовувати концентровані біспіралі тіла розжарювання. Біспіралі мають малу довжину і, як правило, монтуються на двох-трьох підтримках у прямолінійному вигляді або у вигляді легко закрученої дуги. У таких біспіралей світлорозподіл у просторі нерівномірний, що призводить до допоміжних похибок. Тому для світловимірювальних ламп світлового потоку рекомендується застосування моноспіральних, ще краще тіл розжарювання у вигляді ниток, достатньо довгих і змонтованих за допомогою підтримок, розташованих симетрично відносно доосі лампи рівномірно по колу. На рис. 3.15, а, б показані варіанти оптимального розташування вузла тіла розжарювання. У варіанті б довга прямолінійна нитка монтується по поверхні циліндра за допомогою двох рядів тримачів. Така конструкція забезпечує приблизно однакову силу світла у всіх напрямках, що підвищує точність вимірювань.

Таблиця 3.5 – Світловимірювальні лампи світлового потоку

Тип лапи	Номінальне значення			
	Світлового потоку, лм	Колірна температури тіла розжарювання, К	Напруги, В	Потужності, Вт
СИП – 3,5-10	10	2360	3,5	2
СИП – 10-50	50	2360	10	9
СИП – 35-150	150	2360	35	22
СИП – 35-500	500	2360	35	40
СИП – 107-500	500	2360	107	74
СИП – 107-1500	1500	2800	107	118
СИП – 107-3500	3500	2800	107	260
СИП – 107-200 000*	20000	2800	107	1400

Тип лампи	Розміри лампи, мм			
	Діаметр балона	Загальна довжина	Висота світлового центру	Тип цоколю за СТ СЕВ 783-77
СИП – 3,5-10	40	75	50	E10/19×13
СИП – 10-50	88	140	100	E27/27
СИП – 35-150	88	150	105	E27/27
СИП – 35-500	88	140	105	E27/27
СИП – 107-500	88	150	108	E27/27
СИП – 107-1500	100	210	160	E27/27
СИП – 107-3500	115	235	185	E27/30
СИП – 107-200 000*	152	325	250	E40/45

*Випускається за технічними умовами

Моноспіральне тіло розжарювання виконується у вигляді спіралізованих ділянок, які чергуються з прямолінійними („тире”), до яких за допомогою зварювання закріплюються тримачі. Якщо спіраль не буде жорстко прикріплена до тримачів, то площа торкання витків із тримачами буде постійно змінюватись не тільки при малих струшування, але навіть при застиганні тіла розжарювання і повторному включенні лампи, що неминуче призведе до зміни світлового потоку. Такі зміни досить помітні у газонаповнених і низьковольтних ламп, з короткими тілами розжарювання і невеликою відстанню між тримачами. Ще більші похибки будуть, якщо тіло розжарювання виготовляти у вигляді суцільної спіралі. У цьому випадку в місцях розташування тримачів буде замикатися деяка кількість витків, що також призведе до нестабільного світлового потоку. Кількість тримачів має бути такою, щоб не допустити провисання спіралі під час роботи лампи і мінімально екранувати тіло розжарювання. Провисання спіралі завжди супроводжується розтягуванням навивання, більшим охолодженням окремих витків і, як наслідок, зміною світлового потоку. Для збереження форми тіла розжарювання при робочих температурах необхідно використовувати тримачі із товстого дроту. Таким

чином, на відміну від звичайних ламп, в яких тримачі намагаються виготовляти по можливості із більш тонкого дроту для зменшення теплових втрат, у світловимірювальних лампах цей фактор не враховується. Діаметр проволочки тримача тіла розжарювання має виключати можливість її коливання. Найбільш придатною для цих цілей є молибденовий дріт. До струмовводів тіло розжарювання має прикріплюватися обов'язково за допомогою зварювання.

Світловимірювальні лампи світлового потоку випускають двох типів: вакуумні з колірною температурою 2360 К і газонаповнені – з температурою 2800 К. Це пов'язано з необхідністю забезпечити прозорість скляного балона протягом усього терміну служби лампи і не допустити появи нальоту випарованого вольфраму на стінку лампи, що гарантує стабільність світлового потоку. Тривалість горіння світловимірювальних ламп, як правило, не обумовлюється. Вони придатні для використання впродовж часу, коли зміна їх світлового потоку не перевищує нормованих значень. Нестабільність світлового потоку не більше 1 % має зберігатися для вакуумних ламп протягом 25 годин і газонаповнених – упродовж 15 год. Вакуумні лампи більш стабільні, ніж газонаповнені (відсутність впливу тепловідводу через газ), проте їх можна використовувати тільки при температурах тіла розжарювання до 2360 К. У газонаповнених лампах із метою максимального зниження тепловідводу і зменшення випаровування вольфраму для заповнення необхідно застосовувати найбільш важкі інертні гази – криптон і ксенон. Це призводить до збільшення вартості ламп, проте їх якість значно підвищується.

При проведенні візуальних світлових вимірювань, їх похибка визначається в основному властивостями ока, для якого мінімальне значення контрастної чутливості при яскравості, яка відповідає яскравості чорного тіла при температурі 1373 К, складає 0,5 %. Крім того, похибка вимірювання світлового потоку ламп визначається точністю електричних вимірювань, оскільки є встановлені залежності світлових і електричних параметрів ламп. Так, при зміні напруги, зміна світлового потоку визначається співвідношенням:

$$\frac{\Phi_{v_0}}{\Phi_{v_1}} = \left(\frac{U_0}{U_1} \right)^{3,6}, \quad (3.13)$$

де Φ_{v_0} – світловий потік при напрузі U_0 ;

Φ_{v_1} – світловий потік при напрузі U_1 .

$$\frac{\Phi_{v_0}}{\Phi_{v_1}} = \left(\frac{I_0}{I_1} \right)^6, \quad (3.14)$$

де Φ_{v_0} – світловий потік при силі струму I_0 ;

Φ_{v_1} – світловий потік при напрузі I_1 .

Звідси випливає, що для забезпечення відтворюваності результатів вимірювань світлового потоку з похибкою 0,1 % похибка підтримки електричної напруги має бути не більше 0,03 %; при виборі в якості параметра сили струму похибка підтримки цього параметра має бути не більше 0,017 %. При вимірюваннях електричних і світлових параметрів світловимірювальних

ламп рекомендується використовувати для їх живлення джерела постійного струму. При використанні ламп допускається будь-яке їх положення в просторі. Важливим є зберігання єдиних умов вимірювань.

3.3.3. Світловимірювальні лампи сили світла

Для вирішення багатьох практичних задач необхідно знати і вміти вимірювати силу світла в певних напрямках. Для цього служать світловимірювальні лампи сили світла. Сила світла таких ламп в заданому напрямку має бути постійною і стабільною в часі.

Для світловимірювальних ламп сили світла дуже важливими є можливість юстування у вимірювальних приладах, повторюваність положення лампи і приладу в просторі. Для визначення сили світла використовують метод заміщення, який базується заснований на порівнянні освітленості приймача випромінювання, створеного вимірювальною лампою, з освітленістю приймача від світловимірювальної лампи з відомим значенням сили світла.

Основні параметри ламп приведені в табл. 3.6. На рис. 3.16 показаний зовнішній вигляд деяких ламп.

Таблиця 3.6 – Світловипромінювальні лампи сили світла

Тип лампи	Номінальне значення			
	Сили світла, кд	Колірної температури тіла розжарювання, К	Напруги, В	Потужності, Вт
СИС – 5 – 1	1	2860	5	1,2
СИС – 10 – 5	5	2360	10	8,6
СИС – 10 – 10	10	2360	10	16,8
СИС – 40 – 100	100	2860	40	75
СИС – 107 – 35	35	2360	107	56
СИС – 107 – 100	100	2360	107	158
СИС – 107 – 500	500	2800	107	365
СИС – 107 – 1000	1000	2800	107	660
СИС – 107 – 1500	1500	2800	107	915

Тип лампи	Розміри лампи, мм			
	Діаметр балона	Загальна довжина	Висота світлового центру	Тип цоколю
СИС – 5 – 1	56	110	75	E27/27
СИС – 10 – 5	88	150	88	E27/27
СИС – 10 – 10	88	150	88	E27/27
СИС – 40 – 100	88	142	90	E27/27
СИС – 107 – 35	130	200	105	E27/27
СИС – 107 – 100	130	200	105	E27/27
СИС – 107 – 500	130	220	135	E40/45
СИС – 107 – 1000	130	220	135	E40/45
СИС – 107 – 1500	130	235	135	E40/45

*Цоколі всіх ламп мають косий зрізаний рант, який забезпечує вертикальне положення тіла розжарювання лампи при вимірюваннях

У світловимірювальних лампах сили світла, на відміну від ламп світлового потоку більш суттєві значення мають якісні балони, їх форма, конфігурація та кривизна поверхні стінок, а також стан внутрішньої та зовнішньої поверхонь. Особливо важливими є оптичні властивості скла, оскільки випромінювання, яке виходить у напрямку спостереження, залежить від відбиття, пропускання, поглинання і розсіяння внутрішньою та зовнішньою поверхнями балона.

Балони для ламп виготовляються методом видування із розплавленої скломаси. Така технологія не забезпечує високих оптичних властивостей балона по всій поверхні. Тому в технічних умовах на балони підвищені вимоги представляються тільки для невеликих ділянок, розташованих на боковій поверхні балонів у зоні розміщення тіл розжарювання.

Балони кульової, циліндричної та грушоподібних форм непридатні для світловимірювальних ламп сили світла, оскільки у них з'являється відбиття світла задньою стінкою в напрямку вимірювань, що неприпустимо. Вихід було знайдено у використанні балонів конічної форми. При розташуванні тіла розжарювання паралельно одній тверній конуса світло, відбите від задньої стінки балона, нібито відводиться в бік і не попадає в зону візування.

Більше того, при конструюванні ламп намагаються надати стінці балона такий нахил, щоб у напрямку вимірювань не було і вторинно відбитого світла, яке потрапляє на задню стінку, відбившись від передньої стінки балона. Звичайно, кут нахилу твірної конуса до вертикальної осі балона складає приблизно 16° .

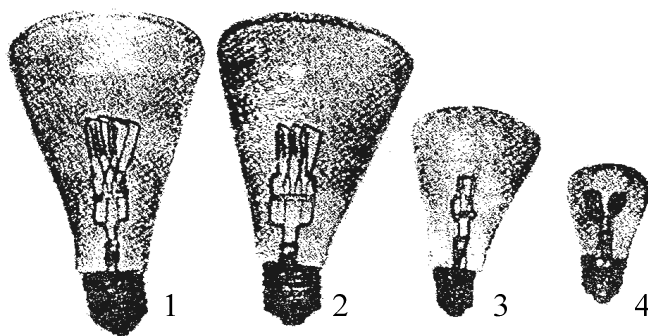


Рис. 3.16 – Світловимірювальні лампи сили світла:
1 – СИС 107-1500; 2 – СИС -107-1000; 3 – СИС 40-100; 4 – СИС 5-1

У лампах із малою силою світла між тілом розжарювання і передньою стінкою балона встановлюється затемнений екран з каліброваним отвором, розміри якого перевищують робочу зону тіла розжарювання. На рис. 3.17. показано монтаж лампи з силою світла 1 кд.

До тіла розжарювання світловимірювальних ламп сили світла висуваються особливі вимоги. Залежно від типу ламп воно має різну форму і змонтовано у вигляді відрізків прямолінійних або спіралізованих ниток, розташованих паралельно, строго в одній площині та натягнутих за допомогою спеціальних тримачів (рис. 3.11). Під час виготовлення ламп ніжки зі змонтованими таким чином тілами розжарювання піддаються попередньому

відпаленню в атмосфері водню для очищення їх поверхонь і зняття внутрішніх напружень. Після цього ділянки тіла розжарювання виправляються для надання окремим відрізкам прямолінійної форми, і в такому вигляді змонтована ніжка зварюється.

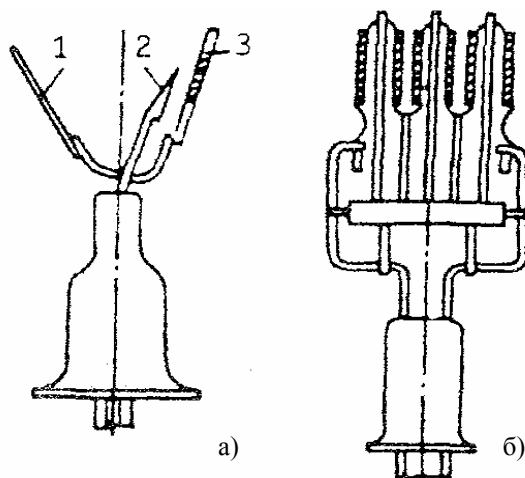


Рис. 3.17 – Змонтована ніжка світловипромінювальних ламп сили світла:
а – 1 кд; б – 1500 кд:

1 – непрозорий екран; 2 – тіло розжарювання; 3 – екран з каліброваним отвором

Розташування сформованого тіла розжарювання в одній площині необхідно тому, що саме від цієї площини відраховується відстань до приймача випромінювання. Сила світла вимірюється в напрямку, перпендикулярному площині нитки, причому відхилення від перпендикулярності призводить до помітних похибок.

Для світловимірювальних ламп особливе значення має процес відпалювання, або старіння тіла розжарювання, який проводиться, як правило, при робочій температурі. У процесі відпалювання виникає рекристалізація та формування необхідної структури дроту, що гарантує необхідну стабільність електричних і світлових параметрів ламп протягом терміну служби. Як показує практичний досвід, час старіння може бути достатньо великим і досягати в окремих випадках 100 – 200 год і більше.

3.3.4. Лампові моделі „чорних тіл”

Разом з широким використанням МЧТ з’явилась необхідність створення нових типів теплових джерел випромінювання, які б мали параметри, близькі до чорного або „сірого” тіла, але одночасно мали перевагу температурних ламп зі стрічковими тілами розжарювання [7]. Були розроблені лампові МЧТ, в яких випромінює внутрішня порожнина довгої циліндричної трубки малого діаметра. Така конструкція дозволяє реалізувати МЧТ завдяки тому, що випромінювання від внутрішньої трубки проходить через багаторазові відбивання, кожне із яких супроводжується частковим поглинанням. Чим вище коефіцієнт поглинання внутрішньої стінки і чим менше площа вихідного отвору трубки в

порівнянні з загальною площею внутрішньої поверхні, тим ближче випромінення наближається до випромінення ЧТ.

Лампові МЧТ мають наступні переваги в порівнянні зі стрічковими лампами: вплив структурних змін випромінюючої поверхні суттєво менше, істинна, яскрава і колірна температури близькі між собою; енергетична яскравість випромінюючої порожнини практично однакова в необхідній зоні температур.

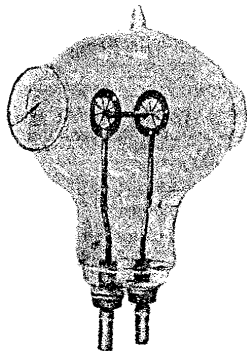


Рис. 3.18 – Лампова МЧТ

На рис. 3.18 зображена одна із лампових МЧТ, а в табл. 3.7 приведені параметри таких моделей.

Таблиця 3.7 – Параметри лампових МЧТ

Позначення лампи за технічними умовами	Номинальне значення напруги, В	Номинальне значення сили струму, А	Максимальна яскрава температура тіла розжарювання, К	Розміри тіла розжарювання, мм			Характеристики вікна для спостереження		Тип цоколю
				Зовнішній діаметр трубки	Довжина трубки	Товщина стрічки	Матеріал	Діаметр, мм	
ТРИ 1073-2073	10	40	2073	3	50	0,02	Скло	60	„Біпост G-38”
ТРИ 673-2273	10	60	2273	4	50	0,02	Скло	60	
ТРИ 1873	9	70	1873	6	50	0,02	Скло	60	
ТРИ 1873-1*	9	70	1873	6	100	0,02	Скло	60	
ТРИ 1573	6	60	1573	8	100	0,02	Скло	60	
ТРИ 1573-1*	6	60	1573	8	100	0,02	Скло	60	

• лампи з сапфіровим склом

Примітка: у маркуванні ламп прийнято позначення: Т – температура, Р – робоча, І – ближня інфрачервона зона спектра; цифри – границі відтворення яскравної температури

Теоретичні дослідження і практичні розробки показали, що найбільш вдалою конструкцією тіла розжарювання, яка оптимально імітує МЧТ і технологічною в виготовленні, є циліндрична трубка з відношенням її довжини до діаметру не менше ніж 6:1. Така конструкція не поступається МЧТ зі сферичною або конусною порожниною.

При конструюванні лампи і виборі геометричних розмірів трубчастого тіла розжарювання необхідно враховувати також вимоги забезпечення ізотермічності порожнини й узгодження розмірів порожнини з кутом візування каліброваного приладу.

Ізотермічність порожнини є необхідною умовою одержання максимального коефіцієнта теплового випромінення при заданих довжині та діаметрі трубки і забезпечується конструктивним виконанням вузлів кріплення

трубки до струмоводів. Для цього виготовляють прямокутну заготовку вольфрамової стрічки заданих розмірів, потім кінці менших сторін розрізають на тонкі паралельні пелюстки довжиною 15 і шириною (1,5 – 2)мм. Після скручування заготовки в трубку і скріплення країв методом фальцовки пелюстки відгинають під кутом 90° і через проміжні танталові відрізки приварюють до молібденового кільця, яке в свою чергу шляхом зварювання прикріплюють до струмоводу (рис. 3.19).

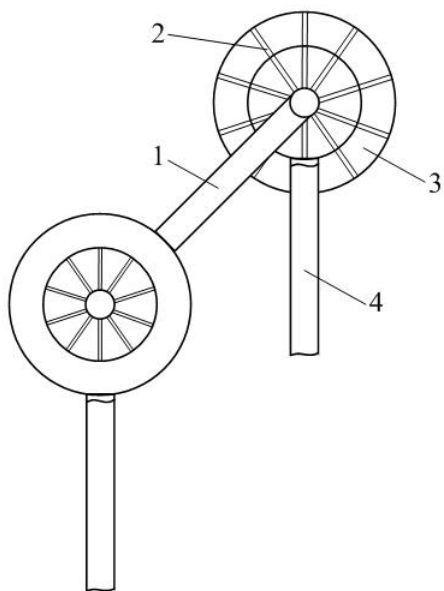


Рис. 3.19 – Конструктивне виконання внутрішньої арматури ламп типу ТРИ: 1 – трубчасте вольфрамове тіло розжарювання; 2 – пелюстки для кріплення; 3 – кільці; 4 – молібденовий струмоввід.

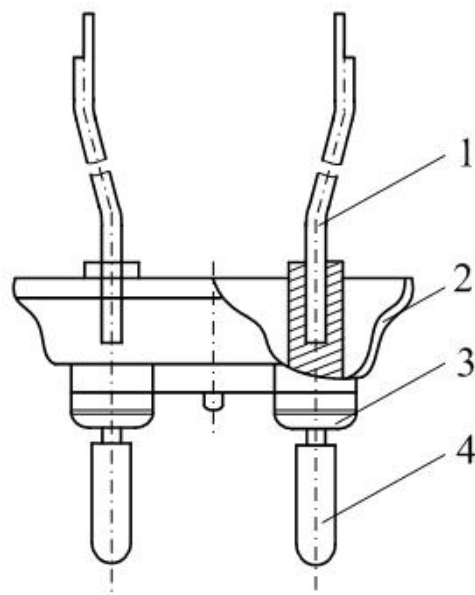


Рис. 3.20 – Конструкція вузла ніжки і цоколя типу „Біпост G-38” 1 – струмоввід; 2 – скляна ніжка; 3 – коваровий ковпачок для „ножового” з’юста зі склом; 4 – масивний мідний шпиль.

Така конструкція та спосіб кріплення тіла розжарювання забезпечує перепад температури вздовж довжини трубки не більше 25 К при яскравісній температурі 1400К. Інколи практикується кріплення з обох кінців трубки двох екранів, розташованих коаксіально з тілом розжарювання, що дозволяє допоміжно зменшити перепад температури.

Геометричні розміри трубки вибирають за умови повного перекриття порожниною кута візування, каліброваного приладу при достатній опроміненості приймача випромінення. Як показують розрахунки й експерименти, випромінення порожнини такого тіла розжарювання ближче до випромінення ЧТ, якщо в середині середньої частини трубки поміщена вольфрамова перегородка, бажано у вигляді путанки із тонкого вольфрамового дроту діаметром (8 – 10) мкм. Така перегородка замикає порожнину і робить значний внесок у випромінення торця циліндричної трубки.

Поверхня перегородки має дифузний характер випромінення і відбивання, що забезпечує великий коефіцієнт теплового випромінення порожнини. Тіла розжарювання, застосовані в лампах, з урахуванням поглинання скляними або сапфіровим вікнами, забезпечує ефективну

випромінювальну здатність $\epsilon_{\text{эф}}$ перегородки в межах 0,8–0,9 в інтервалі довжин хвиль від 0,4 до 4 мкм.

Використання тіла розжарювання у вигляді циліндричної трубки визначає електричні параметри лампи – низьку напругу живлення і велику силу струму. Як видно із табл. 3.7, сила струму досягає 70 А. Такі значні електричні навантаження потребують спеціального виконання струмовводів і внутрішньої арматури ламп. Це головним чином належать до засобів кріплення трубчастого тіла розжарювання зі струмовводами ламп (рис. 3.19).

Внутрішні ланки струмовводів виготовляють із товстої молібденової проволочи діаметром (5–6) мм, що створює певні труднощі забезпечення герметичного з'єднання в скляну ніжку. У лампах використовують спеціальні плоскі ніжки, конструктивно пристосовані для двохшпінєвих цоколів, типу „Біпост”. Вони дозволяють одержувати міцні, вакуум – щільні сполуки металу і скла і забезпечують високу надійність струмовводів при силі струму до 120 А і зменшених габаритних розмірах ламп. При цьому забезпечується точне розташування тіла розжарювання відносно цокола (рис. 3.20).

Через значне теплове навантаження балона і скляні деталі ламп виготовляють із тугоплавкого скла. З цієї ж причини, а також з урахуванням порівняно великих геометричних розмірів тіла розжарювання та інтенсивних режимів експлуатації при високих температурах габаритні розміри балонів досягають 250x300 мм².

Особливе значення мають плоскі вікна, розташовані напроти одного або двох торців розжареної трубки на достатньо великій відстані, щоб запобігти осадженню на них випаровуючого вольфраму. Вікна розташовані перпендикулярно до вісі випромінюючої порожнини, вони не мусять мати дефектів у зоні візування. Спектральний коефіцієнт пропускання вікна при довжині хвилі 650 нм має бути не менше 0,9.

Одна із важливих характеристик ламп типу ЧТ – стабільність параметрів з часом. Корисна тривалість горіння – це час, протягом якого лампа при роботі в нормальних умовах зберігає контрольовані параметри в нормованих межах. Зміна температури порожнини за термін служби 500 год. не має перевищувати ± 5 К.

У дійсності тривалість горіння ламп з масивними тілами розжарювання (у порівнянні з дротовими і стрічковими) значно більша. Вона в основному визначається ступенем почорніння вікон, зміною форми і деформацією тіла розжарювання. Ці фактори безпосередньо впливають на стабільність температури лампи.

Зменшення впливу зовнішнього середовища на параметри ламп досягають зниженням температури зовнішніх ланок струмовводів, тобто послабленням впливу струмовводу, яке безпосередньо відбивається на стабільності температури тіла розжарювання. Це забезпечується зовнішнім оформленням струмовводів цоколем типу „Біпост”, який дозволяє одержати надійний контакт з патроном (рис. 3.19). Допоміжною мірою для ламп з більшою силою струму є водяне охолодження патронів.

Основною відмінною особливістю ламп із циліндричним трубчастим тілом розжарювання є їх наближення до характеристик ЧТ в порівнянні з лампами з тілом розжарювання у вигляді плоскої стрічки. Відмінність полягає в різних значеннях коефіцієнтів випромінення цих тіл розжарювання. У першому випадку максимальне значення цього коефіцієнта може досягати 0,8–0,9, в другому – не перевищує 0,25–0,35.

Оцінка конструкції лампи в основному відбувається за значенням ϵ_{ef} . Для різних тіл розжарювання із вольфраму значення ϵ_{ef} може змінюватись у великих межах залежно від температури і конструкції тіла розжарювання. Більш того, для одного і того ж циліндричного тіла розжарювання значення ϵ_{ef} може відрізнитися також у відчутних межах залежно від геометричних розмірів і співвідношення між довжиною і діаметром трубки. Проте коефіцієнт ϵ_{ef} не є єдиним параметром лампи типу „чорного тіла”. Є також низка параметрів, які визначають застосовуваність таких ламп у різних умовах габаритні розміри лампи і тіла розжарювання, діаметр випромінювача, напруга живлення і струм, робоча температура та її неізотермічність по довжині циліндричної трубки. Усі вони мають значення. Для різних цілей придатними є лампові МЧТ з застосуванням лампи з певною неізотермічністю температури вздовж тіла розжарювання, і не має необхідності будь-якими шляхами досягати мінімального перепаду. Придатність ламп типу „чорне тіло” визначається сукупністю параметрів у кожному конкретному випадку.

Аналіз, який ґрунтується на порівнянні значень ϵ_{ef} порожнин різної конструкції, дозволив зробити висновок, що циліндрична порожнина краще підходить для створення МЧТ, оскільки має більший ϵ_{ef} у порівнянні з конічною порожниною і конструктивно простіше, ніж сферична при однакових відносних геометричних параметрах.

У рівнянні для розрахунку ϵ_{ef} входить відносна довжина l , тобто ϵ_{ef} залежить від відношення довжини і діаметра трубки. При розробці лампової МЧТ розрахунки зводяться, в основному, до визначення довжини циліндричного трубчастого випромінювача. Діаметр трубки не розраховується, він вибирається таким чином, щоб забезпечити заповнення кута візування вимірювального приладу (пірометра або радіометра). Вихідними параметрами є необхідне значення ϵ_{ef} і максимальна температура порожнини T_{max} . За цими параметрами визначають l , а знаючи R , знаходять геометричну довжину трубки $2l = 2lR$, R – радіус трубки. Значення $2l$ являє собою робочу частину циліндричного тіла розжарювання. Розподіл температури вздовж такого тіла залежить від способу цього з'єднання зі струмовводами.

3.4. Фірми – виробники еталонних ламп

Відомі шість фірм, які випускають спеціальні лампи в якості вторинних еталонів, і три фірми, які модернізують деякі лампи з метою їх удосконалення і можливого використання в якості еталона.

Відомості про фірму і лампи приведено відповідно в таблиці 3.8 і 3.9.

Таблиця 3.8 – Фірми, які використовують спеціальні лампи в якості вторинних еталонів

Країна	Фірма	Оптичні величини вторинних еталонів одиниці, якою є лампа
Китай	Shanghai Yaming	$I_e; E_v/E_e; L_v/L_e; \Phi_v; \Phi_e$
Франція	Laboratoire de Recherche de Lampes Speciales	I_e
Японія	Toshiba	$I_e; E_v/E_e; L_v/L_e; \Phi_v; \Phi_e$
Німеччина	Osram	$I_e; E_v/E_e; L_v/L_e; \Phi_v; \Phi_e$
Великобританія	Polaron	$I_e; E_v/E_e; L_v/L_e; \Phi_v; \Phi_e$
Росія	Спектрон	$I_v; E_v$

Таблиця 3.9 – Фірми, які модифікують визначені типи ламп

Країна	Фірма	Оптичні величини вторинних еталонів одиниці, якою є лампа
Японія	Ushio	500 Вт; галоїдно-вольфрамові; Φ_v/Φ_e
Великобританія	Ge Lighting	1,2,5 и 10 кВт; галоїдно-вольфрамова; над'яскрава
США	Osram Sylvania	1000 Вт; FEL; галоїдно-вольфрамові; Φ_v/Φ_e

Список джерел

- 1 Криксунов, Л. З. Справочник по основам инфракрасной техники / Л. З. Криксунов. – М. : Сов. радио, 1978. – 400 с.
2. Козелкин, В. В. Основы инфракрасной техники : учебник / В. В. Козелкин, И. Ф. Усольцев. - 3-е изд., перераб. и доп. – М. : Машиностроение, 1985. – 264 с.
3. Chernin, S. M. High-temperature miniature blackbody radiation sources / S. M. Chernin // Appl. Opt. – 1997. - V. 36. - № 7. - P. 1580 - 1591.
4. Yamada, Y., Sakate, H., Sakuma, F., Ono, A. Comite Consultatif de Thermometrie, 19^e session, CCT/99-05, 1999.
5. www.spring8.or.jp.
6. A method of realization spectral-radiance and irradiance scales based on comparison of synchrotron and high-temperature black-body radiation / R. P. Madden, T. R. O'Brian, A. C. Parr et al // Metrologia, 1995. - V. 32. - № 6. - P. 425 – 429.
7. Вугман, С. М. Тепловые источники излучения для метрологии. / С. М. Вугман, Н. С. Вдовин. – М. : Энергоатомиздат, 1998. – 80 с.

4. ФОТОМЕТРИЧНІ ГОЛОВКИ ТА ФОТОЕЛЕКТРИЧНІ ФОТОМЕТРИ

В оптичній радіометрії широко розповсюджені фотометри і радіометри оптичного випромінення.

Фотометром називається прилад для вимірювання світлових величин. На початковому етапі становлення фотометрії користувались виключно візуальними фотометрами, тобто приладами в яких фотометрична рівність між досліджуваним і порівнювальним випроміненнями встановлювалась оком. Потім замість ока стали користуватись фізичним приймачем випромінення, а засіб вимірювання (ЗВ) перетворився у фізичний фотометр. Крім фотометра в якості ЗВ часто використовують фотометричну головку (ФГ) в поєднанні з індивідуально підібраним вимірювальним ланцюгом. Під ФГ розуміється частина фізичного фотометра, яка містить приймач випромінення. Якщо ж останній є фотоелектричним, то як ФГ, так і відповідний фізичний фотометр належить до розряду фотоелектричних.

В окремих видах і підвидах вимірювань фотометри одержали спеціальні назви. Так, наприклад ЗВ освітленості іменуються люксометрами, яскравості – яскравомірами, а ЗВ сили світла називаються свічемоірами.

Широко розповсюджений прилад для вимірювання координат кольору або координат колірності кольорових стимулів називається колориметром.

Радіометром називається прилад для вимірювання енергетичних величин, які характеризують випромінення (оптичний радіометр).

Усі перераховані ЗВ призначені для виконання інтегральних вимірювань, коли відсутній процес монохроматизації випромінення і не враховується його спектральний склад або прилад забезпечується спеціальним оптичним елементом з нормованою спектральною характеристикою (наприклад, світлофільтром).

До технічних засобів широкого застосування, які можна зарахувати до типових при виконанні спектральних вимірювань, належать, у першу чергу, монохроматори, спектрорадіометри і спектрофотометри.

Спектрорадіометр є ЗВ, призначений в основному для вимірювання спектральної густини енергетичної величини, яка характеризує випромінення.

Спектрофотометр є ЗВ, призначений в основному для вимірювання відношення двох спектральних величин, які характеризують випромінення або зразок.

Основне завдання прецизійного приладобудування для світлових вимірювань – це створення фотометрів різного призначення (люксометрів, яскравомірів та ін.) з високою якістю коригування спектральної характеристики, ФГ цих приладів під відносну спектральну світлову ефективність $V(\lambda)$. Похибка, викликана відхиленням спектральної характеристики від $V(\lambda)$, нерозривно пов'язана зі спектральним складом вимірюваного випромінення, і як наслідок, з призначенням приладу.

У практику фотометрії на заміну старим стрілочним селеновим люксометрам і візуальним фотометрам порівняння прийшли прилади нового покоління, які відповідають вимогам і рекомендаціям МКО.

У таблиці 4.1 приведена номенклатура ФГ і приладів для світлових вимірювань, які пропонує МКО (ТС2-37).

Таблиця 4.1 – Фотометричні головки і прилади для світлових вимірювань

Назва ЗВ або приладу	Тип ОЕВП	Оптичні перетворювачі	Наявність систем термостабілізації	Електронні блоки	$K_{пр}$ або шкала
$V(\lambda)$ – коригований приймач	Кремнієвий фотодіод	$V(\lambda)$ – фільтр	–	–	А/лк
Фотометр	теж	теж	+	Підсилювач-перетворювач, блок індикації	А/лк, В/лк, лк, кд/м ²
Фотометрична головка	теж	теж	+	підсилювач	А/лк, В/лк
Люксметр	теж	$V(\lambda)$ – фільтр, дифузний розсіювач	+,-	Підсилювач перетворювач, блок індикації	лк
Яскравомір	теж	$V(\lambda)$ – фільтр, об'єктив	+,-	Підсилювач перетворювач, блок індикації	кд/м ²

Крім типу ОЕВП і оптичного перетворювача в таблиці приведені одиниці вхідних і вихідних величин, які беруть участь у перетворенні, а також одиниці, в яких градуйовані прилади.

Сучасний рівень прецизійного приладобудування дозволяє говорити про прилади, які мають похибку 3 – 5% для джерел світла зі складним спектральним складом, і про прилад з похибкою 5 – 8% для колірних джерел світла. Особливо важлива роль при цьому відводиться вимірюванню спектральної характеристики приладу. Кориговані ФГ використовуються при створенні фотометрів різного призначення, а також застосовуються самостійно в якості компараторів при передачі розмірів одиниць світлових величин, наприклад у фотометричній кулі, для передачі розмірів одиниць світлового потоку.

Найбільш значущими джерелами основної похибки фотоелектричного ЗВ є неточність визначення його спектральної характеристики, а також нелінійність характеристики перетворення в діапазоні вимірювань. Джерелами додаткової систематичної похибки можуть бути температурний і часовий дрейф (деградація) коефіцієнта перетворення ЗВ. Найважливішою метрологічною характеристикою коригуючого фільтра служить спектральний коефіцієнт пропускання.

4.1. Прецизійна фотометрична головка

Залежно від похибки перетворення вхідної оптичної величини ФГ може служити вимірювальним перетворювачем (ВП) у робочому або еталонному фотометрі.

Прецизійна ФГ складається із шести частин:

- кремнієвого ФД;
- коригуючого фільтра;

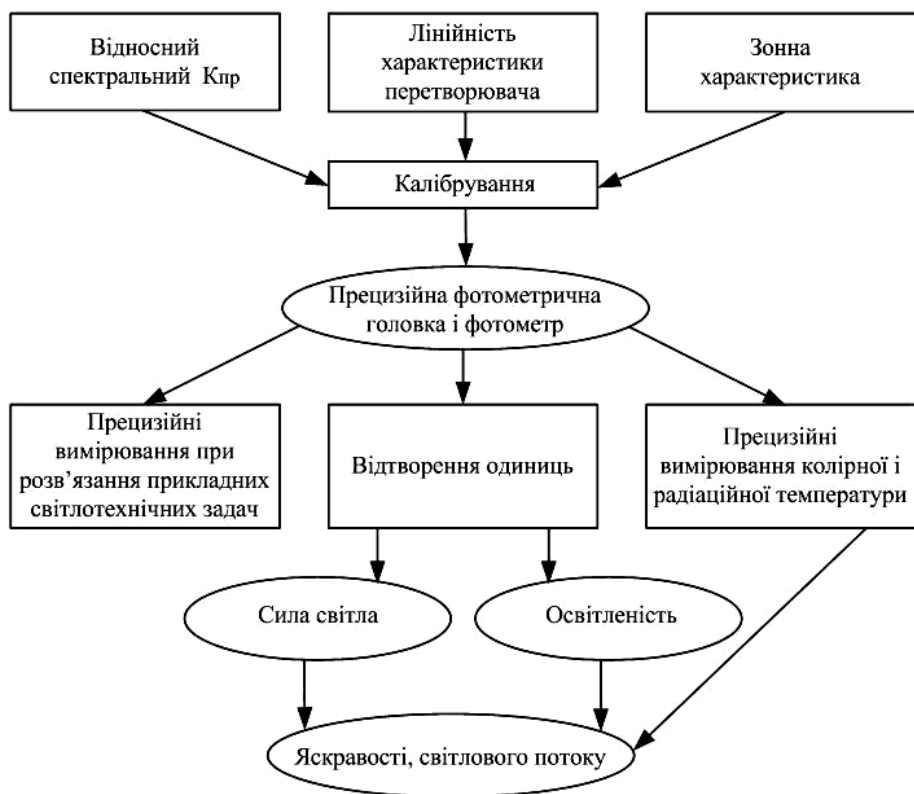


Рис. 4.2 – Фотометричні вимірювальні завдання

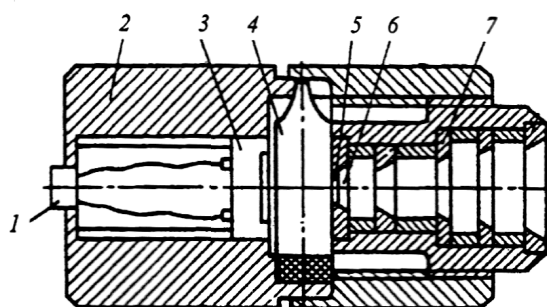


Рис. 4.3 – Конструкція прецизійної ФГ:

1 – електричний розмикач; 2 – корпус ФГ; 3 – фотодіод; 4 – фільтр; 5 – дифузний розсіювач; 6 – апертурна діафрагма; 7 – набір вхідних діафрагм

4.2. Фотоелектричні фотометри

Перелік рекомендованих до широкого використання фотометрів і радіометрів різного призначення приведено в таблиці 4.2.

До складу вимірювача потужності оптичного випромінювання оптичного випромінювання Кварц 01 входять три ВП потоку оптичного випромінювання і блок електроніки. Перша вимірювальна (фотометрична) головка (ФГ) виконана на основі Si ФД і коригуючого скляного фільтра і може бути використана як засіб вимірювання сили світла і освітленості, створюваного джерелом випромінювання, направлено перпендикулярно приймальній поверхні ФГ. Дві інші головки являють собою Si ФД з відомою спектральною характеристикою в діапазоні довжин хвиль 0,25–1,05 мкм і призначені для вимірювання потужності немодульованого монохроматичного випромінювання, тобто їх вимірювальна

голівка служить радіометричною голівкою (РГ). Діапазон вимірюваних значень освітленості дорівнює (10^{-3} – $3 \cdot 10^5$) лк, діапазон вимірювання значень потужності монохроматичного випромінення – ($2 \cdot 10^{-3}$ – $3 \cdot 10^3$) мкВт. Основна відносна похибка вимірювань освітленості не перевищує 5 %, потужності – 7 %. Похибка коригування під $V(\lambda)$ для першої ВГ не перевищує 3 %.

Таблиця 4.2.

№ п/п	Найменування приладу	Фірма виробник
1	Вимірювач потужності оптичного випромінення Кварц 01	Завод „Кварц” м. Чернівці, Україна
2	Люксметр Кварц 21	Завод „Кварц” м. Чернівці, Україна
3	Фотометр цифровий ТЕС-0693 (люксметр / яскравомір)	Науково–виробнича група „Тензор” м. Чернівці, Україна
4	Люксметр / УФ радіометр ТКА 01/3	Фірма ТКА, м. Санкт–Петербург, Росія
5	Люксметр / яскравометр ТКА 01/4	Фірма ТКА, м. Санкт–Петербург, Росія
6	Люксметр ТКА–ЛЮКС	Фірма ТКА, м. Санкт–Петербург, Росія
7	Люксметр Аргус 01	ВНДІОФВ, м. Москва
8	Яскравомір Аргус 02	ВНДІОФВ, м. Москва
9	Люксметр цифровий ТЮ–1403	Фірма „Вібратор”, м. Санкт–Петербург, Росія

Прилад Кварц 21 призначений для вимірювання освітленості, створюваної штучним і природним світлом, джерела якого розташовані довільно відносно ВГ люксметра. Діапазон вимірювання освітленості дорівнює ($1 \cdot 10^{-1}$ – $1 \cdot 10^5$) лк. Похибка коригування вимірювального каналу під $V(\lambda)$ не перевищує 3 %. Основна відносна похибка люксметра складає 5–7%, температурний коефіцієнт – не більше 0,2 %/1 °С. Косинусна похибка складає 2% для кута падіння світла 30° , 7 % для кута падіння 60° і не перевищує 15 % для 80° . Нелінійність характеристики перетворення у всьому робочому діапазоні приладу складає не більше 2 %.

4.2.1. Фотометр цифровий ТЕС 0693 [1]

Фотометр (люксметр-яскравомір) призначений для вимірювання освітленості, яка формується штучним і природним світлом, джерело якого розташовано довільно від голівки фотометричної та для вимірювання яскравості несамосвітніх об'єктів у нормальних кліматичних умовах:

- температура оточуючого середовища від 5 до 40 °С;
- відносна вологість повітря від 40 до 95 %;
- атмосферний тиск (100 ± 4) кПа (760 ± 30) мм. рт. ст.

Діапазон вимірювання освітленості:

- від 10 до 10^5 лк з косинусною насадкою;
- від 0,1 до 10^4 лк без косинусної насадки.

Діапазон вимірювання яскравості від 10 до $2 \cdot 10^5$ кд/м².



Рис. 4.4

Межа допустимої основної відносної похибки вимірювань освітленості (δ_E) залежно від типу фотометра, приведена в таблиці 4.3.

При вимірюванні освітленості від джерела випромінювання з колірною температурою 2856 К значення δ_E незалежно від типу фотометра не більше 5 %.

Границя допустимої основної відносної похибки вимірювань яскравості (δ_L) залежно від типу фотометра приведена в таблиці 4.3

При вимірюваннях яскравості від джерела випромінювання з колірною температурою 2856 К значення δ_L незалежно від типу фотометра не більше 7%.

Таблиця 4.3.

Тип фотометру	Значення похибки освітленості, % не більше	Значення похибки яскравості; % не більше
Тип А	5	7
Тип В	10	11,5

Косинусна похибка вимірювань освітленості визначається головкою фотометричною і відповідає значенням, приведеним в таблиці 4.4

Таблиця 4.4.

Кут падіння світла, град	Значення похибки, %
3^0	± 2
6^0	± 7
8^0	± 15

Межа допустимої допоміжної похибки вимірювань фотометра, яка викликана зміною температури оточуючого середовища від меж діапазону $(20 \pm 5)^0\text{C}$, в межах робочого діапазону температур на кожний 1^0C не більше $\pm 0,2\%$. Нестабільність вимірювань фотометра не більше 1^0 .

Апертурний кут зору при вимірюваннях яскравості не більше 15^0 .

Фотометр складається із електронного блока, головки фотометричної зі змінною косинусною насадкою, насадки для вимірювання яскравості та блока живлення. Структурна схема приведена на рис. 4.5.

Світловий потік, який падає на фоточутливий елемент головки фотометричної 1, генерує фотострум, який перетворюється за допомогою

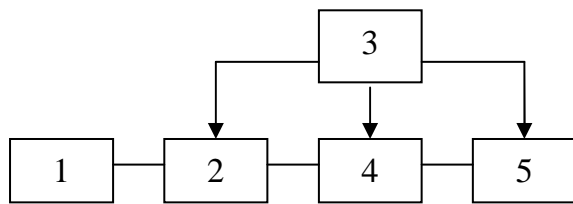


Рис. 4.5:

- 1 – головка фотометрична (ГФ);
- 2 – перетворювач струм+напруга (ПТН);
- 3 – схема вибору межі вимірювань;
- 4 – аналого-цифровий перетворювач (АЦП);
- 5 – рідкокристалічний індикатор

ПТН у пропорційну йому напругу постійного струму. АЦП перетворює напругу в цифровий код, який виводиться на індикатор 5.

Схема вибору межі вимірювань задає коефіцієнт перетворення ПТН, величину опорної напруги на АЦП і положення коми на рідкокристалічному індикаторі.

4.2.2. Ультрафіолетовий радіометр УФР-21 [2]

Ультрафіолетове випромінення (УФ) являє собою електромагнітні коливання в діапазоні довжин хвиль 10–400 нм. Для зручності цей діапазон розділяють на декілька ділянок. Так, зона 10–180 нм називають зоною вакуумного ультрафіолету, оскільки цей діапазон випромінення пропускається тільки вакуумом. У відповідності з рішенням Міжнародного конгресу з фізіотерапії та фотобіології спектр УФ випромінення розділяють на три зони. Зона А містить спектр від 400 до 320 нм, це довгохвильове УФ випромінення, воно визначає слабку біологічну дію, стимулює флюоресценцію органічних речовин і збуджує свічення речовин у сигнальних, декоративних та інших пристроях. Зона В містить спектр від 320 до 275 нм, це середньохвильове УФ випромінення. Воно пришвидшує регенеративні процеси, утворення пігменту, визначає антирахітичну дію на організм, сприяє утворенню вітаміну D в підшкірних клітинах, стимулює ріст домашніх птахів, тварин і т.п.

Для зони С – діапазон від 275 до 180 нм. Це короткохвильове УФ випромінення, яке викликає характерні зміни структури білків і ліпідів і має бактеріальну дію.

Ми розглядаємо УФ випромінення лише в зоні 200–400 нм, оскільки вакуумний ультрафіолет без вакууму не реалізується.

Для забезпечення санітарно-гігієнічних умов праці для людей, які працюють в умовах підвищеної УФ радіації, розроблені нормативи допустимої УФ опроміненості в зонах УФ-А, УФ-В, УФ-С.

Була розроблена конструкція фотоприймача для реєстрації УФ випромінення на основі фосфіду галію, зона спектральної чутливості якого складає 220–550 нм. Потенційним бар'єром, який розділяє фотогенеровані носії, заряду в ньому, служить поверхневий бар'єр між самопровідною плівкою окислу металу і фосфідом галію [3, 4].

Фотодіод містить епітаксiальний шар фосфiду галлiю n-типу провiдностi на пiдложцi з фосфiду галлiю того ж типу провiдностi, захисний шар дiелектрика з вiкном на поверхнi епітаксiального шару. На його поверхнi



Рис. 4.6 - Зовнішній вигляд фотодіода на основі фосфiду галлiю для реєстрацiї УФ випромiнення

розташований тонкоплiвочний прозорий електрод, виготовлений iз двоокисла олову, легований фтором з концентрацiєю домишок не менше 10^{20}см^3 . На зворотнiй поверхнi пiдложки формується суцiльний металiчний контакт. Така конструкцiя фотодіода забезпечує достатньо великi значення порогової чутливостi та мiнiмальнi значення порогової чутливостi в УФ зонi спектра. На рис. 4.6 приведено зовнішній вигляд розробленого фотодіода, а на рис. 4.7– його вiдносну спектральну характеристику чутливостi.

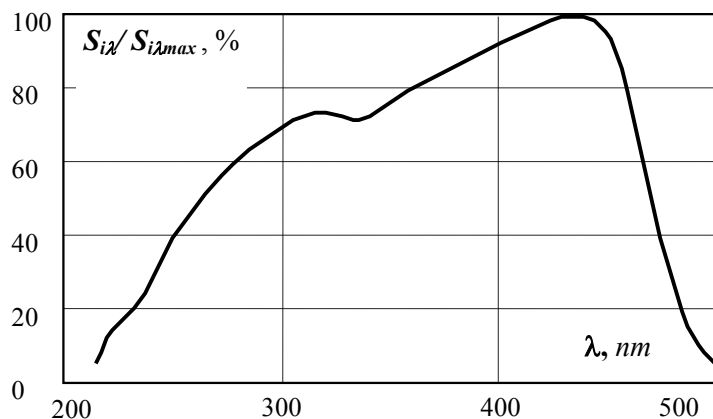


Рис. 4.7 – Вiднoсна спектральна характеристика чутливостi розробленого фотодіода для реєстрацiї УФ випромiнення

На базi розробленого фотодіода на основi фосфiду галлiю розроблена головка радіометрична, яка призначена для вимiрювання енергетичної освiтленостi в УФ зонi спектра [5]. Головка складається iз фотодіода, косинусної насадки, корпусу i кабелю з'єднувального. Для визначення освiтленостi в зонах А, В, С спектра використовується система скляних i інтерференцiйних фiльтрiв. Вiдноснi характеристики спектральної чутливостi головки з рiзними фiльтрами приведенi на рис. 4.8.

Застосування комбiнацiї скляних та інтерференцiйних фiльтрiв дозволяє повнiстю перекрити дiапазони УФ випромiнення. При цьому дiапазон вимiрюваної освiтленостi складає 10^{-4} – 10^3 Вт/м², нелiнiйностi енергетичної характеристики складає не бiльше 10 % для серiйних зразкiв i не бiльше 5 % для еталонних.

Вимiрювання УФ випромiнення ускладнюється тим фактом, що реальна спектральна характеристика чутливостi радіометричної головки вiдрiзняється вiд iдеальної. Звичайно, калiбрування УФ радіометрiв виконується з

використанням в якості джерела УФ випромінення ртутної лампи без люмінофора (наприклад, ДРТ-220). Оскільки реальна спектральна характеристика чутливості радіометричної головки відрізняється від ідеальної, для врахування цієї відмінності необхідно вводити поправочні коефіцієнти. Вони вводяться як при калібруванні (для ртутних джерел), так і при вимірюванні енергетичної освітленості, яка створюється джерелами, спектральний розподіл яких подібний спектральному розподілу Сонця за межами атмосфери. Такі джерела умовно називають сонячноподібними. До них можна віднести дугові газорозрядні лампи ДКсШ, ДКрШ, електричні дуги, абсолютно чорне тіло з температурою від 2000 до 66000 К лампи розжарювання (КГМ). На рис. 4.9 приведені спектри випромінення ртутної лампи і Сонця за межами атмосфери.

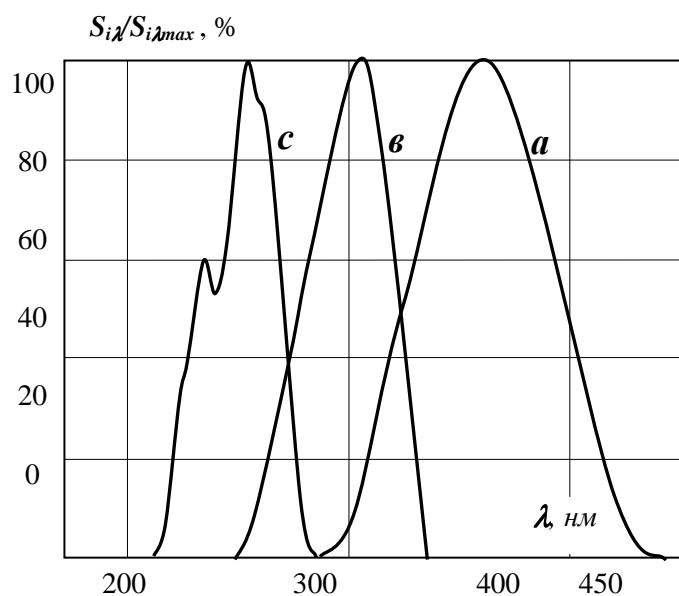


Рис. 4.8 – Відносна спектральна характеристика чутливості радіометричної головки з інтерференційним фільтром (с) і з скляним фільтром (а, в)

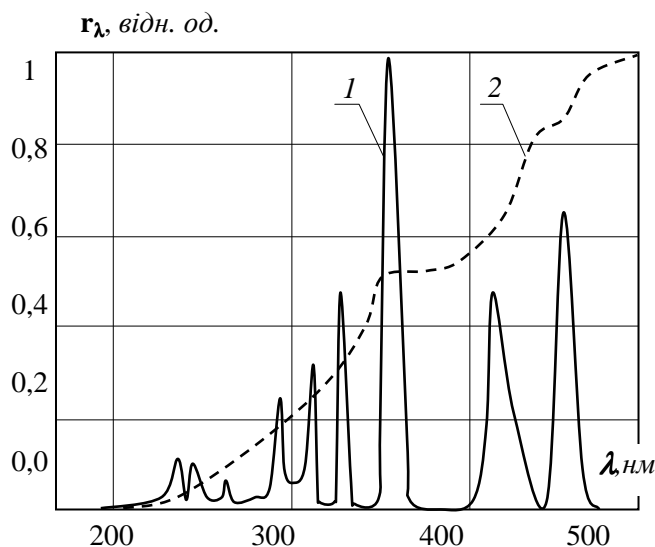


Рис. 4.9 – Спектри випромінення ртутної лампи (1) і сонця за межами атмосфери (2)

Крім розглянутих джерел УФ випромінення існує ціла низка інших, які відрізняються від вищезгаданих. Серед них дейтерієво-водородні лампи, газорозрядні ртутні лампи з люмінофорами (ЛД, ЛТБ, ЛБ, ЛХБ і т. і.). Практично всі названі джерела випромінюють у піддіапазонах А і В. Крім

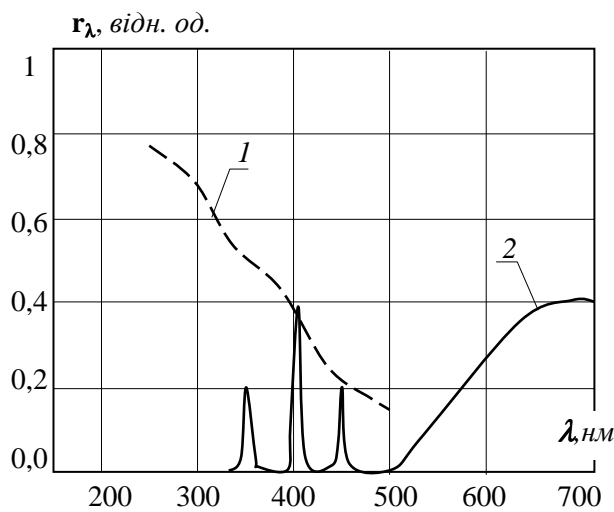


Рис. 4.10 – Спектри випромінення дейтерієво-водневої лампи (1) і ртутної лампи з люмінофором (2)

піддіапазонів А і В в піддіазоні С із відомих і порівняно широко доступних джерел випромінення випромінюють газорозрядні ртутні лампи. Їх приблизний розподіл випромінення в УФ діапазоні приведено на рис. 4.10.

Радіометр УФР-21 створений на базі описаної вище радіометричної головки, яка практично нечутлива у видимому діапазоні та дозволяє проводити вимірювання енергетичної освітленості у всьому УФ діапазоні.

Зовнішній вигляд радіометра приведений на рис. 4.11.



Рис. 4.11 – Зовнішній вигляд радіометра УФ діапазону спектра оптичного випромінення УФР – 21

Радіометр складається з електронного блока, радіометричної головки, змінних світлофільтрів типу А, В і С і блока живлення.

Структурна схема радіометра УФР– 21 приведена на рис. 4.12.

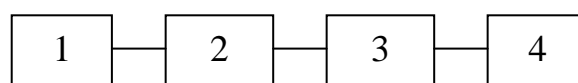


Рис. 4.12 – Структурна схема УФ-радіометра:

- 1 – головка радіометрична; 2 – перетворювач струм-напруга (ПСН);
- 3 – аналогово-цифровий перетворювач (АЦП); 4 – рідиннокристальний індикатор (РКІ)

Потік вимірювання від джерела випромінення потрапляє на фоточутливий елемент головки радіометричної (1), генерує фотострум, який перетворює ПТН (2) у пропорційну йому напругу постійного струму. Блок АЦП (3) перетворює напругу в цифровий код, який виводиться на індикатор.

Основне призначення радіометра – вимірювання енергетичної освітленості, яка формується джерелами з лінійчастим або неперервним спектром вимірювання в спектральному діапазоні від 220 до 400 нм у нормальних кліматичних умовах під час проведення санітарно-гігієнічних досліджень при атестації робочих місць.

Дослідження метрологічних характеристик радіометра показало, що він забезпечує вимірювання енергетичної освітленості, створеною ртутними джерелами і джерелами, спектральний склад яких подібний спектральному складу Сонця за межами атмосфери. До цих джерел можна зарахувати дугові лампи й електричні дуги. Для вимірювання енергетичної освітленості створеними джерелами, спектральний склад яких відрізняється від сонячного за межами атмосфери, необхідно вводити поправочні коефіцієнти, ураховуючи особливості спектральних характеристик джерел випромінення, параметри яких вимірюються.

4.2.3. Інтелектуальний УФ радіометр „Тензор – 31”

Було проведено удосконалення радіометра УФР–21. Результатом цієї роботи став інтелектуальний УФ радіометр „Тензор–31” [6], що працює в діалоговому режимі, здатний автоматично вводити поправочні коефіцієнти для відомих джерел УФ випромінення, які широко використовуються, а також дозволяє вводити в нього поправочні коефіцієнти для довільних джерел, спектральні характеристики яких відомі.

УФ радіометр „Тензор–31” складається з електронного вимірювального блоку, головки радіометричної та змінних фільтрів піддіапазонів А, В і С. Зовнішній вигляд приладу приведений на рис. 4.13.



Рис. 4.13 – Зовнішній вигляд УФ радіометра «Тензор-31»

На лицьовій панелі розміщено чотирирядне цифрове табло і три кнопки управління, функції яких змінюються у процесі роботи з приладом. Інформація про призначення кожної кнопки в певний момент виводиться в четвертому (нижньому) рядку табло над відповідною клавішею. На верхньому торці вимірювального блоку встановлений рознімач типу РС-4 для під'єднання головки радіометричної. На правій бічній стінці розміщений вимикач напруги живлення, на лівій – роз'єм для під'єднання зовнішнього стабілізованого джерела живлення.

Структурна схема радіометра «Тензор-31» приведена на рис. 4.14.

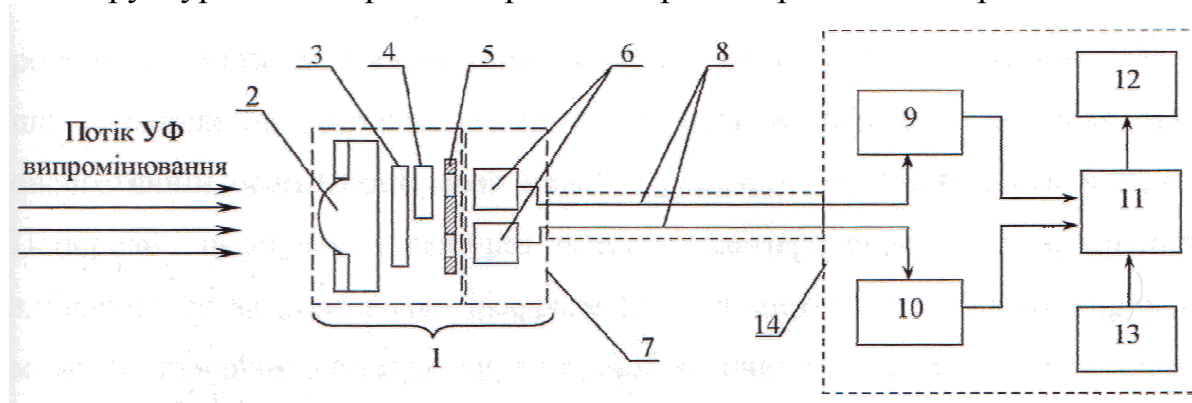


Рис. 4.14 – Структурна схема УФ радіометра «Тензор-31»:

1 – РГ, 2 – косинусна насадка, 3, 4 – змінні світлофільтри (А, В, С); 5 – діафрагма, 6 – фотодіоди першого та другого каналів; 7 – корпус РМГ, 8 – з'єднувальний кабель, 9, 10 – прецизійні перетворювачі «струм-напруга» першого та другого каналів; 11 – мікроконтролер; 12 – рідкокристалічний індикатор 16Ч4; 13 – клавіатура, 14 – вимірювальний блок

Радіометр складається з головки радіометричної (1), з'єднаної за допомогою кабелю (8) з блоком вимірювання (14), до складу якого входять два перетворювачі «струм-напруга» (9, 10), аналогово-цифровий перетворювач з мікроконтролером (11), рідкокристалічний індикатор (12) та блок клавіатури (13). Радіометрична головка містить два однакових фотодіоди (6), змонтованих у корпус (7), на який монтується змінна (залежно від піддіапазону, який потрібно вимірювати) конструкція, до складу якої входять косинусна насадка (2) та світлофільтр (4), який пропускає оптичне випромінювання з довжинами хвиль, розташованими поза межами робочого діапазону вимірювання, та світлофільтр (3), який пропускає оптичне випромінювання робочого діапазону довжин хвиль.

4.2.4. Малогабаритний багатofункціональний люксметр ЛГ 05 [7]

Конструкція приладу розроблена з урахуванням сучасних вимог. Прилад виконаний в одному корпусі розміром 120x60x17 мм, живлення від 2 пальчикових батарей АА (3В), має 8 діапазонів вимірювання, які забезпечують роботу в діапазоні вимірювань освітленості від $3,5 \cdot 10^5$ до $5 \cdot 10^{-2}$ лк. Передбачена функція автоматичного вибору діапазонів, при необхідності переключення діапазонів може бути ручним. Фотоприймач – фотодіод з трьохкомпонентним фільтром із загартованого скла. Зовнішній вигляд люксметра приведений на рис. 4.15.

При вимірюванні фотоприймач приводить 400 вимірювань з максимальною частотою 7200 Гц, що відповідає мінімальному часу вимірювання 0,056 с. Результат може бути зображений у вигляді графіка,



який демонструє характер сигналу, в також зберігається в пам'яті люксметра.

Пам'ять люксметра передбачає зберігання до 40 окремих вимірювань. Час вимірювання може бути збільшено в 2–255 разів за рахунок зниження частоти вимірів. Максимальний час

вимірювання – 14,2 с. Для того щоб світло, відбите від оператора, не викривляло результати вимірювань, передбачена затримка початку вимірювань на час до 10 с. Кількість розрядів АЦП для будь-якого із 8 діапазонів 10, або число рівнів АЦП (для будь-якого із діапазонів) 1024.

Дисплей призначений для відображення графічної буквеної та цифрової інформації (див. рис. 4.16).

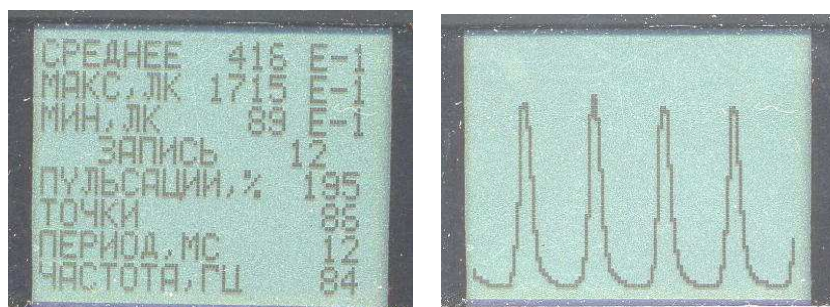


Рис. 4.16 – Вигляд дисплею люксметра у буквеному та графічному режимі

Результат вимірювання представляється у вигляді числа від 1 до 1024 і показника степені від E-4 до E3. Мінімальна чутливість у люксметра E3, максимальна E-4. Наприклад, індикація 125 E-1 означає результат вимірювання $125 \cdot 10^{-1}$, або 12,5 лк. Оператор може відмітити на графіку дві точки і визначити час між цими вимірюваннями. Для періодичного сигналу таким чином можна визначити частоту. Є меню, яке дозволяє встановити режим вимірювань. Результат вимірювань подається на дисплей, розраховується середнє, максимальнє і мінімальнє значення освітленості, а також коефіцієнт пульсацій за чотирьохстами вимірюваннями. Передбачена можливість обміну інформацією з ПК за допомогою USB. Можливе безпосереднє керування вимірюваннями люксметра з ПК. Вікно комп'ютерного додатка представлено на рис. 4.17.

Представлений запис сигналу від лампи денного світла.

При роботі з ПК з'являється можливість розрахунку кореляційної функції, запису коментарів і збереження інформації. Використання кореляційної функції суттєво збільшує точність визначення періода. Кнопка „Помощь” дозволяє одержати всю необхідну інформацію, що значно збільшує

зручність роботи з люксометром.

Люксометр не має розсіюючої насадки, тобто він реєструє направлене випромінення. Тому була досліджена просторова діаграма його чутливості. Результати вимірювань у двох взаємно перпендикулярних напрямках приведені на рис. 4.18.

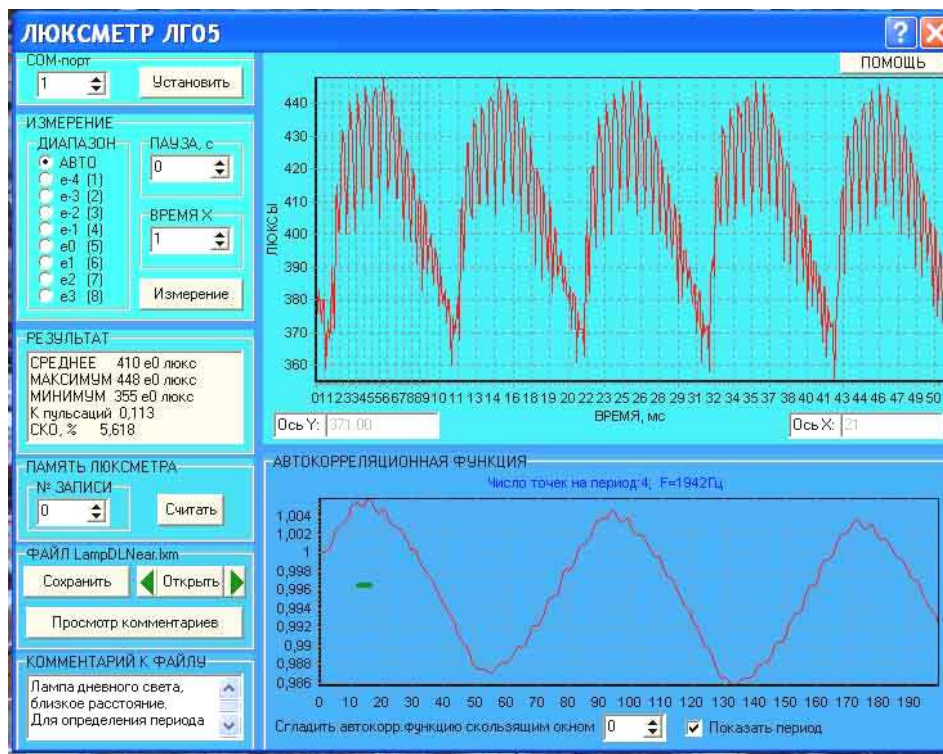


Рис. 4.17 – Вікно роботи люксометра

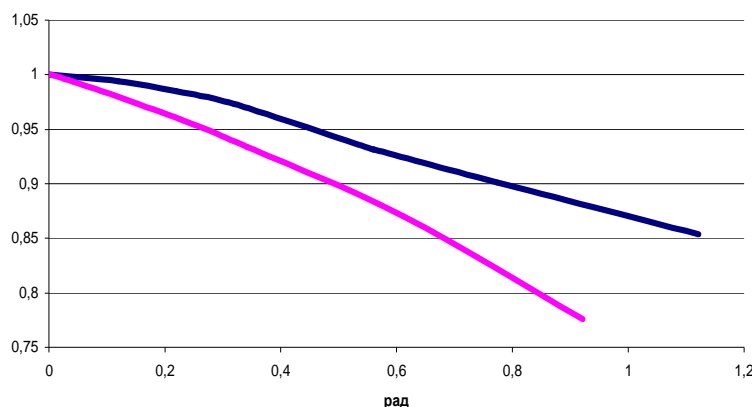


Рис. 4.18 – Кутові розподіли чутливості у двох взаємно перпендикулярних напрямках

Люксометр має декілька діапазонів, його похибки мінімальні при освітленості порядку 300 лк (діапазон E-1) і зростають в діапазоні з більшою і меншою чутливостями.

Результат розрахунку похибок приведений у табл. 4.5.

Таблиця 4.5 – Похибка люксометра ЛГ 05 за діапазонами

Діапазон	E-4	E-3	E-2	E-1	E0	E1	E2	E3
Похибка, %	7,3	4,9	4,0	2,5	3,6	4,5	5,3	6,0

Завдяки малим розмірам і вазі, а також розвиненому програмному забезпеченню прилад має широкі можливості: реєстрація швидкоплинних неперіодичних процесів, наприклад, вимірювання сили світла від сірника або від будь-яких піротехнічних виробів. Пам'ять приладу дозволяє оперативно проводити масові вимірювання поза межами лабораторії, а зручна система пошуку файлів за змістом їх коментарів дозволяє оперативно вибрати необхідний запас для обробки і документування.

Три Flash-ролика, розміщені на компакт-диску, що поставляється разом з люксометром, допомагає оператору у швидкому навчанні роботи з люксометром.

4.2.5. Багатофункціональний прилад для вимірювання параметрів оптичного випромінення

Приймачі, які декілька десятиріч використовуються для реєстрації світлових потоків, часто мають швидкість 10^{-7} с і вище. Проте реєстрація сигналів відбувається приблизно один раз у секунду. Це пов'язано як з бажанням зменшити шуми, так і з часом реакції людського ока. Найбільш розповсюджена частота пульсації світлового потоку – 100 Гц. Якщо цікавлять деталі процесу, частота реєстрації має бути ще більшою. Якщо час оновлення інформації порівняний з часом зміни освітленості, частина інформації втрачається. Коли відбувається реєстрація постійних рівнів освітленості, це не важливо. Якщо темп оновлення інформації сигналів забезпечує адекватну реєстрацію, то людина за такий час у принципі не здатна її засвоїти. Необхідна математична обробка. Сучасна елементна база електроніки здатна виконувати практично будь-яку обробку з високою швидкістю. Проте різноманітність потреб – інколи просте вимірювання коефіцієнта пульсацій, інколи дослідження форми імпульсу, вимірювання скважності та частоти імпульсів, можливо – обчислення кореляцій, призводить до необхідності використання складних програм. Звичайно, при вимірюваннях сигнал пропорційний освітленості або світловому потоку в малому тілесному куті, проте існує 7 світлових величин. Вимірювання всіх цих світлових величин пов'язані один з іншим відомими формулами – це також потребує обчислення.

Існує багато широко розповсюджених фотометричних головок з хорошим спектральним коригуванням [8]. Використання сучасної обробки сигналу може суттєво підвищити їх застосовуваність. Сучасна обробка дозволяє проводити коригування сигналу, яка зменшує вплив нелінійності, а калібрування в різних типах випромінення знімає питання про якість спектрального коригування. Є фотометричні головки не тільки з чутливістю, редукованою до $V(\lambda)$, але і до УФ випромінення в зонах А, В, С, а також багатофільтрові радіометри. З іншого боку, вже більше спостерігається розповсюдження і використання персональних комп'ютерів і ноутбуків, які стали необхідним елементом вимірювальної лабораторії. У зв'язку з цим стає актуальною розробка приладу, здатного передбачати дані вимірювань існуючих фотометричних головок у ПК, де вони можуть зберігатися й оброблятися. Очевидно, що і відповідне програмне забезпечення для обробки вимірювань також необхідне.

НПФ „Тензором” розроблений „Тензор-71” – багатофункціональний прилад: УФ радіометр – люксометр – яскравомір – пульсметр із вбудованим датчиком температури. Зовнішній вигляд електронної частини приладу представлений на рис. 4.19.

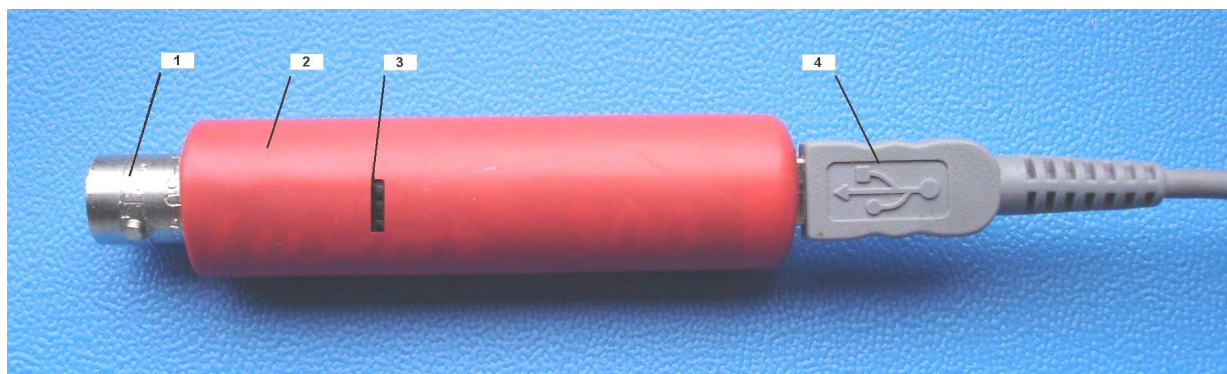


Рис. 4.19 – Зовнішній вигляд багатофункціонального приладу „Тензор-71”
1 – байонетний рознімач; 2 – корпус; 3 – перемикач струм – напруга; 4 – USB-рознімач

За допомогою байонетного рознімача прилад підмикається до приймача. У якості приймача можуть використовуватися головки радіометра УФР-21, фотометричні головки типу ГФ з байонетним рознімачем, або цілком головка фотометрична для вимірювання яскравості від цифрового фотометра ТЕС 093, підімкненого до ПК. Зовнішній вигляд приладу в компоненті з насадкою для вимірювання яскравості фотометра цифрового ТЕС 093 представлений на рис. 4.20.



Рис. 4.20 – Зовнішній вигляд приладу „Тензор-71” у комплекті з насадкою для вимірювання яскравості фотометра цифрового ТЕС 093

частотою 8200 Гц групами по 490. На чутливішому діапазоні одна одиниця АЦП відповідає $2,5 \cdot 10^{-12}$ А. Керування і реєстрація здійснюється з ПК. Вигляд інтерфейсу програми представлений на рис. 4.20.

Натискання кнопки „Автовыбор диапазона” викликає автоматичний пошук діапазону, який відповідає рівню сигналу.

Вимірювач забезпечує три режими вимірювання сигналу і четвертий –

Додаткові кабелі дозволяють використовувати прилад разом з іншими приймачами. Є перемикач (3), який дозволяє проводити вимірювання як струму, так і напруги. Прилад приєднується до ПК за допомогою USB-рознімача. Реєстрація здійснюється в діапазонах – приблизно 3 порядків вимірюємої величини. У кожному діапазоні 1024 одиниці АЦП. Вимірювання проводяться

допоміжний режим – для модифікації пристрою з підключенням термодатчика.

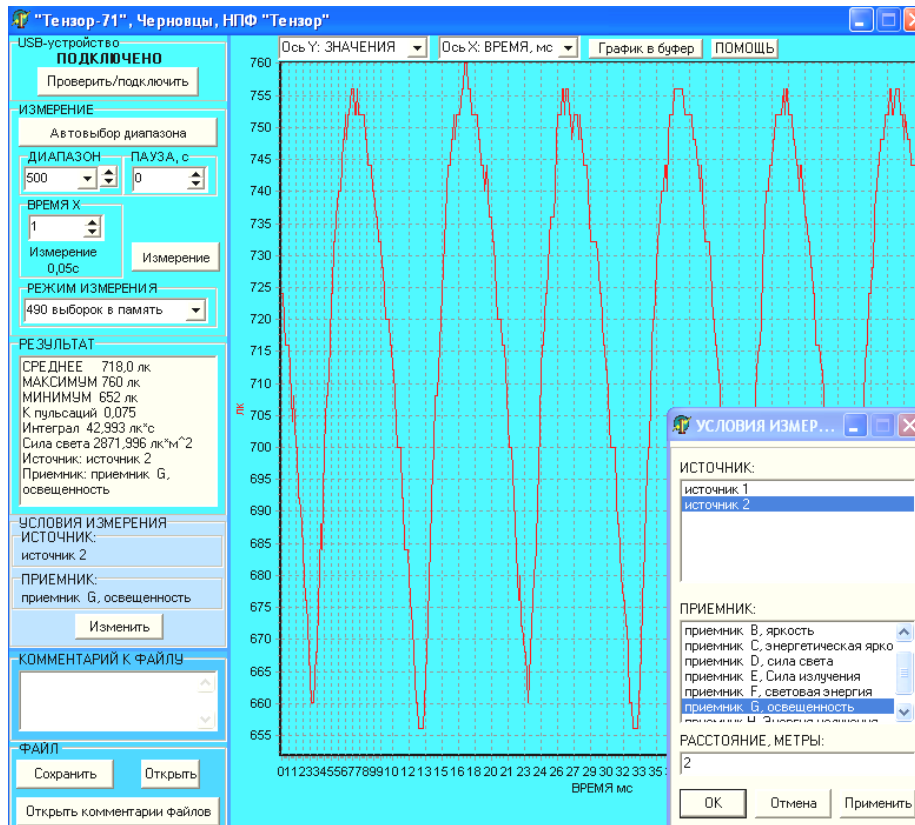


Рис. 4.21 – Видяг інтерфейсу пристрою

Оскільки коригування спектральної чутливості будь-якого приладу не ідеальне, виникає спектральна похибка, різна для випромінення кожного спектра. Результати вимірювань пов'язані з коефіцієнтом актинічності. Цей коефіцієнт для джерел, які суттєво відрізняються від джерела типу А, може суттєво, на десятки процентів, відрізнятись від одиниці. Аналогічна проблема існує і для вимірювань в А, В, С зонах УФ випромінення. Складність урахування полягає в тому, що необхідна поправка до результатів вимірювання залежить не тільки від спектральних характеристик приймача, спектральних характеристик джерела випромінення, яке реєструється в певний момент. Прилад дозволяє вносити відповідні поправки. Для кожного приймача може бути введений список коефіцієнтів для вибраного типу джерела випромінення. Для коригування вимірювань необхідно вибрати тип використовуваного приймача (наприклад, люксметр), обрати тип спектра джерела освітлення (наприклад, синій світлофор), при цьому люксметр відкоригує результати вимірювань, зменшивши похибку вимірювань.

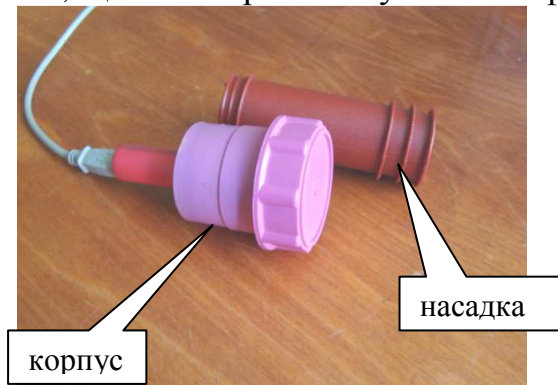
Результати вимірювань можуть бути збережені у вигляді окремого файлу. У кожний файл можна додати коментарі. Передбачена можливість проглядати вимірювання і коментарі до них, проводити пошук.

Прилад „Тензор-71” дозволяє забезпечити існуючу потребу в вимірюваннях періодичних і імпульсних вимірювань. Привабливими є такі особливості, як гнучка комплектація – можливість використовувати вже наявні фотометричні головки і персональний комп'ютер. Для вимірювань на виїзді на об'єкт у польових умовах прилад комплектується нетбуком або ноутбуком.

Використовуючи описаний пристрій, був розроблений люксметр – яскравомір ЛГ 09, пристосований для роботи з ноутбуком. Люксметр виконаний в єдиному корпусі (див. рис. 4.22), який включає фотодіод, коригувальний фільтр із молочним склом, електронну схему.

Для вимірювань яскравості використовується насадка. У неробочому стані коригувальний фільтр із молочним склом закривається кришкою.

Випромінення проходить через коригуючий фільтр, підібраний таким чином, щоб спектральна чутливість фотодіода з фільтром співпадала зі



спектральною чутливістю людського ока. Проводиться серія вимірювань, за результатами цих вимірювань знаходиться середнє, максимальне і мінімальне, коефіцієнт пульсацій, інтеграл за часом від вимірюваної величини. Результат відображається в текстовому вигляді й окремо для кожного вимірювання у вигляді графіка.

Рис. 4.22 – Люксметр з закритою кришкою

Список джерел

1. Добровольский, Ю. Г. Прилади НВФ „Тензор” для метрологічних досліджень параметрів світлового середовища / Ю. Г. Добровольский, Б. Г. Шабашкевич // Світлотехніка та електроенергетика. – 2009. - № 3. - С. 25 - 29.

2. Шабашкевич, Б. Г. Особливості розробки ультрафіолетового радіометра / Б. Г. Шабашкевич // Український метрологічний журнал. – 2005. - № 3. – С. 34 - 38.

3. A new high ultraviolet sensitivity FTO-GaP Schottky photodiode fabricated by spray pyrolysis / A. Malik, A. Seco, E. Fortunator et and // Semicond. Sci. and Technol. – 1998. – V. 13. - P. 102 - 107.

4. Патент 71544 України, МПК Н 01 L 31/00. Фотодіод для ультрафіолетової області спектра / Малік А. І., Шабашкевич Б. Г., Пироженко С. І., заявка на патентовласника ТОВ „Тензор” №2000010281; заявка 18.01.2000, опубл. 15.12.2004, Бюл. № 2.

5. Биксей, М. П. [Фотоприемник ультрафиолетового излучения на основе фосфида галлия](#) / М. П. Биксей, Ю. Г. Добровольский, Б. Г. Шабашкевич // Прикладная физика. – 2005. - № 4. – С. 97 - 100.

6. Радиометр ультрафиолетового излучения «Тензор-31» / В. К. Бутенко, Ю. Г. Добровольский, Б. Г. Шабашкевич, В. Г. Юрьев // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2006. - № 5. - С. 43 - 45.

7. Баранов, В. Н. Малогабаритный многофункциональный люксметр / В. Н. Баранов, Г. М. Кожушко, А. Д. Купко // Світлолюкс. – 2007. - № 4. - С. 35 - 38.

8. www.ekb-rhythm.narod.ru.

5. ВИМІРЮВАННЯ ОПТИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ РЕЧОВИН І МАТЕРІАЛІВ

5.1. Загальні співвідношення й основні визначення

Будемо вважати [1], що опромінюваний предмет завжди являє собою плаский шар, товщина якого мала в порівнянні з лінійними розмірами його опроміненої поверхні.

Нехай на поверхню шара падає довільно розподілений за напрямками променевий (світловий) потік $\Phi_{\text{пад}}$. Опромінений шар розділить падаючий на нього потік на три частини: потік, відбитий від шару ($\Phi_{\text{від}}$) і направлений в ту напівсферу, із якої прийшов падаючий потік, потік який пройшов через шар ($\Phi_{\text{пр}}$) і вийшов в іншу напівсферу, і поглинутий потік ($\Phi_{\text{погл}}$), який перетвориться в речовині в тепло або іншу форму енергії.

Із закону збереження енергії витікає, що сума відбитого, поглинутого і пройденого потоків дорівнює потоку падаючому, тобто

$$\Phi_{\text{від}} + \Phi_{\text{пр}} + \Phi_{\text{погл}} = \Phi_{\text{пад}}, \text{ або}$$

$$\frac{\Phi_{\text{від}}}{\Phi_{\text{пад}}} + \frac{\Phi_{\text{пр}}}{\Phi_{\text{пад}}} + \frac{\Phi_{\text{погл}}}{\Phi_{\text{пад}}} = 1. \quad (5.1)$$

Відношення потоку, відбитого від шару до потоку, падаючого на шар, називається коефіцієнтом відбиття шару і позначається буквою ρ . Відношення потоку, який пройшов крізь шар, до падаючого на шар потоку, називається коефіцієнтом пропускання шару і позначається буквою τ . Відношення потоку, поглинутого в шарі, до потоку, падаючого на шар, називається коефіцієнтом поглинання і позначається буквою α .

Таким чином,

$$\rho + \tau + \alpha = 1, \quad (5.2)$$

Для пофарбованих речовин ці коефіцієнти залежать від спектрального складу падаючого випромінення. Для монохроматичного випромінення з довжиною хвилі $\lambda \pm \Delta\lambda$ їх слід позначити $\rho(\lambda)$, $\tau(\lambda)$ і $\alpha(\lambda)$. Спектральну залежність коефіцієнтів $\rho(\lambda)$, $\tau(\lambda)$ і $\alpha(\lambda)$ часто зображують графічно, відкладаючи на осі абсцис довжину хвилі λ , а по осі ординат – один із коефіцієнтів.

Потік випромінення будь-якого спектрального складу завжди можна розглядати як суму великого числа монохроматичних складових із потужностями $dP = P_{\lambda} d\lambda$, кожна із яких, попадаючи на шар, змінюється залежно від його спектральних властивостей. При цьому відбита, поглинута і що пройшла потужності можуть бути представлені добутками $\rho(\lambda)dP$, $\tau(\lambda)dP$ і $\alpha(\lambda)dP$. Світловий потік падаючого випромінення можна записати так:

$$\Phi_{\text{пад}} = K \int V(\lambda) dP_{\lambda} d\lambda. \quad (5.3)$$

Світлові потоки – відбитий від шару, поглинутий у ньому, що пройшов крізь нього – будуть зображені трьома інтегралами:

$$\begin{aligned}\Phi_{\text{від}} &= K \int \rho(\lambda) V(\lambda) P_{\lambda} d\lambda ; \\ \Phi_{\text{пр}} &= K \int \tau(\lambda) V(\lambda) P_{\lambda} d\lambda ; \\ \Phi_{\text{погл}} &= K \int \alpha(\lambda) V(\lambda) P_{\lambda} d\lambda .\end{aligned}\tag{5.4}$$

У відповідності з цим візуальні коефіцієнти відбиття, пропускання і поглинання шару записуються в такій формі:

$$\left. \begin{aligned}\rho_v &= \frac{\int \rho(\lambda) V(\lambda) P_{\lambda} d\lambda}{\int V(\lambda) P_{\lambda} d\lambda} ; \\ \tau_v &= \frac{\int \tau(\lambda) V(\lambda) P_{\lambda} d\lambda}{\int V(\lambda) P_{\lambda} d\lambda} ; \\ \alpha_v &= \frac{\int \alpha(\lambda) V(\lambda) P_{\lambda} d\lambda}{\int V(\lambda) P_{\lambda} d\lambda} .\end{aligned}\right\}\tag{5.5}$$

Тут $V(\lambda)$ – відносна спектральна світлова ефективність; K – максимальна світлова ефективність випромінення, усі інтеграли взяті в межах видимого спектра.

Із попереднього видно, що якщо мова йде не про світловий потік, а про потік випромінення, то розрахунок енергетичних коефіцієнтів відбиття ρ_e , пропускання τ_e або поглинання α_e можуть бути виконані за формулами, подібними (5.5), в які, проте, не ввійдуть множники $V(\lambda)$. Таким чином,

$$\left. \begin{aligned}\rho_e &= \frac{\int \rho(\lambda) P_{\lambda} d\lambda}{\int P_{\lambda} d\lambda} ; \\ \tau_e &= \frac{\int \tau(\lambda) P_{\lambda} d\lambda}{\int P_{\lambda} d\lambda} ; \\ \alpha_e &= \frac{\int \alpha(\lambda) P_{\lambda} d\lambda}{\int P_{\lambda} d\lambda} ,\end{aligned}\right\}\tag{5.6}$$

де інтеграли розповсюджені на весь спектр джерела.

Відповідно до виразів (5.5) і (5.6) коефіцієнти відбиття, пропускання і поглинання залежать не тільки від спектральних властивостей матеріалів, які визначаються функціями $\rho(\lambda)$, $\tau(\lambda)$ і $\alpha(\lambda)$, але також від виду функції P_{λ} , яка характеризує спектральний склад падаючого випромінення. На цю обставину необхідно зважати, оскільки про це забувають і приводять числові значення

одного із названих коефіцієнтів, часто не вказують, до якого складу падаючого випромінення це значення належать.

Тільки для нейтрального матеріалу, характеристики якого в межах необхідного для нас спектрального інтервалу не залежать від довжини хвилі, коефіцієнти відбиття, пропускання і поглинання і співпадають з їх значеннями для будь-якого монохроматичного випромінення.

Розглядаючи вираз (5.5), можна бачити, що вплив спектральної характеристики приймача – у цьому випадку очі людини – на коефіцієнти ρ , τ і α зовсім подібний впливу спектрального складу падаючого випромінення.

Енергетичні коефіцієнти відбиття, пропускання і поглинання характеризують властивості матеріалів для нейтрального приймача.

При розгляді оптичних, фотометричних або світлотехнічних задач можна часто зустрітися із вказівкою на відбиття, заломлення або розсіювання світла, що виникає на поверхні предмета. Необхідно мати на увазі, що кожна поверхня є тільки геометричною межею, що розділяє об'єми, зайняті різними речовинами (наприклад, повітря і скло, повітря і метал, повітря і дерево, вода і пісок). Сама по собі геометрична поверхня не містить ніякої речовини і може чинити будь-які дії на падаюче випромінення.

Будь-яке оптичне явище визначається властивостями речовини, розташованої біля межі розділу, тобто біля поверхні тіла. У багатьох випадках товщина шару, яка впливає на явище спостереження, є малою та вимірюється одиницями або навіть частками довжини хвилі падаючого випромінення. Малість цієї товщини призвела до звичаю відносити багато явищ до поверхні, що зручно математично, але, строго кажучи, не є зовсім коректним. Проте необхідно завжди вважати, що в слово „поверхня” необхідно вкладати не геометричний, а фізичний сенс, за якого мова йде про поверхневий шар, товщина якого є в різних випадках різною.

5.2. Визначення оптичних властивостей і середовищ

Відбиттям називається процес, у ході якого випромінення повертається поверхнею або середовищем без зміни монохроматичних складових.

Примітка

1. Частина падаючого на середовище випромінення відбивається її поверхнею (поверхневе відбиття), інша частина може бути розсіяна у зворотньому напрямку внутрішніми шарами середовища (об'ємне відбиття).
2. Частота залишається незмінною лише при відсутності ефекту Доплера, тобто у випадку нерухомого середовища.

Пропусканням називається проходження випромінення крізь середовище без зміни частот його монохроматичних складових.

Дзеркальним відбиттям (направленим пропусканням) вважається відбиття (пропускання) випромінення без розсіювання, яке підкоряється законам геометричної оптики.

Примітка: В англоязычній літературі дзеркальне відбиття може іменуватися direct, regular або specular reflection.

Дифузним відбиттям (пропусканням) вважається відбиття (пропускання), яке не має в макроскопічному масштабі дзеркальної складової.

Змішаним відбиттям (пропусканням) вважається відбиття (пропускання), яке частково має дзеркальну (направлену) і дифузну складові.

Ізотропне дифузне відбиття (пропускання) представляє собою дифузне відбиття (пропускання), в якому просторовий розподіл відбитого (пройденого) випромінення такий, що енергетична яскравість або яскравість однакові у всіх напрямках у межах напівсфери, в яку відбувається відбиття (пропускання).

Досконалий відбиваючий (пропускаючий) дифузор (розсіювач) – ідеальний ізотропний дифузор (розсіювач) з коефіцієнтом відбиття (пропускання), рівним одиниці.

Прозорим (translucent) середовищем називається середовище, яке має для видимого випромінення дифузне пропускання, в результаті чого крізь нього об'єкти практично не розрізняються.

5.3. Характеристики середовищ

Коефіцієнт відбиття (ρ) (пропускання (τ)) (для падаючого випромінення з заданим спектральним складом, станом поляризації та просторовим розподілом) – відношення відбитого (пройденого) променевого або світлового потоку до падаючого потоку за рівних умов.

Коефіцієнт дзеркального відбиття (ρ_r) (направленого пропускання (τ_r)) – відношення дзеркально відбитої (направлено пройденної) частини всього відбитого (пройденого) потоку до падаючого потоку.

Коефіцієнт дифузного відбиття (ρ_d) (дифузного пропускання (τ_d)) – відношення дифузно відбитої (пройденної) частини всього відбитого (пройденого) потоку до падаючого потоку.

Примітка

1. $\rho = \rho_r + \rho_d$ ($\tau = \tau_r + \tau_d$).

2. Результати вимірювань ρ_r і ρ_d (τ_r і τ_d) залежать від методики вимірювань і вибору вимірювальної апаратури.

3. ρ і τ вимірюються в безрозмірних одиницях, позначуваних через 1.

Показник енергетичної яскравості / яскравості (β) елемента поверхні несамовипромінюючого середовища в заданому напрямку за певних умов опромінення (освітлення) – відношення енергетичної яскравості / яскравості елемента поверхні в заданому напрямку до ідентичних параметрів досконалого відбиваючого або пропускаючого дифузора за однакових умов опромінення / освітлення.

Одиниця величини: 1.

Примітка

1. Для фотолюмінісцентного середовища $\beta = \beta_s + \beta_L$, де β_s – показник енергетичної яскравості / яскравості відбитої частини потоку; β_L – показник енергетичної яскравості / яскравості люмінесцентної частини потоку.

2. Визначення β застосовується тільки до дифузного випромінення.

Коефіцієнт енергетичної яскравості / яскравості (q) (елемента поверхні середовища в заданому напрямку за певних умов опромінення / освітлення) – відношення енергетичної яскравості / яскравості елемента поверхні в заданому напрямку до опроміненості / освітленості середовища.

Одиниця: ср^{-1} .

Примітка

1. Визначення q застосовується тільки до дифузного випромінення.

2. Показник β і коефіцієнт q пов'язані співвідношенням: $\beta = \pi\Omega_0 q$, де $\Omega_0 = 1 \text{ ср}$.

Коефіцієнт поглинання (α) являє собою відношення поглинутого променевого або світлового потоку до падаючого за певних умов.

5.4. Параметри, які впливають на характеристики середовищ

Перераховані в 5.3 характеристики не тільки залежать від властивостей матеріалів і речовин але й піддаються впливу низки описаних далі параметрів.

5.4.1. Спектральні параметри

Спектральний склад падаючого випромінення.

При проведенні вимірювань має бути відомий спектральний розподіл потужності P_λ падаючого випромінення. Для цього необхідно вказати, наприклад, тип освітлювача за специфікацією МКО, або колірну температуру, або температуру еталонної лампи. У випадку використання джерела монохроматичного випромінення фіксується довжина хвилі та ширина смуги (звичайно, напівширина на половині максимуму інтенсивності).

При вимірюванні оптичних властивостей люмінесцентних матеріалів зразок має опромінюватися або джерелом з відомими характеристиками або останні необхідно попередньо вимірювати спектрофотометром.

Стандартизовані МКО джерела світлового потоку мають табульовані значення спектрального розподілення потужності випромінення, які не завжди можуть бути практично реалізовані. При вимірюваннях спектральних коефіцієнтів відбиття або поглинання інтегральні значення відповідних коефіцієнтів можуть бути обчислені числовим інтегруванням з використанням згаданих табульованих значень відносних спектральних розподілень потужності.

Рекомендаціями МКО і Міжнародною організацією зі стандартизації (ISO) встановлено, що джерелом світла А служить вольфрамова лампа, яка працює при корельованій температурі 2856 К. Джерело світла типу С являє собою поєднання джерела типу А і набору рідинних фільтрів, які вирізають видиму частину спектра. Стандартне джерело світла типу D характеризує денне світло з включенням у спектр випромінення УФ компоненти. Інші джерела світла використовуються по мірі необхідності: наприклад джерела типу D55 і D75 застосовують для виділення певних стадій природного освітлення, а також у процесі досліджень у необхідних умовах сумарного сонячного випромінення.

За необхідності до позначення вимірюваної величини може бути доданий символ, який характеризує джерело світла, наприклад, $\tau_{v,A}$, для коефіцієнта пропускання світлового випромінення при використанні джерел типу А.

Інтегральні характеристики

Якщо спектральна залежність оптичної властивості зразка визначена і відомий спектральний розподіл P_λ потужності падаючого на нього випромінення, то інтегральна характеристика цієї властивості обчислюється за формулою:

$$a = \frac{\int_0^\infty P(\lambda)a(\lambda)W(\lambda)d\lambda}{\int_0^\infty P(\lambda)W(\lambda)d\lambda}, \quad (5.7)$$

де: $a(\lambda)$ – спектральна характеристика зразка; $W(\lambda)$ – відносна спектральна вагова функція, наприклад, $V(\lambda)$ – для світлових характеристик, одиниця для енергетичних характеристик, $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$ і $\bar{z}(\lambda)$ для колориметричних величин.

Значення „а” може бути або безпосередньо виміряне, якщо джерело має належний відносний спектральний розподіл потужності випромінення, а спектральні характеристики приймача випромінення кориговані під відповідну $W(\lambda)$, або воно може бути обчислене, якщо відомі всі спектральні залежності, включаючи $a(\lambda)$.

У випадку виникнення неоднозначності при визначенні фотометричної характеристики необхідно користуватися прикметником „світлова” і вводити позначку „v” (наприклад, світловий коефіцієнт відбиття ρ_v). Аналогічно при визначенні енергетичної характеристики застосовується прикметник „енергетична” й індекс „e” (наприклад, енергетичний коефіцієнт відбиття ρ_e).

Можливо визначення енергетичної характеристики в обмеженому спектральному діапазоні. У цьому випадку необхідно використовувати префікс і відповідний індекс (наприклад, УФ (UV)) енергетичний коефіцієнт відбиття $\rho_{уф}$ або ρ_{UV}).

5.4.2. Геометричні схеми виконання вимірювань

Існують 9 геометричних схем виконання вимірювань коефіцієнтів відбиття (табл. 5.1), коли падаючий і той, за яким спостерігає відбитий пучки можуть бути:

- 1) направленими (майже паралельними);
 - 2) конічними (обмеженими більш або менш значним тілесним кутом);
 - 3) напівсферичними.
- Індекс „dif” відповідає напівсферичному опроміненню ($2\sigma_1 = 180^\circ$; рис. 5.2);
 - індекс „c” відповідає конічному опроміненню, яке описується розмірами, формою та орієнтацією тілесного кута (ϵ_1 і $2\sigma_1$);

Таблиця 5.1 – Геометричні умови виконання вимірювань коефіцієнта відбиття

Геометрична схема	Характеристика	Позначення
Напівсфера/напівсфера	Коефіцієнт відбиття	ρ_{dif}
Напівсфера/конус	Показник відбиття	R_{dif}
Напівсфера/направленість	Показник енергетичної яскравості	β_{dif}
Конус/напівсфера	Коефіцієнт відбиття	ρ_c
Конус/конус	Показник відбиття	R_c
Конус/направленість	Показник енергетичної яскравості	β_c
Направленість/напівсфера	Коефіцієнт відбиття	ρ_g
Направленість/конус	Показник відбиття	R_g
Направленість/направленість	Показник енергетичної яскравості	β_g

- індекс „g” відповідає направленому опроміненню, яке описується розмірами, формою та орієнтацією тілесного кута (кути ϵ_1 і $2\sigma_1$);
- для досконалого випромінювача всі значення дев'яти параметрів дорівнюють одиниці.

Вимірювання в напівсферичній геометрії можуть бути виконані з використанням інтегруючої сфери (ІС). Ці ж геометричні схеми використовуються при виконанні вимірювань коефіцієнта пропускання.

Вимірювані величини залежать від геометричної схеми з відповідними позначеннями:

- кути падіння випромінення ϵ_1 і ϕ_1 і кути спостереження ϵ_2 і ϕ_2 (рис. 5.1);
- апертурні кути падаючого і відбитого пучків $2\sigma_1$ і $2\sigma_2$ відповідно (рис. 5.2).

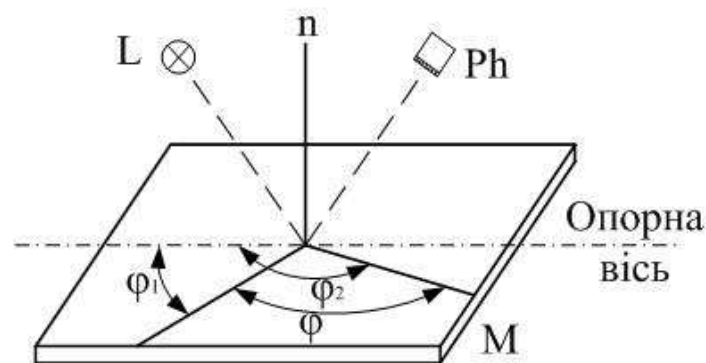


Рис. 5.1 – Позначення кутів: L – джерело випромінення, Ph – приймач випромінення; M – зразок; n – нормаль до поверхні зразка; ϵ_1 - кут падіння; ϵ_2 – кут спостереження; ϕ_1 і ϕ_2 – азимутальні кути

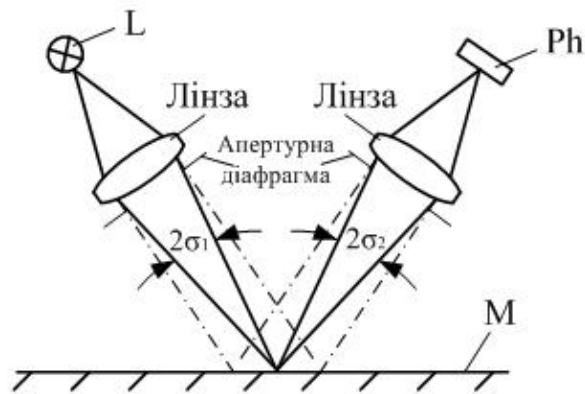


Рис. 5.2 – Апертурні кути для випадку дзеркального відбиття: L – джерело випромінення; Ph – приймач випромінення; M – зразок; $2\sigma_1$ – апертурний кут відбитого пучка

Для спрощення кути $2\sigma_1$ і $2\sigma_2$ належать до падаючого і відбитого пучків, „стягнутих” до центру вимірюваної площинки.

У випадку якщо апертурні кути перевищують задані значення, це має спеціально обумовлюватись.

Зображені на рис. 5.1 і 5.2 схеми строго справедливі за умови рівномірного розподілення інтенсивності в поперечному розрізі падаючого пучка випромінення і відсутності нерівномірності розподілу коефіцієнта перетворення ($K_{пер}$) по активній поверхні приймача випромінення, тобто відсутності зонної характеристики.

Якщо властивості середовища визначаються під конкретним кутом спостереження, він має бути охарактеризований кутом ϵ_2 між оптичною віссю пучка за яким спостерігають, і нормаллю до поверхні зразка й азимутальним кутом ϕ (кутом між площинами падіння і спостереження $\phi = \phi_2 - \phi_1$). У випадку компланарності кутів ϵ_1 і ϵ_2 ($\phi = 0^\circ$ або 180°) їх можна вказувати через індекс (наприклад, при $\epsilon_1 = 45^\circ$ і $\epsilon_2 = 0^\circ$ $\beta_{45/0}$). Якщо поверхня матеріалу має направлені властивості, тобто неоднорідна або анізотропна, то необхідно зафіксувати орієнтацію цих властивостей відносно площини падіння випромінення або спостереження.

Таким чином, для кожної вимірюваної характеристики має бути обумовлена геометрична схема і рекомендована методика виконання вимірювань.

5.5. Інтегруюча сфера

Інтегруюча сфера (ІС) являє собою порожнинну кулю, внутрішня поверхня якої служить гранично неселективним дифузним відбивачем, а оснащена радіометром / фотометром рекомендується для виконання вимірювань:

- коефіцієнтів відбиття і пропускання;
- коефіцієнтів дифузного відбиття і пропускання.

При цьому дзеркальні (направлені) компоненти цих коефіцієнтів можуть бути одержані шляхом віднімання одних результатів від інших.

В основу застосування для вимірювання ρ і τ ІС покладено метод порівняння показань радіометра / фотометра, яким вона оснащена, функціонально пов'язаних з потоками випромінення, відбитими / пропущеними досліджуваним і стандартним зразками (СЗ). При цьому припускається, що непрямі опроміненість / освітленість або енергетична яскравість / яскравість, породжені внутрішньою поверхнею ІС, пропорційні потоку випромінення.

Спочатку теорія ІС була розроблена щодо вимірювань світлового потоку ламп і тільки потім розповсюджена на вимірювання, променевого / світлового потоку, відбитого / пройденого від / скрізь матеріалів / ли.

Відповідно теорії Ульбріхта, променевої/світлової потік, відбитий / пропущений, зразком, пов'язаний з непрямою опроміненістю / освітленістю на внутрішній поверхні ІС співвідношенням:

$$\Phi_r(\Phi_t) = E_{\text{ind}} \frac{1 - \rho_k}{\rho_k}, \quad (5.8)$$

де $\Phi_r(\Phi_t)$ – відбитий (пройдений) потік;

E_{ind} – непряма опроміненість / освітленість на розсіювачому випромінення вхідному вікні радіометра / фотометра;

A – площа поверхні ІС;

ρ_k – усереднене значення коефіцієнта відбиття всієї поверхні ІС.

Рівняння (5.8) не враховує пласку форму досліджуваного (стандартного) зразка й опалового вхідного вікна вимірювальної головки радіометра / фотометра. При цьому вважається, що все, що поміщено в середині ІС, включаючи її поверхню, є ізотропним розсіювачем.

Замість вимірювання опроміненості / освітленості деякої ділянки внутрішньої поверхні ІС можна вимірювати її енергетичну яскравість / яскравість. У будь-якому випадку суттєво для одержання коректних результатів, щоб частина поверхні ІС, яка бере участь у вимірюваннях, була повністю екранована від прямого випромінення зразка, що відбиває / пропускає. При вимірюванні енергетичної яскравості / яскравості, звичайно, потребується більшого розміру екран, ніж при вимірюванні опроміненості / освітленості. Оскільки характеристики реальної ІС відрізняються від таких в ідеальній (розрахованій) ІС, відбитий / пройдений променевої / світлової потік не може бути розрахований безпосередньо із рівняння (5.5). Для цього необхідно провести допоміжні вимірювання по крайній мірі коефіцієнта відбиття стандартного зразка, причому в ідеальному випадку коефіцієнт відбиття зразка дорівнює:

$$\rho_x = \rho_N \frac{E_{\text{ind},X}}{E_{\text{ind},N}}, \quad (5.9)$$

де ρ_x – коефіцієнт відбиття досліджуваного зразка;

ρ_N – коефіцієнт відбиття стандартного зразка;

$E_{\text{ind},X}$ – непряма опроміненість / освітленість, створювана потоком, відбитим досліджуваним зразком;

$E_{ind,N}$ – непряма опроміненість / освітленість, створювана потоком, відбитим стандартним зразком.

Усе сказане однаково стосується і до вимірювання коефіцієнта пропускання, причому у відсутності стандартного зразка $\tau_N = 1$.

При вимірюванні методом заміщення досліджувай зразок і стандартний зразок (якщо є у вимірюваннях) поміщується в отвір ІС послідовно один за одним. У результаті усереднене значення коефіцієнта відбиття внутрішньої поверхні сфери може змінитися. У спектрофотометричних експериментах цієї складності можна уникнути застосуванням двопроменевої схеми (рис. 5.3, а).

Коли пучок випромінення комутується і почергово надходить у дві гілки, одна із яких має досліджувай зразок, а друга не містить його і служить опорною (референтною) гілкою. Результатом вимірювань є відношення двох відліків. Для прикладу на рис. 5.3, приведені двопроменеві схеми вимірювань коефіцієнта відбиття (рис. 5.3, а) і коефіцієнта направленного пропускання (рис. 5.3, б).

Із рисунків видно, що при вимірюванні коефіцієнта пропускання референтний пучок обминає зразок, а при вимірюванні коефіцієнта відбиття він почергово падає на досліджувай і стандартний зразок.

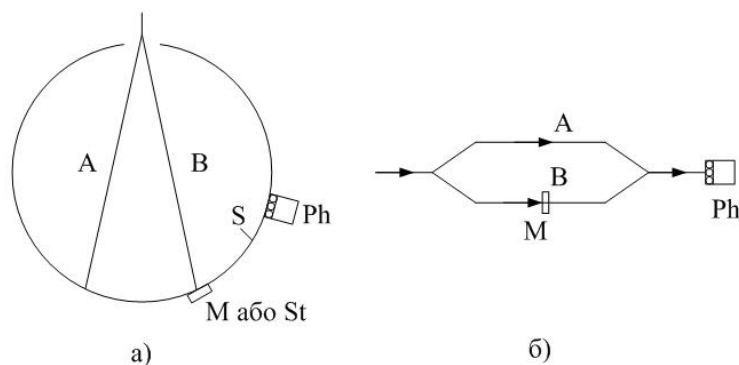


Рис. 5.3 – Принцип дії двопроменевої схеми:
а) вимірювання коефіцієнта відбиття; б) вимірювання коефіцієнта направленного пропускання; М – досліджуваний зразок; ρ_t – стандартний зразок;
Ph – приймач; S – екран

При вимірюванні методом порівняння досліджувай і стандартний зразки одночасно беруть участь в експерименті, оскільки поміщені у двох різних отворах ІС і послідовно опромінюються один за одним. Завдяки цьому усереднене значення коефіцієнта відбиття внутрішньої поверхні сфери залишається незмінним.

Метод заміщення ефективний за умови суттєвої малості отвору в ІС (його діаметр не має перевищувати 0,1 діаметра ІС). У протилежному випадку необхідно виконувати допоміжні вимірювання із застосуванням допоміжної лампи або допоміжного екрану. На практиці цей метод використовується при вимірюваннях оптичних властивостей товстих зразків із розсіюючих випромінення матеріалів (штучних середовищ), якщо є ІС великого діаметра (>2 м).

Покриття внутрішньої поверхні сфери має бути неселективним, практично дифузним і рівномірно розподіленим по всій площині. Крім того, воно не має люмінескувати. Ці властивості внутрішньої поверхні ІС характеризуються відносним показником $K(\lambda)_{rel}$.

$$K(\lambda)_{rel} = \frac{\rho_K(\lambda) \cdot (1 - \rho_{K_{max}})}{\rho_{K_{max}} \cdot (1 - \rho_{K(\lambda)})} \quad (5.10)$$

де $\rho_K(\lambda)$ – спектральний коефіцієнт відбиття внутрішньої поверхні сфери;
 $\rho_{K_{max}}$ – його максимальне значення.

Навіть незначна відносна зміна $\rho_K(\lambda)$ може суттєво вплинути на $K(\lambda)_{rel}$. Цей вплив посилюється по мірі зростання коефіцієнта відбиття.

З іншого боку, ефективність ІС, як інтегратора, падає по мірі зменшення ρ . Тобто для вимірювань світлових характеристик рекомендується покриття внутрішньої поверхні ІС з коефіцієнтом відбиття $\approx 0,8$.

На рис. 5.4 в якості прикладу приведені залежності від довжини хвилі відносного показника для світлосірої фарби з $\rho \approx 0,8$ і $BaSO_4$ з максимальним спектральним коефіцієнтом відбиття 0,98.

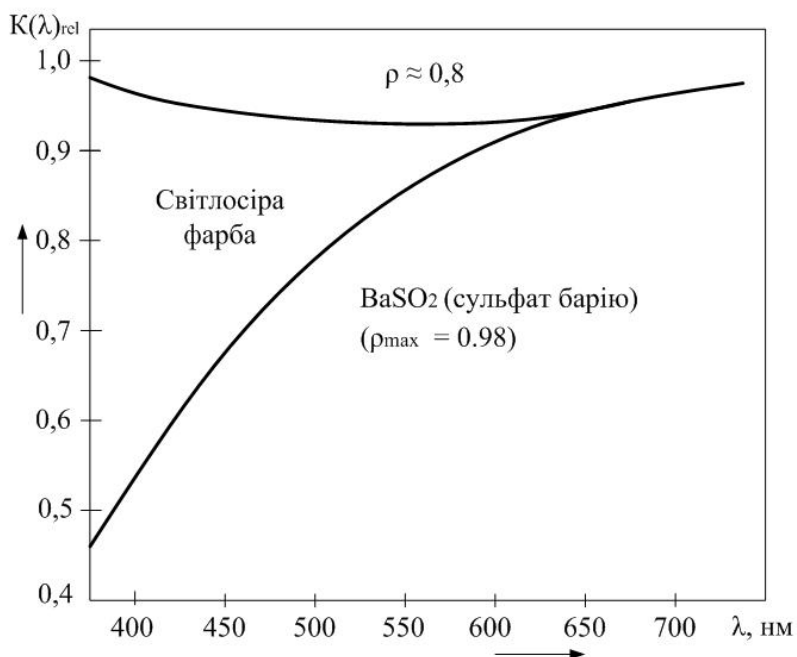


Рис. 5.4 - Відносний показник $K(\lambda)_{rel}$ для світлосірої фарби і сульфату барія, як покриттів внутрішньої поверхні ІС

Для проведення спектральних вимірювань покриття внутрішньої поверхні ІС необхідно вибирати з гранично можливим коефіцієнтом відбиття. Для виконання спектральних вимірювань в УФ зоні спектра й енергетичних характеристик матеріалів ІС в середині покривають пресованим політетрафлуороетиленом (PTFE) або сульфатом барію. На рис. 5.5 приведена залежність від довжини хвилі спектрального коефіцієнта відбиття PTFE.

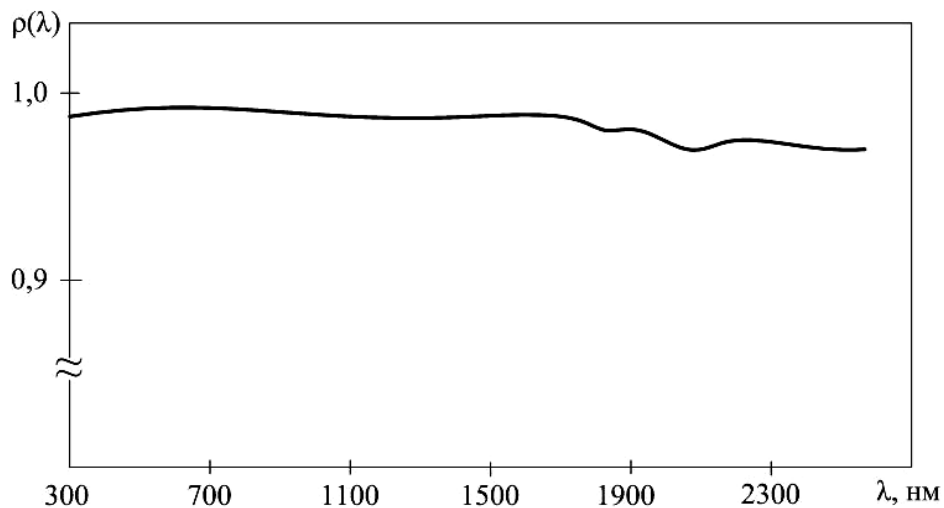


Рис. 5.5 – Спектральний коефіцієнт відбиття PTFE

Покриття розташованих у середині ІС екранів завжди мусить мати гранично досягнуті коефіцієнти відбиття. Із метою мінімізації впливу старіння і забруднення внутрішньої поверхні ІС її необхідно регулярно очищувати і періодично перефарбовувати. Зовні поверхня ІС має бути покрита чорною фарбою для запобігання перевідбиттів між нею і зразком. Корисно також відмітити, що багато видів матованих зразків (опалових стекл, керамічних і т. ін.) абразивні та можуть забруднюватись у контакті з чорною фарбою зовнішньої поверхні ІС. Для запобігання цьому корисно отвір для зразка оточити тонким паперовим аркушом.

Дуже важливо дотримуватися строгих геометричних співвідношень між елементами конструкції ІС і вимог до цих елементів. Тому при конструюванні та зборці ІС має бути досягнуто компроміс між числом вимірюваних характеристик (тобто загальною кількістю отворів) і досягнутої точністю отримуваних результатів.

Приклад Методом заміщення з використанням універсального сферичного радіометра / фотометра вимірюється:

- ρ і τ при направленому практично нормальному падінні випромінення;
- $\rho(\epsilon)$ і $\tau(\epsilon)$ при направленому падінні випромінення залежно від кута ϵ_1 ;
- τ_{dif} при напівсферичному опроміненні;
- ρ_{dif} і τ_{dif} .

Для виконання цих вимірювань в ІС мають бути зроблені такі отвори (рис. 5.6).

Отвір 1 для зразка:

- діаметр отвору має бути достатньо великим, щоб забезпечити попадання в ІС всього відбитого / пройденого випромінення; для вимірювань тонких зразків (або зразків тільки лише з поверхневим відбиттям) прийнятний діаметр отвору $d_1 \leq 0,1D$, де D – діаметр сфери; для вимірювання товстих зразків із розсіюючого випромінення матеріалу найбільш придатний $d_1 = 25 \text{ см}$ при $D \geq 2d_1$;

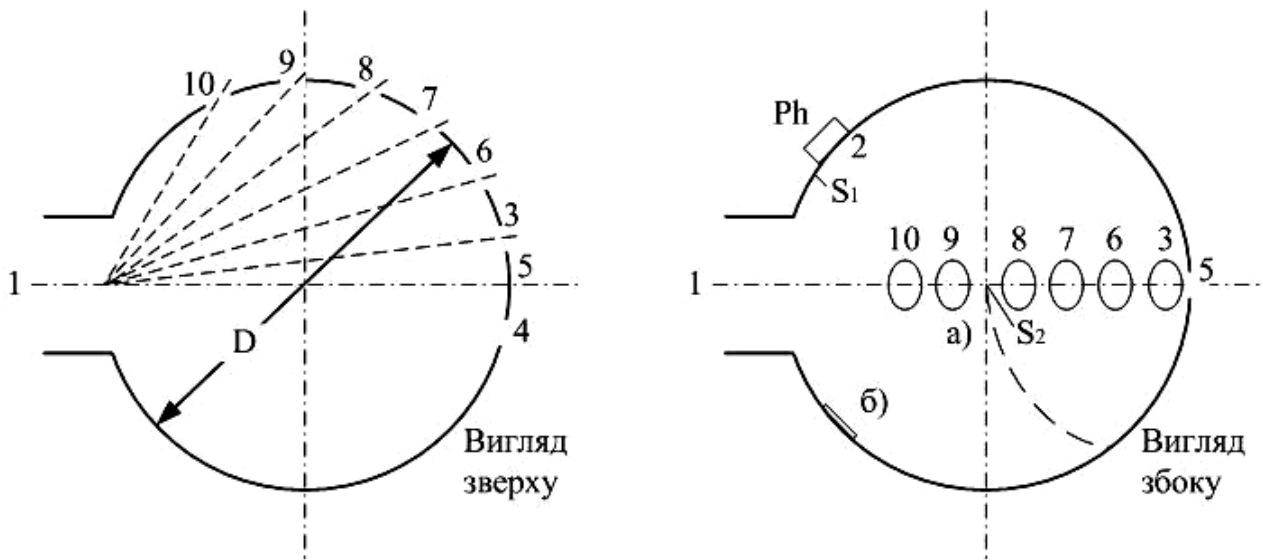


Рис. 5.6 – Геометрія універсальної ІС:

а) допоміжний екран S_2 в середині; б) – допоміжний екран S_2 зовні; D – діаметр сфери;
 1 – отвір для зразка; 2 – отвір для фотометричної головки; 3 – вхідний отвір для світлового потоку при вимірюваннях ρ ; 4 – пастка для дзеркального відбиття; 5 – пастка для дзеркального пропускання; 6 – 10 – вхідні отвори для вимірювання кутової залежності ρ ;
 Ph – фотометрична головка; S_1 - екран між отвором 1 і розсіювачем фотометричної головки

- діаметр зразка має перевищувати діаметр отвору 1; якщо спостерігаються втрати випромінення з торцевої поверхні зразка, її необхідно покрити матеріалом з високим коефіцієнтом дзеркального відбиття, наприклад, анодувати алюмінієм; опромінювана поверхня товстих зразків із розсіювача випромінення матеріалів має бути менше діаметра отвору для зразка; при точних вимірюваннях пропускання зразок необхідно опромінювати за великою площадкою, яка перевищує площу отвору для зразка;
- стінка отвору 1 має бути гранично тонкою з гострим краєм і мати високий коефіцієнт дзеркального або, по крайній мірі, дифузного відбиття;
- отвір 2 для радіометричної / фотометричної головки:
- цей отвір має бути гранично малим і розташований якомога ближче до отвору 1, при вимірюванні опроміненості / освітленості з використанням радіометричної / фотометричної головки отвір 2 має бути скранованим від прямого попадання випромінення, породженого зразком (рис. 5.6); вимірювання енергетичної яскравості / яскравості виконується через захищений екраном отвір, через який видно частину внутрішньої поверхні ІС, найближчу до отвору 1 (рис. 5.7).
- Отвір 3 використовується для вводу в ІС пучка випромінення при вимірюваннях ρ ;
- кут падіння $\epsilon_1 \leq 10^\circ$, діаметр отвору $d_3 \leq 0,1D$; діаметр пучка, що вводиться в ІС має бути менше d_3 ;
- отвір 4 для – виводу із ІС дзеркально відбитого випромінення;

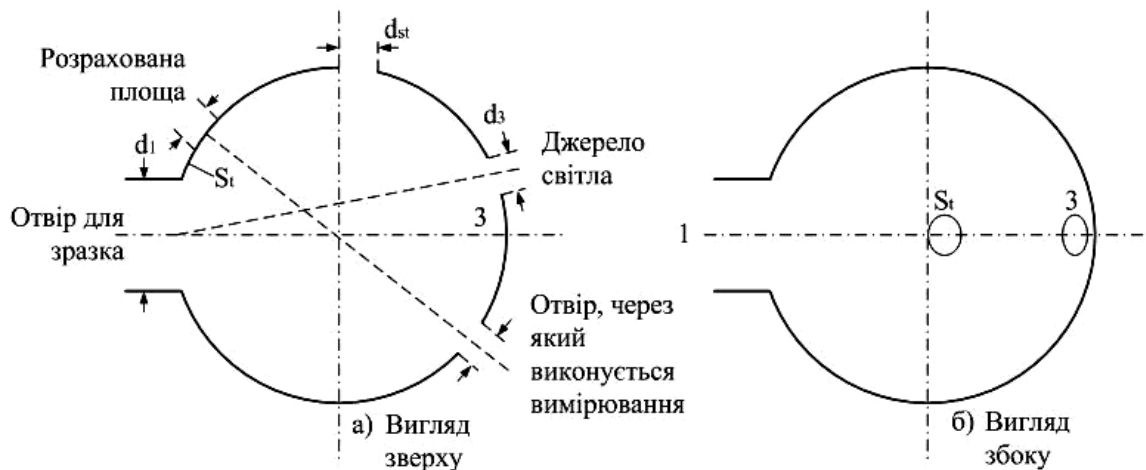


Рис. 5.7 - Вимірювання ρ з використанням ІС з приєднанням до неї ЗВ енергетичної яскравості / яскравості

- діаметр $d_4 = 0,02D$; діаметр площадки, опромінюваної дзеркально відбитим пучком; має бути не більше $0,8d_4$; отвір 4 має бути симетричним отвору 3 відносно діаметра ІС, який проходить через центр отвору 1 і 5.
- отвір 5 – для виводу із ІС випромінення, яке пройшло направлено:
- діаметр $d_5 = d_4$; діаметр площадки, опромінюваної направлено пройденим пучком, має бути не більше $0,8d_5$.
- отвори 6–10 служать входними при вимірюваннях залежності $\rho(\epsilon)$ в діапазоні кутів падіння випромінення від 20 до 60° . Для кутів падіння в розширеному діапазоні значень можливо збільшення числа отворів, причому діаметри пучків, які вводяться, має бути менше d_3 . При більших кутах падіння ніж 60° , в ІС не передбачаються отвори для виводу випромінення, аналогічних отвору 4.

При вимірюванні методом порівняння в ІС необхідно передбачити допоміжний отвір S_4 для стандартного зразка (рис. 5.8). Розташування цього отвору некритичне, а діаметр той же, що і в отвору 1.

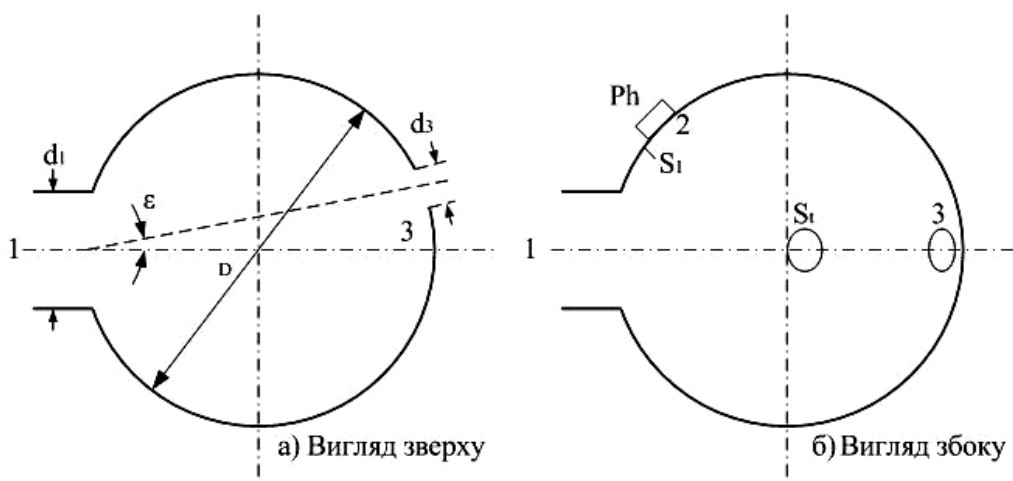


Рис. 5.8 – ІС для вимірювання ρ тонких зразків: ($d_1 \leq 0,1D$, $d_3 \leq 0,1D$, $\epsilon \leq 10^\circ$); S_t – отвір для С3; $d_{st} = d_1$

Отвори, які не використовуються при проведенні даного вимірювання, повинні бути закриті кришками (заглушками), внутрішні поверхні яких пофарбовані тим же складом, що і внутрішня стінка ІС.

Звичайно, приведена на прикладі геометрія може бути спрощена, а при вимірюваннях меншої кількості характеристик відпадає необхідність в цілій низці отворів.

Рекомендованим методом вимірювання опроміненості / освітленості передбачено використання радіометричної / фотометричної головки. Розташована в отворі 2, вона призначена для визначення вимірюваної величини (у цьому випадку інтенсивності падаючого випромінення) відповідно до закону косинуса. Тобто при вимірюваннях спектральних і світлових величин отвір для головки має бути прикритий пропускаючим випромінення розсіювачем; поверхня якого розташована впритул до внутрішньої стінки ІС. Більш того, розсіювач мусить мати у відповідному діапазоні довжин хвиль високий коефіцієнт пропускання тільки дифузного випромінення, без дзеркальної компоненти.

Спектральний коефіцієнт пропускання розсіювача має бути узгоджений з відносною спектральною характеристикою приймача випромінення. Для захисту головки від прямого попадання випромінення, яке виходить із зразка, використовується невеликий екран з можливо більшою неселективністю (рис. 5.6).

Якщо замість опроміненості / освітленості внутрішньої поверхні ІС вимірюється її енергетична яскравість / яскравість, то ця ділянка в полі зору радіометричної / фотометричної головки має бути обмежена і захищена від прямого попадання випромінення, яке виходить із зразка. Краще за все, щоб така екранована ділянка поверхні знаходилась поблизу отвору 1, тоді достатньо використовувати невеликий екран білого кольору (рис. 5.7). Таким чином, у вхідну апертуру радіометра / фотометра має попадати випромінення тільки з цієї обмеженої ділянки поверхні ІС.

Вимірювання з використанням ІС, яка має отвір для зразка, який за своїм розміром порівняний з її радіометром, виконується тільки методом заміщення. Проте в цьому випадку усереднене значення коефіцієнта відбиття внутрішньої поверхні ІС може змінюватись при заміщенні вимірюваного зразка стандартним в отворі 1. Корируючий коефіцієнт, який компенсує відмінність ρ , може бути визначений шляхом проведення двох окремих вимірювань із використанням основної зовнішньої лампи, розташованої перед отвором 3, або фіксованої допоміжної лампи в середині ІС (рис. 5.9).

При використанні зовнішньої лампи для цієї мети допоміжний екран S_2 розташовується поблизу центру ІС із власним центром, який знаходиться на осі пучка, який розповсюджується між отворами 1 і 3. Площина екрана S_2 має бути перпендикулярна падаючому пучку для запобігання прямого опромінення отворів 1 і 2.

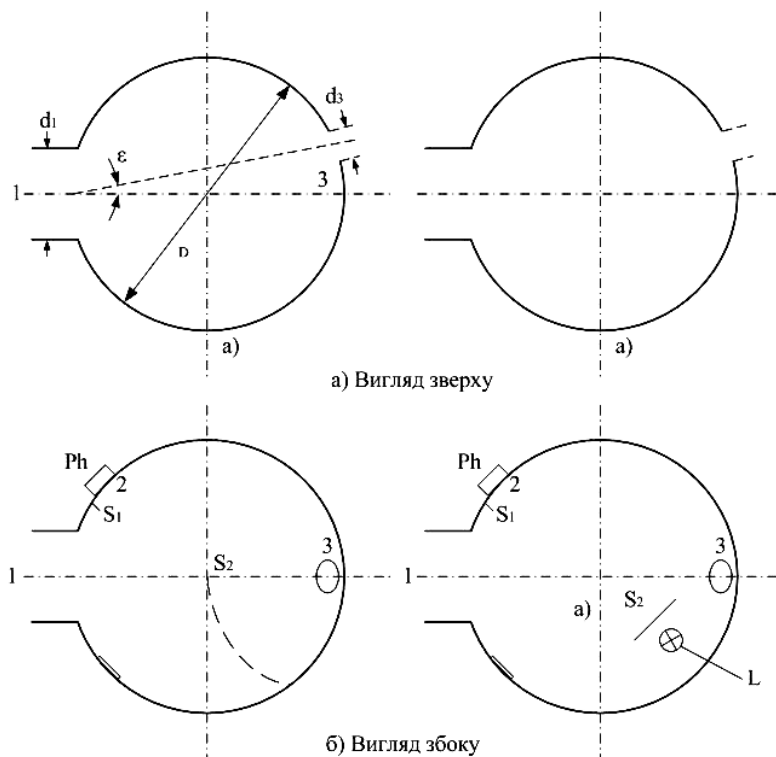


Рис. 5.9 – ІС з великим отвором для зразка у схемі вимірювання ρ товстих зразків із розсіюючих матеріалів: ліворуч – з допоміжним екраном S_2 : а) екран в середині ІС; б) екран зоні ІС; праворуч – з допоміжною лампою L і екраном S_2 : 1 – отвір зразка, $d_1 \leq 0,5D$; 3 – отвір для вводу випромінювання, $d_3 \leq 0,1D$, $\epsilon \leq 10^\circ$; Ph – фотометрична головка; S_1 – екран між розсіювачем фотометричної головки і отвором для зразка

При використанні допоміжної лампи L (рис. 5.9) її та екран S_2 необхідно розташувати так, щоб також уникнути прямого опромінення цих двох отворів. Зовнішня і допоміжна лампи мусить мати однакові $P(\lambda)$.

5.6. Вимірювання відбиваючих характеристик сферичним радіометром / фотометром

5.6.1. Коефіцієнт відбиття при направленому опроміненні

Коефіцієнт відбиття може бути вимірний сферичним радіометром / фотометром.

Сферичний радіометр / фотометром для вимірювання ρ складається із:

- випромінювача з оптичним пристроєм для опромінення зразка;
- ІС відповідної геометрії;
- ЗВ опроміненості / освітленості (або енергетичної яскравості / яскравості);
- монохроматора (якщо виконуються спектральні вимірювання);
- одного або кількох СЗ.

При виконанні вимірювань залежності $\rho(\epsilon)$ необхідне ІС зі спеціальною геометрією (див. рис. 5.5).

Наведемо низку вимог до джерела випромінювання:

- при вимірюваннях ρ в умовах практично нормального падіння випромінення $\epsilon_1 \leq 10^\circ$, а при вимірюваннях $\rho(\epsilon)$ з іншими кутами падіння їх значення мають бути зафіксовані;
- якщо не обумовлені більш жорсткі умови вимірювань, то кут між оптичною віссю і будь-яким променем у пучці не має перевищувати 5° ;
- при інтегральних вимірюваннях, наприклад, світлового коефіцієнта відбиття ρ_v , має бути обумовлений $P(\lambda)$ (звичайно, джерело типу А).

Крім цього, необхідно, щоб:

- діаметр опроміненої / освітленої площі на поверхні зразка для всіх пучків, що вводяться в ІС пучків був достатньо малим у порівнянні з діаметром отвору для розміщення зразка;
- діаметр пучка, що вводиться в отвір 3 був менше діаметра вхідного отвору.

Геометрія сфери різна для тонких і товстих дифузних зразків.

Коефіцієнт відбиття ρ зразків з поверхневим відбиттям (які не пропускають випромінення) або тонких зразків може бути виміряний з ІС, геометрія якого зображена на рис. 5.8.

Сфера має 4 отвори:

- отвір 1 для зразка, $d_1 \leq 0,1D$;
- отвір 2 для радіометричної / фотометричної головки;
- отвір S_t для СЗ, $d_{st} \leq d_1$;
- отвір 3 для вводу випромінення.

Діаметр опромінюваної ділянки поверхні зразка не має перевищувати $0,5d_1$, щоб гарантувати перебування всього відбитого ним випромінення в середині ІС.

У деяких випадках (наприклад, при відбитті світла від дзеркала заднього огляду автомобілів) необхідно визначити коефіцієнт відбиття при кутах падіння, відмінних від нульового. Для цього положення вхідного отвору має бути вибрано відповідним чином, щоб відповідати вимогам вимірювальної задачі.

При вимірюваннях залежності $\rho(\epsilon)$ необхідно використовувати ІС з великим отвором для зразка.

При вимірюваннях коефіцієнта відбиття товстих дифузних зразків у випадку, якщо отвір 1 надто малий, частина відбитого / пройденого випромінення може не потрапити в ІС через внутрішні заломлення і розсіяння.

Тому визначення необхідного розміру отвору 1 є не математичною, а емпіричною задачею, яка розв'язується індивідуально на основі досвіду для зразків різних типів. Рекомендована ІС має 3 отвори (рис. 5.9). Отвір 1 для зразка має діаметр $d_1 = 25$ см, причому $d_1 \leq 0,5D$, тобто мінімальний діаметр ІС дорівнює 50 см. Діаметр опромінюваної ділянки поверхні зразка має бути $\leq \frac{1}{6}d_1$.

Для вимірювань залежності $\rho(\epsilon)$ використовується ІС з геометрією, зображеною на рис. 5.10. Отвір 1 також мусить мати діаметр $d_1 = 25$ см за

умови $d_1 \leq 0,5D$. Інші отвори описані в 5.5 і відповідають геометрії універсальної ІС (рис. 5.6). При великих значеннях ϵ_1 особливо важливо зберігати якомога меншою за площею ділянку опроміненої поверхні зразка, щоб гарантувати перебування всього відбитого випромінення в середині ІС.

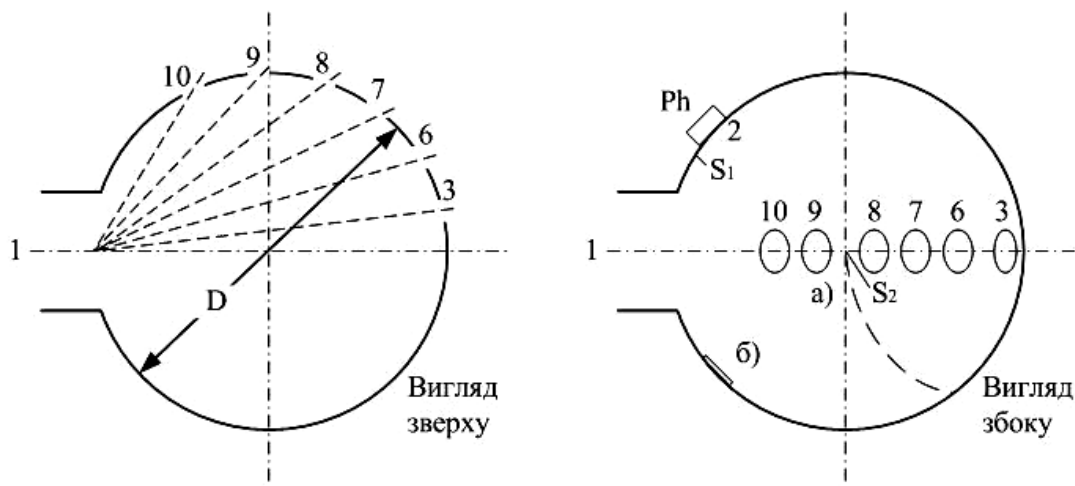


Рис. 5.10 – ІС для вимірювання $\rho(\epsilon)$ з допоміжним екраном S_t :
а) екран у середині; б) екран зовні

При виконанні цього вимірювання випромінювач повертається навколо вертикальної осі, а пучок випромінення ковзає по центру отвору 1. Променевий потік має зберігатися незмінним при всіх значеннях кута ϵ_1 .

Оскільки вимірювання виконується тільки методом заміщення, необхідно забезпечити коригування результату, тобто компенсувати згадану раніше різницю усереднених значень ρ при заміщенні досліджуваного зразка стандартним. Причина виникнення цієї різниці полягає в тому, що A_{S_t} відомий тільки при практично нормальному падінні та в ІС СЗ опромінюється пучком, який проходить через отвір 3, зразок опромінюється послідовно через отвір 6–10 під різними кутами ϵ_1 , тобто за умов, які суттєво відрізняються від нормального падіння випромінення. Коригування результату здійснюється допоміжними експериментами з використанням допоміжного екрана й отвору 3 в якості вхідного або допоміжної лампи.

Для вимірювань ρ необхідно користуватись стандартними зразками коефіцієнта відбиття. Рекомендується при вимірюваннях на зразках із дзеркальним відбиттям використовувувати СЗ ρ_r , а при вимірюваннях на зразках з дифузним відбиттям – СЗ ρ_d . Зразки зі змішаним відбиттям необхідно порівнювати з СЗ обох типів.

Інформація про СЗ ρ_d може бути взята із [1, 2]. В якості матеріалів для виготовлення СЗ ρ_d в певних діапазонах довжин хвиль рекомендується:

- 300 нм $< \lambda >$ 1300 нм – порошковий пресований $BaSO_4$;
- 250 нм $< \lambda >$ 2500 нм – порошковий пресований PTFE;
- 500 нм $< \lambda <$ 5000 нм – порошок сірки.

Оскільки первинні і вторинні СЗ коефіцієнта відбиття недостатньо міцні та стійкі проти дії оточуючого середовища, для рутинних (технічних) вимірювань і періодичних калібрувань рекомендується використовувати робочі СЗ, наприклад, керамічні кахлі, кахельні плитки й ін.

Для ІС з великими отворами для зразків необхідні широкоапертурні робочі СЗ ρ_d . Із цією метою в ІС з малим отвором для зразка можна калібрувати методом порівняння тонкі, однорідні, дифузні пластини або керамічні ізразці. Від них потребується лише висока однорідність розподілу ρ за вибраною ділянкою поверхні зразка.

Для виконання інтегральних вимірювань несірих зразків рекомендується використовувати СЗ з аналогічними спектральними характеристиками.

В якості СЗ ρ_r рекомендується використовувати калібровану при відповідній довжині хвилі лицеву поверхню дзеркала. Для зразків з малим ρ_r найбільш придатним є чорне (або у формі клина) скло з відомим показником заломлення n , при цьому коефіцієнт відбиття такого СЗ при практично нормальному падінні випромінення в діапазоні довжин хвиль $300 \text{ нм} < \lambda < 2500 \text{ нм}$ розраховується за формулою:

$$\rho_n = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad (5.11)$$

з урахуванням залежності n від λ .

Звичайно, об'ємний показник заломлення скла визначається з високою точністю для кожної λ в заданому діапазоні. Проте формула (5.11) справедлива лише за умови, що поверхня скла не має помітного градієнта показника заломлення. У випадку похилого падіння випромінення необхідно користуватися загальновідомими формулами Френеля.

Коефіцієнт відбиття тонких зразків може бути вимірний сферичним радіометром / фотометром за геометрії ІС, зображеної на рис. 5.8. Показання приладу реєструється в такій послідовності:

E_x – відлік при розташуванні досліджуваного зразка в отворі 1, а СЗ в отворі S_t ;

E_N - відлік при обміні зразками місцеположеннями;

E_0 – відлік при відкритому отворі 1 (або закритому пасткою, якщо є хоч яка загроза проникнення в середину сфери стороннього випромінення через цей отвір).

Коефіцієнт відбиття визначається із виразу:

$$\rho_x = \frac{E_x - E_0}{E_N - E_0} \rho_N \quad (5.12)$$

Коефіцієнт відбиття товстих дифузних зразків може бути вимірний сферичним радіометром / фотометром за геометрії ІС, зображеної на рис. 5.9. Показання приладу реєструється в такій послідовності.

E_x - відлік при розташуванні досліджуваного зразка в отворі 1;

E_N - відлік при розташуванні СЗ в отворі 1;

$E_{\alpha\lambda}$ - відлік при включеній екранованій допоміжній лампі і розташуванні СЗ в отворі 1.

Оскільки за цієї геометрії отвір 1 достатньо великий, вплив стороннього випромінювання значно слабший, ніж вплив джерел інших похибок.

Коефіцієнт відбиття визначається із виразу:

$$\rho_X = \frac{E_X}{E_N} \frac{E_{aN}}{E_{aX}} \rho_N, \quad (5.13)$$

де ρ_N – коефіцієнт відбиття СЗ.

Рівняння (5.13) справедливе і у випадку похилого падіння випромінювання. При цьому E_X вимірюється при заданому куті падіння випромінювання, а E_N – із використанням того ж випромінювача, але СЗ розташовується в отворі 1, а пучок вводиться в ІС через отвір 3. Відліки $E_{\alpha X}$ $E_{\alpha N}$ залишаються такими ж, що і при практично нормальному падінні.

Коефіцієнт відбиття зразків зі змішаним характером відбиття визначається у процесі виконання двох вимірювань методом порівняння: спочатку СЗ ρ_d , а потім з СЗ ρ_r . Одержані результати вимірювань $\rho_X(d)$ і $\rho_X(r)$ можуть відрізнятися дуже суттєво. У таких випадках необхідно скоригувати експериментальні дані методом зважування обох результатів з урахуванням їх залежності від характеристики розсіювання зразка.

При змішаному відбитті сумарний ρ_X зразка містить дві компоненти: дифузну $\rho_{d,X}$ і дзеркальну $\rho_{r,X}$. В ідеальному випадку необхідно було б виміряти обидві компоненти, проте у практичній рефлектометрії вимірюється лише $\rho_{d,X}$. Для цього використовується ІС з допоміжним отвором, який забезпечує можливість виключення дзеркально відбитої частини випромінювання (отвір 4 на рис. 5.11 і 5.12).

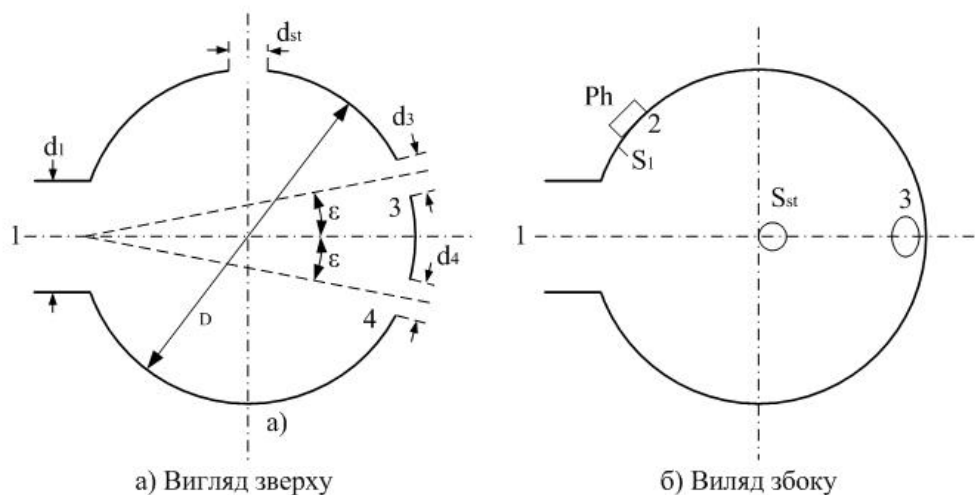


Рис. 5.11 – ІС для вимірювання тонких зразків: 1 – отвір для зразка; $d_1 \leq 0,1D$; S_t – отвір для СЗ, $d_{st} = d_1$; 3 – отвір для вводу випромінювання, $d_3 \leq 0,1D$, $\epsilon \leq 10^\circ$; 4 – пастка дзеркальної складової, $d_4 \leq 0,02D$; Ph – фотометрична головка; S – екран між розсіювачем фотометричної головки й отвором 1

Коли отвір 4 закритий, вимірювання виконується за тих же умов, що і визначення $\rho_X(d)$, а наступне вимірювання виконується з СЗ, який використовується при знаходженні $\rho_X(r)$. Раніше згадувалось, що ІС принципово не застосовується для вимірювань $\rho_{r,X}$, тому необхідний інший метод, наприклад, гоніометричний.

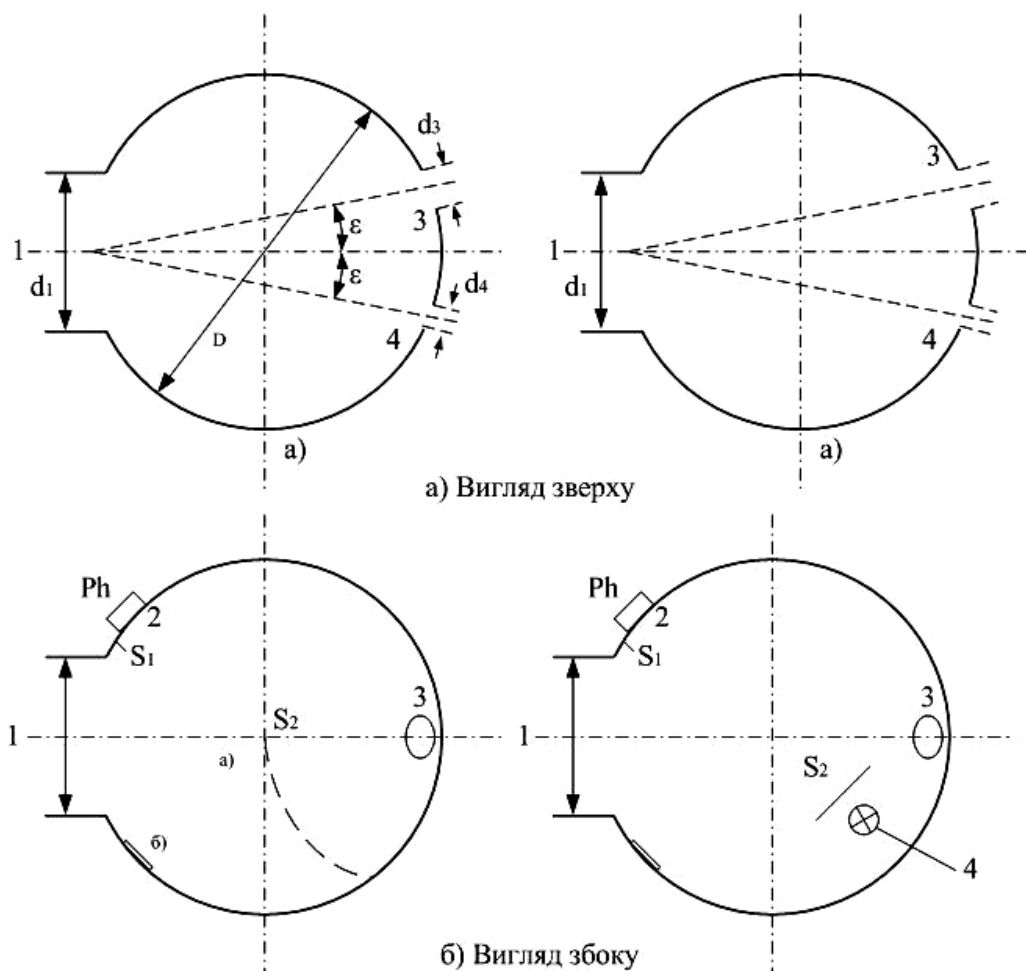


Рис. 5.12 –ІС з великим отвором для зразка у схемі вимірювань ρ_d товстих дифузних зразків: зліва – з допоміжним екраном S_2 ;

а) екран в середині; б) екран зовні; справа – з допоміжною лампою L і екраном S_2 .

1 – отвір для зразка; $d_1 \leq 0,5D$; 3 – отвір для введення випромінення; $d_3 \leq 0,1D$, $\epsilon \leq 10^\circ$;

4 – пластина дзеркальної складової; $d_4 \leq 0,02D$; Ph - фотометрична головка;

S_1 – екран між розсіювачем фотометричної головки й отвором 1

Таким чином, у процесі виконання описаних вимірювань одержуються три результати: $\rho_{d,X}$, $\rho_X(d)$ і $\rho_X(r)$, причому два останніх суттєво різні. Більш надійне і достовірне значення ρ_X може бути знайдено не за теоретичною формулою $\rho_X = \rho_{d,X} + \rho_{r,X}$; а із зваженого виразу:

$$\rho_X = \rho_{d,X} \frac{\rho_X(d)}{\rho_X} + \rho_{r,X} \frac{\rho_X(r)}{\rho_X}. \quad (5.14)$$

Оскільки $\rho_{r,X}$, звичайно, невідоме, його можна замінити на $\rho_{r,X} = \rho_X - \rho_{d,X}$ і після простих математичних перетворень одержати:

$$\rho_X = \frac{\rho_X(r)}{2} + \sqrt{\left(\frac{\rho_X(r)}{2}\right)^2 + (\rho_X(d) - \rho_X(r)) \cdot \rho_{d,X}}. \quad (5.15)$$

Якщо значення $\rho_{r,X}$ за будь-яких причин стає відомим, то в попередньому виразі буква r замінюється на d :

$$\rho_X = \frac{\rho_X(d)}{2} + \sqrt{\left(\frac{\rho_X(d)}{2}\right)^2 + (\rho_X(r) - \rho_X(d)) \cdot \rho_{r,X}}. \quad (5.16)$$

Із рівняння (5.15) і (5.16) витікає, що якщо різниця між $\rho_X(d)$ і $\rho_X(r)$ стає нехтучою малою, $\rho_X \approx \rho_X(d) \approx \rho_X(r)$. У протилежному випадку істинне значення ρ_X , як і очікувалось, знаходиться в проміжку між цими двома результатами вимірювань.

5.6.2. Коефіцієнт дифузного відбиття

Коефіцієнт відбиття ρ і коефіцієнт дифузного відбиття $\rho(d)$ – ідентичні поняття для зразків, які мають виключно дифузні властивості при відбитті оптичного випромінення. Таким чином, описані в 5.6.1 методики виконання вимірювань застосовуються і для визначення ρ_d . Стандартний зразок мусить мати коефіцієнт відбиття $\rho_N + \rho_{d,N}$, решта вимог до СЗ збігаються з тими, що описані в 5.6.1.

Для того щоб направити при вимірюваннях дзеркальну відбиту компоненту випромінення в отвір 4 (пастка), необхідно використовувати лицеву поверхню дзеркала.

Коефіцієнт відбиття тонких зразків може бути вимірний сферичним радіометром / фотометром за геометрією ІС, зображеної на рис. 5.11. Показання приладу реєструються в такій послідовності:

E_X – відлік при розташуванні досліджуваного зразка в отворі 1, отвір для пастки випромінення відкрито, СЗ $\rho_{d,N}$ розташований в отворі S_t ;

E_0 – відлік при відкритому отворі 1 (стан інших отворів некритичний, але бажано їх перекриття);

E_m – відлік із дзеркалом (із гранично можливим коефіцієнтом відбиття), розташованим в отворі 1, і при відкритому отворі для пастки;

E_N – відлік при розташуванні СЗ ρ_{Nd} в отворі 1, отвір для пастки закритий, досліджуємий зразок розташований в отворі S_t .

Тоді

$$\rho_{d,x} = \frac{E_x - E_0 - \rho_x(E_m - E_0)}{E_N - E_0 - \rho_N(E_m - E_0)} \rho_N, \quad (5.17)$$

де ρ_x – коефіцієнт відбиття досліджуваного зразка, а ρ_N – коефіцієнт відбиття СЗ з дифузним відбиттям.

Коефіцієнт відбиття товстих дифузних зразків може бути вимірний сферичним радіометром / фотометром за геометрією ІС, зображеною на рис. 5.12. Показання приладу реєструються в такій послідовності:

E_x – відлік при розташуванні досліджуваного зразка в отворі 1, отвір для пастки випромінення відкрито;

E_N – відлік при відкритому при розташуванні СЗ з дифузним відбиттям в отвір 1, отвір для пастки закритий;

E_m – відлік із дзеркалом (з максимально можливим коефіцієнтом відбиття), розташованим в отвір 1, і при відкритому отворі для пастки.

Крім того, необхідно провести допоміжні вимірювання з використанням або лампи джерела випромінення з допоміжним екраном S_2 в положенні а) (рис. 5.12), або допоміжної лампи 1, змонтованої в середині ІС. Показання приладу реєструються в такі послідовності:

E_{ax} – відлік при розташуванні досліджуваного зразка в отворі 1, отвір для пастки випромінення відкритий;

E_{aN} – відлік при розташуванні СЗ в отворі 1, отвір для пастки закритий;

E_{am} – відлік з дзеркалом в отворі 1 і при відкритому отворі для пастки.

Тоді:

$$\rho_{d,x} = \frac{E_x \frac{E_{aN}}{E_{ax}} - \rho_x E_m \frac{E_{aN}}{E_{am}}}{E_N - \rho_N E_m \frac{E_{aN}}{E_{am}}} \rho_N, \quad (5.18)$$

де ρ_x – коефіцієнт відбиття досліджуваного зразка; ρ_N – коефіцієнт відбиття СЗ з дифузним відбиттям.

5.6.3. Коефіцієнт відбиття при напівсферичному опроміюванні

Вимірювання коефіцієнта відбиття ρ_{dif} при напівсферичному опроміюванні можуть бути виконані з використанням спеціальної ІС з двома отворами (рис. 5.13):

- отвір 1 для досліджуваного (стандартного) зразка з діаметром d_1 (переважно $25 \text{ см} \leq 0,5D$);
- отвір 2 для радіометричної / фотометричної головки з гранично малим діаметром.

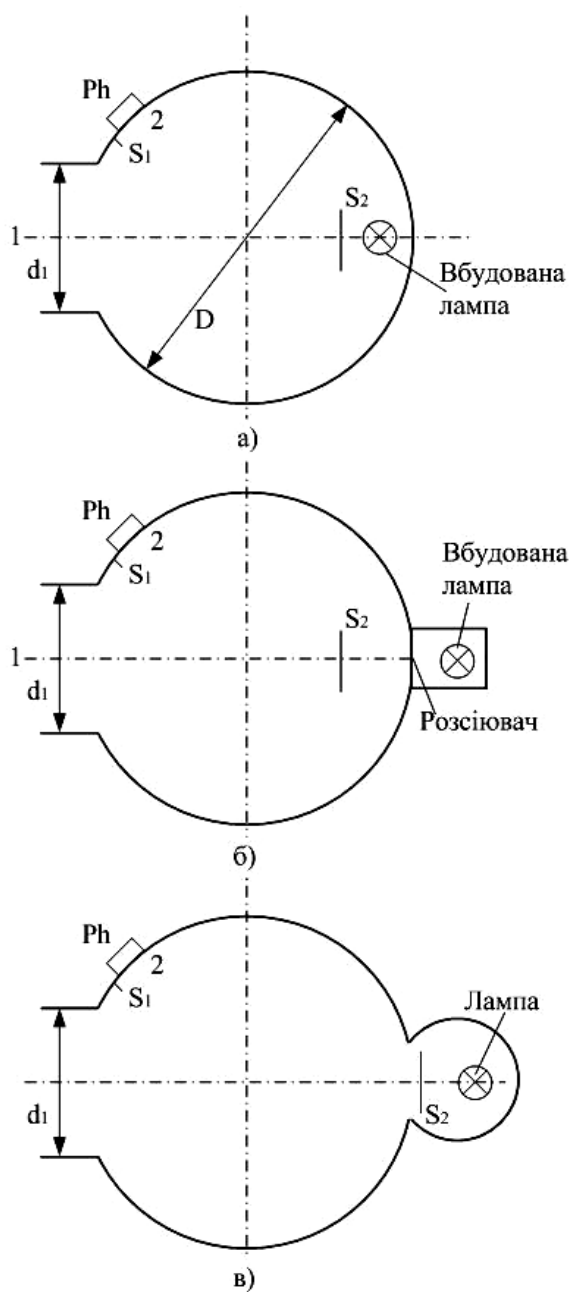


Рис. 5.13 – ІС для вимірювання ρ_{dif} :
 а) з монтованою лампою; б) із зовнішньою
 лампою; в) з допоміжною ІС; 1 – отвір для
 зразка; $d_1 \leq 0,5D$; 2 – отвір для
 фотометричної головки; $d_2 \leq 0,1D$;
 Ph – фотометрична головка; S_1 – екран
 між розсіювачем фотометричної головки і
 отвором 1; S_2 – допоміжний екран

Отвори 1 і 2 мають бути розташовані якомога ближче один до одного, а між ними необхідно помістити екран S_1 , який запобігає прямому попаданню випромінення з отвору 1 в отвір 2. Вимоги до покриття внутрішньої поверхні ІС ті самі, що були викладені в 5.5.

Вмонтована лампа (рис. 5.13, а) або зовнішня лампа з розсіювачем (рис. 5.13, б) призначені для того, щоб створювати ідеально рівномірний розподіл енергетичної яскравості / яскравості по внутрішній поверхні ІС. Екран S_2 захищає отвори 1 і 2 від прямого попадання в них випромінення ламп. Енергетична яскравість / яскравість не має залежати від положення ламп у середині ІС. Для збільшення рівномірності її розподілу можна або застосовувати більше однієї внутрішньої або зовнішньої лампи, або замінити вмонтовану в ІС лампу другою ІС, закріпленою на зовнішній стінці головної ІС. У цьому випадку екран S_2 монтується в середині другої ІС, між лампою і отвором, загальним для обох ІС (рис. 5.13).

Рівномірність освітленості площини, де розташований отвір 1, може бути проконтрольовано люксометром за умови, що його фотометрична головка достатньо мала (наприклад, діаметром < 1 см). Рівномірність розподілу яскравості може бути перевірена яскравоміром.

В якості СЗ має бути використаний дифузний зразок білого

кольору з відомим значенням ρ_{dif} . Методика й апаратура для калібрування таких СЗ описана в [3]. Крім того, із практичних міркувань рекомендується використовувати і другий (чорний) СЗ з відомим значенням $\rho_{\text{dif}} < 0,1$.

Для вимірювань можна користуватися двома варіантами методик.

Перший варіант заснований на застосуванні двох СЗ, N і L , відповідно, з високим $\rho_{\text{dif},N}$ і низьким $\rho_{\text{dif},L}$ значеннями коефіцієнта відбиття. Тоді при використанні ІС з геометрією рис. 5.13 показання приладу реєструються в такій послідовності:

E_X – відлік при розташуванні досліджуємого зразка в отворі 1;

E_N – відлік при розташуванні СЗ N в отворі 1;

E_L – відлік при розташуванні СЗ L в отворі 1.

Тоді:

$$\rho_{\text{dif},X} = \rho_{\text{dif},L} + \frac{E_X - E_L}{E_N - E_L} \cdot \frac{E_N}{E_X} (\rho_{\text{dif},N} - \rho_{\text{dif},L}) \quad (5.19)$$

У другому варіанті методики замість використання СЗ L з низьким значенням коефіцієнта відбиття рекомендується виконати вимірювання з відліком E_0 , коли отвір 1 відкрито для випромінення чорного фону. Це еквівалентно вимірюванню з використанням СЗ з нульовим коефіцієнтом відбиття, тобто $\rho_{\text{dif},L} = 0$. При цьому рівняння (5.16) перетворюється до вигляду:

$$\rho_{\text{dif},X} = \frac{E_X - E_0}{E_N - E_0} \cdot \frac{E_N}{E_X} \rho_{\text{dif},N} \quad (5.20)$$

Коректні вимірювання ρ_{dif} товстих дифузних зразків не можуть бути виконані з використанням ІС в геометрії рис. 5.13.

У цих зразків ρ_{dif} має обчислюватись за результатами вимірювань ρ залежно від кутів ϵ_1 і ϕ_1 при направленому опромінюванні (рис 5.1):

$$\rho_{\text{dif}} = \frac{1}{2} \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\epsilon_1=0}^{\pi/2} \rho(\epsilon_1, \phi_1) \sin 2\epsilon_1 d\epsilon_1 d\phi_1, \quad (5.21)$$

причому $\rho(\epsilon_1, \phi_1)$ може бути вимірним ступенево за невеликих нарощувань кутів з екстраполяцією проміжних значень за припущення, що $\rho \rightarrow 1$ при $\epsilon_1 \rightarrow 90^\circ$.

У зразків, ізотропних за азимутом падаючого випромінення, ρ не залежить від ϕ_1 . У цьому випадку двохразових інтеграл (5.22) зводиться до одноразового:

$$\rho_{\text{dif}} = \frac{1}{2\pi} \int_{\epsilon_1=0}^{\pi/2} \rho(\epsilon_1) \sin 2\epsilon_1 d\epsilon_1. \quad (5.22)$$

Вимірювання виконується сферичним радіометром / фотометром з ІС, геометрія якої представлена на рис 5.10. Під час проведення вимірювань спочатку досліджуваний зразок розміщується в отворі 1, а відкритим залишається лише один отвір ІС, в який уводиться падаюче випромінення, решта отворів закриваються кришками. Потім по мірі зміни кута ϵ_1 випромінювач переміщується в положення, яке відповідає певному куту падіння, причому падаючий на зразок потік має залишатися незмінним

(відмітимо, що площа опроміненої ділянки зразка збільшується зі зростанням ϵ_1).

Методика виконання вимірювань і послідовність реєстрації приладу описані в 5.6.1 і найшли відбиття у формулах (5.12) і (5.13). Показання E_X має бути одержане при кожному значенні кута ϵ_1 , а показання E_N , E_{ax} і E_{aN} – тільки при $\epsilon_1 \leq 10^\circ$. Ці покази використовуються для обчислення $\rho_x(\epsilon_1)$ при будь-якому значенні кута ϵ_1 . Відповідно, належним чином необхідно вибрати і кут падіння випромінення.

Якщо поверхня матеріалу зразка має структуру з ознаками направленості (неізотропності), то вимірювання $\rho_x(\epsilon_1)$ необхідно виконувати по крайній мірі у двох взаємно перпендикулярних площинах падіння випромінення, а одержані значення $\rho_x(\epsilon_1)$ усереднити для кожного значення ϵ_1 . Кількість вимірювань залежить від структури матеріалів і необхідної точності результату.

У зразків зі змішаним характером відбиття коефіцієнт $\rho_{r,x}$ не може бути вимірним з використанням описаної в 5.6.1 методики при великих кутах падіння випромінення, оскільки відсутні отвори, які відіграють роль отвору 4. Тому при необхідності $\rho_{r,x}$ можна вимірювати гоніометричними методами [2].

5.7. Вимірювання характеристик пропускання сферичним радіометром / фотометром

5.7.1. Коефіцієнт пропускання при направленому опромінюванні

Теоретично стандартного зразка коефіцієнта пропускання не потребується; усі методики виконання вимірювань ґрунтуються на абсолютних методах. Така система вимірювань практикується при використанні промислової вимірювальної апаратури. Для більш точних вимірювань необхідно застосовувати СЗ коефіцієнта дифузного пропускання при визначенні τ зразків з чисто дифузним пропусканням, а у випадку зразків зі змішаним пропусканням вимірювання можна проводити і СЗ, і без нього.

Вимірювання τ при направленому опромінюванні можна виконувати або методом порівняння, застосовуючи ІС з малим отвором для зразка діаметром $d_1 \leq 0,1D$ (рис. 5.14), або методом заміщення, застосовуючи ІС з великим отвором для зразка з діаметром d_1 (переважно 5 см) $\leq 0,5D$ (рис. 5.15).

Ділянка покриття внутрішньої поверхні сфери, на яку падає прямо пучок, що пройшов, мусить мати той же коефіцієнт відбиття, що і решта стінки. Необхідно ретельно запобігати зафарбовування цієї ділянки, що викликається довготривалим опроміненням, або виникнення часткової прозорості покриття через недостатню її товщину.

Коли вимірюється τ при нормальному падінні випромінення, сфера з малим отвором для зразка потребує трьох отворів (рис. 5.14):

- отвір 1 для зразка, діаметр $d_1 \leq 0,1D$;

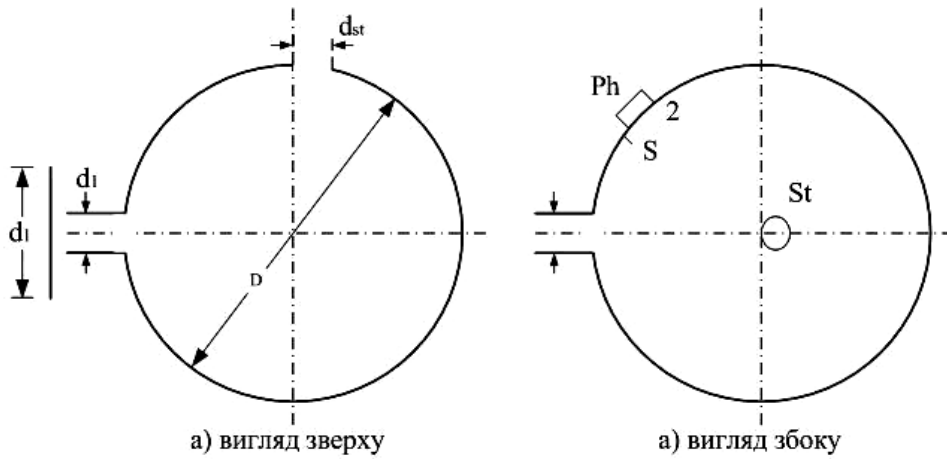


Рис. 5.14 – ІС для вимірювання τ з малим отвором для зразка: D – діаметр сфери; Ph – фотометрична головка; S – екран між розсіювачем фотометричної головки й отвором для зразка; 1 – отвір для зразка, $d_1 \leq 0,1D$; 2 – отвір для фотометричної головки; $d_2 \leq 0,1D$, S_t – отвір для СЗ, $d_{st} = d_1$, d_b – діаметр опроміненої ділянки зразка, $d_b \geq 6d_1$

- отвір 2 для радіометричної / фотометричної головки з екраном S , який запобігає прямому попаданню випромінення із отвору 1;
- отвір S_t для СЗ, $d_{st} = d_1$.

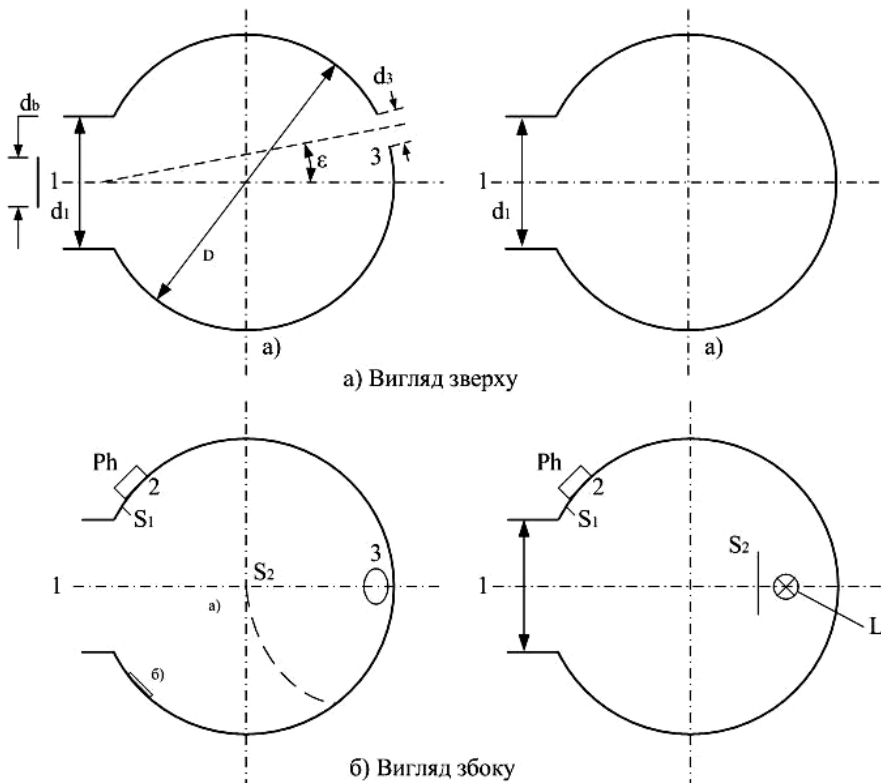


Рис. 5.15 – ІС з великим отвором для зразка вимірювання τ товстих дифузних зразків: D – діаметр сфери; 1 – отвір для зразка, $d_1 \leq 0,5D$; 3 – отвір для введення випромінення, яке падає на допоміжний екран S_2 в положенні а) $d_3 \leq 0,1D$, $\epsilon_1 \leq 10^\circ$; Ph – фотометрична головка; S_1 – екран між розсіювачем фотометричної головки й отвором для зразка; d_b – діаметр опромінюваної ділянки зразка $d_b \leq \frac{1}{6}d_1$

Вимірювання виконуються методом порівняння. Досліджуемий зразок спочатку поміщається зовні сфери перед отвором 1, а СЗ – в отворі S_t . Потім СЗ встановлюється в отворі 1, а досліджуваний зразок – в отворі S_t .

При вимірюваннях τ тонких зразків або зразків з чисто направленим характером пропускання опромінюється невелика ділянка поверхні зразка діаметром $\leq 0,5d_1$.

При вимірюванні товстих, з об'ємним розсіюванням зразків рівномірно опромінюються великі зразки, причому опромінювана ділянка мусить мати діаметр $\geq 6d_1$ (переважно близько 30 см).

Сфера з великим отвором для зразка потребує трьох отворів (рис. 5.15):

- отвір 1 для зразка діаметром d_1 (переважно 25 см) $\leq 0,5D$;
- отвір 2 для радіометричної / фотометричної головки, екранованої від прямого потрапляння випромінення з отвору 1;
- вхідний отвір з діаметром $d_3 \leq 0,1D$ для коригування сумісно із допоміжним екраном.

Вимірювання виконуються методом заміщення. В ІС із внутрішньою допоміжною лампою не потребується отвір 3.

При вимірювання залежності $\tau(\epsilon)$ падаючий на зразок під кутом ϵ_1 потік випромінення має бути незмінним. Для вимірювань τ товстих зразків рекомендується використовувати ІС з великим отвором для зразка (рис. 5.15), опромінена / освітлювана ділянка поверхні зразка має бути малою. Сфера з малим отвором для зразка (рис 5.14) може бути використана, коли зразок рівномірно опромінюється по великій ділянці його поверхні діаметром $\geq 6d_1$ (переважно близько 30 см).

При вимірюваннях τ зразків, які мають чисто дифузне пропускання, рекомендується їх порівнювати з СЗ, які демонструють аналогічні властивості. Зразки, які мають чисто направлене пропускання, не потребують застосування С. Зразки, які мають змішане пропускання, вимірюються як за участю СЗ з дифузним пропусканням, так і без нього. Використання такого СЗ дозволяє виключити значну частину похибок, які породжуються впливом розподілу первинного потоку після його проходження через зразок.

Стандартний зразок коефіцієнта пропускання має відповідати наступним вимогам:

- матеріал без об'ємного розсіювання;
- відсутність направлено пропускання;
- по можливості відсутність спектральної залежності τ у межах заданого діапазону довжин хвиль;
- відсутність старіння („пожовтіння”);
- товщина $\approx 0,3$ см;
- діаметр ≈ 30 см або на 5 см більше діаметра отвору 1 в ІС;
- висока механічна стабільність.

Коефіцієнт пропускання зразка τ_x може бути виміряний з використанням ІС за геометрією 5.14. Показання приладу реєструються в такій послідовності:

E_X – відлік при розташуванні досліджуваного зразка в отворі 1 і при внутрішньому отворі S_t ;

E_N – відлік при розташуванні СЗ в отворі 1, а досліджуваного зразка в отворі S_t .

Тоді:

$$\tau_X = \frac{E_X}{E_N}. \quad (5.23)$$

При вимірюваннях зразків з дифузним пропусканням рекомендується використання СЗ з аналогічними властивостями. Показання приладу реєструються в такій послідовності:

E_X – відлік при розташуванні досліджуваного зразка в отворі 1, а СЗ – в отворі S_t ;

E_N – відлік при розташуванні СЗ в отворі 1, а досліджуваного зразка в отворі S_t .

Тоді:

$$\tau_X = \frac{E_X}{E_N} \cdot \tau_N, \quad (5.24)$$

де τ_N – коефіцієнт пропускання СЗ з дифузним характером пропускання.

Коефіцієнт пропускання τ_N зразка може бути виміряний з використанням ІС з великим отвором 1 (рис. 5.15). Показання приладу реєструються в такій послідовності:

E_X – відлік при розташуванні досліджуваного зразка в отворі 1;

E_N – відлік без досліджуваного зразка (або з СЗ) в отворі 1;

E_{ax} – відлік при розташуванні досліджуваного зразка в отворі 1, опромінюваного не зовні сфери, а з середини з використанням або допоміжної лампи (як показано праворуч на рис. 5.15), або допоміжного екрану S_2 в положенні а) (як показано ліворуч на рис. 5.15), а також при опромінюванні штатним джерелом через отвір 3;

E_{aN} – відлік без досліджуваного зразка (або з СЗ) в отворі 1 в режимі випромінювання, аналогічному попередньому при одержанні відліку E_{ax} .

Тоді:

$$\tau_X = \frac{E_X}{E_N} \cdot \frac{E_{aN}}{E_{ax}} \cdot \tau_N, \quad (5.25)$$

де τ_N - коефіцієнт пропускання СЗ з дифузним характером пропускання.

При вимірювання без СЗ $\tau_N = 1$.

Рівняння (5.26) справедливе і при падінні випромінювання під нахилом. У цьому випадку відлік E_X одержують при необхідному куті падіння, а відлік E_N – при нормальному падінні. Відліки E_{ax} і E_{aN} одержують так само, як вказано вище при виведенні рівняння (5.26).

Вимірювання пропускання зразків зі змішаним пропусканням потребує виконання двох вимірювань: одного – методом порівняння з СЗ дифузного пропускання, а другого – без СЗ. Обидва результати $\tau_X(d)$ і $\tau_X(r)$ можуть дуже відрізнятися. У цих випадках необхідне коригування, яке базується на зважуванні двох результатів залежно від дифузних властивостей зразка.

Таким чином, у випадку змішаного пропускання коефіцієнт пропускання τ_X зразка дорівнює сумі двох компонент – дифузної $\tau_{d,X}$ і направленої $\tau_{r,X}$. Теоретично необхідно визначити обидві ці компоненти, проте практично можна виміряти лише першу із них. Це потребує використання ІС з допоміжним отвором (отвір 5 на рис. 5.16 і 5.17) для виключення направленої складової випромінювання, яке пройшло. При закритому отворі 5 і з використанням СЗ виконується вимірювання $\tau_X(d)$, а при наступному вимірюванні без СЗ визначається $\tau_X(r)$.

Як відмічалось раніше, сферичним радіометром / фотометром неможливо виміряти $\tau_{r,X}$, для цього необхідно користуватися іншими методами, наприклад, гоніометричним. Проте цю задачу можна вирішити інакше. Дійсно, необхідно визначити три невідомих значення – $\tau_{r,X}$, $\tau_X(d)$ і $\tau_X(r)$, причому два останніх дуже відрізняються один від одного. Проте замість теоретичної формули $\tau_X = \tau_{d,X} + \tau_{r,X}$ можна скористатися рівнянням зі зважуванням:

$$\tau_X = \tau_{d,X} \cdot \frac{\tau_X(d)}{\tau_X} + \tau_{r,X} \cdot \frac{\tau_X(r)}{\tau_X}. \quad (5.26)$$

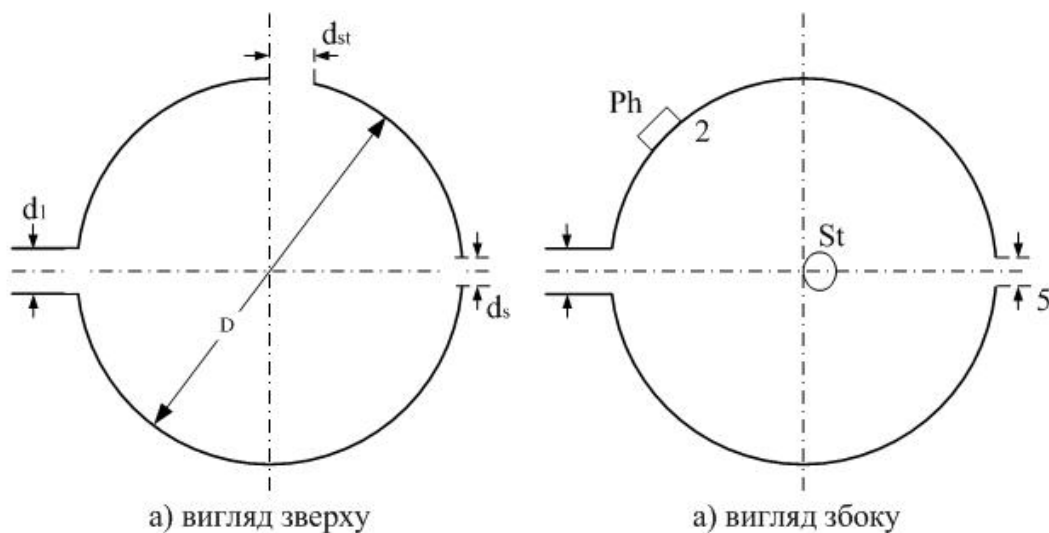


Рис. 5.16 – ІС для вимірювання коефіцієнта дифузного пропускання тонких зразків у випадку змішаного пропускання: D – діаметр сфери; 1 – отвір для зразка; $d_1 \leq 0,1D$; 5 – отвір для пластини дзеркальної складової; $d_5 \leq 0,02D$, S_t – отвір для СЗ, $d_{st} = d_1$; Ph – фотометрична головка й отвір 1

Оскільки, вважається, що $\tau_{r,X}$ невідоме, його можна замінити різницею $\tau_{r,X} = \tau_X - \tau_{d,X}$.

Після простого математичного перетворення одержуємо:

$$\tau_x = \frac{\tau_x(r)}{2} + \sqrt{\left(\frac{\tau_x(r)}{2}\right)^2 + (\tau_x(d) - \tau_x(r)) \cdot \tau_{d,x}} \quad (5.27)$$

Якщо ж $\tau_{r,x}$ вдалося визначити будь-яким методом, то (5.28) трансформується шляхом простої перестановки індексів

$$\tau_x = \frac{\tau_x(d)}{2} + \sqrt{\left(\frac{\tau_x(d)}{2}\right)^2 + (\tau_x(r) - \tau_x(d)) \cdot \tau_{r,x}} \quad (5.28)$$

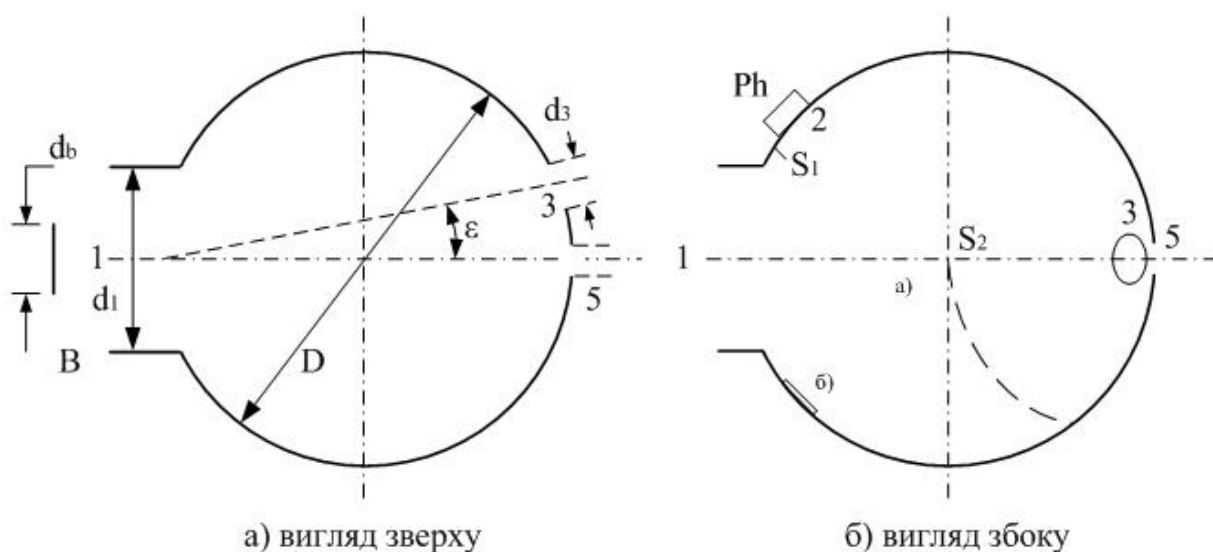


Рис. 5.17 – ІС для вимірювання коефіцієнта дифузного пропускання товстих дифузних зразків у випадку змішаного пропускання з допоміжним екраном S_2 : а) екран в середині ІС;

б) екран зовні ІС;

1 – отвір для зразка, $d_1 \leq 0,5D$; 3 – отвір для уведення випромінення, падаючого на екран

S_2 в позиції а) $d_3 \leq 0,1D$; $\epsilon_1 \leq 10^\circ$; 5 – отвір для виводу дзеркальної складової випромінення, яке пройшло, $d_5 \leq 0,02D$; S_1 – екран між розсіювачем фотометричної головки і отвором 1

Із рівнянь (5.27) і (5.28) витікає, що коли різниця між $\tau_x(d)$ і $\tau_x(r)$ стає нехтуючи малою, $\tau_x \approx \tau_x(d) \approx \tau_x(r)$. У протилежному випадку істинне значення τ_x , як і очікувалось, знаходиться між цими двома результатами.

5.7.2. Коефіцієнт дифузного пропускання

Коефіцієнт дифузного пропускання τ_d тонких зразків може бути виміряний з використанням ІС з малим отвором 1 для досліджуваного зразка, але при наявності допоміжного отвору 5, необхідного для виключення впливу на результат вимірювання направленої компоненти (див. 5.7.1 і рис. 5.16). Для вимірювань τ_d товстих зразків необхідно ІС з великим отвором для зразка і допоміжним отвором 5 (рис. 5.17).

Опромінювана ділянка поверхні зразка має бути малою за обох геометрій ІС (рис. 5.16 і 5.17), $d_5 = 0,02D$. Діаметр направленої компоненти пучка, який пройшов через зразок, у площині отвору 5 не має перевищувати $0,8d_5$. Перед проведенням вимірювань необхідно ретельно з'юстувати трасу падіння пучка випромінення. Може бути корисним розміщення за отвором 5 пастки випромінення для запобігання його перевідбиття в ІС.

Вимірювання $\tau_{d,x}$ тонких зразків з використанням СЗ, який має дифузне пропускання, виконуються із застосуванням ІС в геометрії 5.16. Показання приладу реєструються в такій послідовності:

E_x – відлік при розташуванні досліджуваного зразка в отворі 1, отвір 5 відкрито, СЗ розташований в отворі S_t ;

E_0 – відлік у відсутності зразка в отворі 1, отвір 5 відкрито, СЗ розташований в отворі S_t ;

E_N – відлік при розташуванні СЗ в отворі 1, отвір 5 закрито, досліджуваний зразок розташований в отворі S_t .

Тоді:

$$\tau_{d,x} = \frac{E_x - \tau_x E_0}{E_N - \tau_x E_0} \cdot \tau_N, \quad (5.29)$$

де τ_x , τ_N – коефіцієнти пропускання досліджуваного і стандартного зразків, відповідно.

Вплив отвору 5 на усереднений коефіцієнт відбиття внутрішньої поверхні ІС і випромінення СЗ, яке безпосередньо падає на цей отвір, нехтуючи малим.

Коефіцієнт пропускання $\tau_{d,x}$ товстих дифузних зразків може бути виміряний з використанням ІС в геометрії рис. 5.17 (з отвором 5 для виключення направленої компоненти пройденого через зразок випромінення). Показання приладу реєструються в такій послідовності:

E_x – відлік при розташуванні досліджуваного зразка в отворі 1, отвір 5 відкритий;

E_0 – відлік у відсутності зразка в отворі 1, отвір 5 відкрито;

E_N – відлік при розташуванні СЗ в отворі 1, отвір 5 закритий.

Крім того, необхідно провести допоміжні вимірювання з використанням або лампи джерела випромінення з допоміжним екраном S_2 в положенні а) в центрі ІС, або допоміжної лампи, змонтованої в середині ІС. Показанням приладу реєструються в такій послідовності:

E_{ax} – відлік при розташуванні досліджуваного зразка в отворі 1, отвір 5 відкрито;

E_{a0} – відлік у відсутності зразка в отворі 1, отвір 5 відкрито;

E_{aN} – відлік при розташуванні СЗ в отворі 1, отвір 5 закритий.

Тоді:

$$\tau_{d,X} = \frac{E_X - \tau_X E_0 \frac{E_{ax}}{E_{a0}}}{E_N - \tau_N E_0 \frac{E_{aN}}{E_{a0}}} \cdot \frac{E_{aN}}{E_{aX}} \tau_N. \quad (5.30)$$

5.7.3. Коефіцієнт пропускання при напівсферичному опроміненні

Установка, яка використовується для напівсферичного опромінення зразка при вимірюванні τ_{dif} , складається із напівсфер або сфери, яка забезпечує формування практично рівномірного розподілу енергетичної яскравості / яскравості (рис. 5.18).

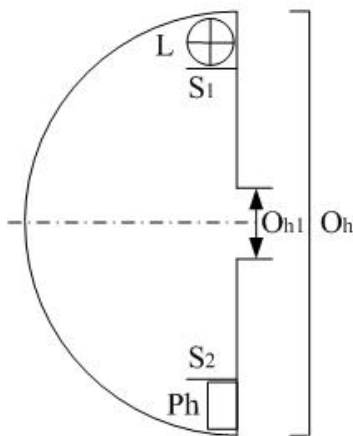


Рис. 5.18 – Опромінююча напівсфера при вимірюванні τ_{dif} з використанням ІС з великим отвором для досліджуваного зразка: D_h – діаметр напівсфери; D_{h1} – діаметр опромінюємої ділянки зразка $D_{h1} \leq \left(\frac{1}{6}\right)d_1$; d_1 – діаметр вхідного отвору ІС; L – лампа; S_1 – екран між L і опромінюваною ділянкою зразка; P_h – фотометрична головка; S_2 – екран між P_h і опромінюваною ділянкою зразка

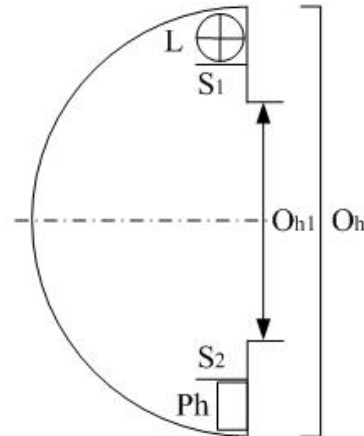


Рис. 5.19 – Опромінююча напівсфера при вимірюванні τ_{dif} з використанням ІС з малим отвором для досліджуваного зразка: D_h – діаметр напівсфери; D_{h1} – діаметр опромінюваної ділянки зразка $D_{h1} \geq 6d_1$; d_1 – діаметр вхідного отвору ІС; L – лампа; S_1 – екран між L і опромінюваною ділянкою зразка; P_h – фотометрична головка; S_2 – екран між P_h і опромінюваною ділянкою зразка

Вимірювання можуть бути виконані з використанням ІС з великим отвором для зразка в геометрії рис. 5.15. Щоб все пройшло через досліджуваний зразок випромінювання, потрапило в середину ІС, необхідно вибрати гранично малим (див. D_{h1} на рис. 5.18) діаметр опромінюваної ділянки зразка.

На рис. 5.19 приведена схема установки, яка використовується для напівсферичного опромінення зразка, вимірювання τ_{dif} якого виконуються з використанням ІС з малим отвором для зразка в геометрії рис. 5.14. Рекомендований в цьому випадку діаметр опромінюваної ділянки поверхні зразка вказано на рис. 5.19.

Внутрішня поверхня напівсфери мусить мати те саме покриття, що й ІС. Для опромінення напівсфери можна використовувати одну або декілька ламп

(рис. 5.18 і 5.19), а також зовнішнє джерело або випромінювач, змонтований таким чином, щоб на поверхні зразка не падало ніяке направлене випромінення. Зовнішня поверхня напівсфери мусить мати чорний колір.

Для компенсації впливу опромінюваного зразка на опромінюваність / освітленість напівсфери передбачається спеціально вбудований допоміжний приймач випромінення, у поле зору якого потрапляє вся внутрішня поверхня напівсфери. Разом з тим, він має бути захищеним від прямого попадання в нього випромінювань як вбудованих джерел, так і зразка.

Вимірювальна частина установки з ІС відповідає описаній у 5.7.1, а діаметр опромінюваних ділянок поверхонь зразків вказані на рис. 5.18 і 5.19.

При вимірюванні τ_{dif} з використанням ІС з малим отвором (рис. 5.14) показання приладу реєструються в такій послідовності:

E_x – відлік при розташуванні досліджуваного зразка в отворі 1, в СЗ – в отворі S_t ;

E_{iN} – відлік при розташуванні СЗ в отворі 1, а досліджуваного зразка – в отворі S_t ;

E_{iX} – вихідний сигнал показаного на рис. 5.19 приймача випромінення при розташуванні досліджуваного зразка в отворі 1;

E_{iN} – те саме при розташуванні СЗ в отворі 1.

Тоді:

$$\tau_{\text{dif } X} = \frac{E_x}{E_N} \cdot \frac{E_{iN}}{E_{iX}} \cdot \tau_{\text{dif } N}, \quad (5.31)$$

де τ_{dif} – коефіцієнт дифузного пропускання СЗ.

При вимірюванні $\tau_{\text{dif } N}$ з використанням ІС з великим отвором (рис. 5.15) показання приладу реєструються в такій послідовності:

E_x – відлік при розташуванні досліджуваного зразка в отворі 1;

E_N – відлік при розташуванні СЗ в отворі 1;

E_{aX} – відлік при розташуванні досліджуваного зразка в отворі 1 і опромінювання його допоміжним джерелом або через отвір 3 (зразок екранований від попадання прямого випромінення);

E_{aN} – те саме, але при розташуванні СЗ в отворі;

E_{iX} – вихідний сигнал показаного на рис. 5.18 приймача випромінення при розташуванні досліджуваного зразка в отворі 1;

E_{iN} – те саме при розташуванні СЗ в отворі 1.

$$\tau_{\text{dif } X} = \frac{E_x}{E_N} \cdot \frac{E_{aN}}{E_{aX}} \cdot \frac{E_{iN}}{E_{iX}} \cdot \tau_{\text{dif } N}, \quad (5.32)$$

(E_{iX} і E_{iN} – пропорційні опроміненості / освітленості поверхні досліджуваного і стандартного зразків, відповідно).

Вимірювання пропускання недифузних зразків виконується без застосування СЗ і $\tau_{\text{dif } X} = 1$.

Визначення τ_{dif} при напівсферичному опромінюванні може бути виконано шляхом обчислення його значення за результатами вимірювання $\tau(\varepsilon, \varphi)$ з використанням формули:

$$\tau_{\text{dif}} = \frac{1}{2\pi} \int_{\varphi_1=0}^{2\pi} \int_{\varepsilon_1=0}^{\pi/2} \tau(\varepsilon_1, \varphi_1) \sin 2\varepsilon_1 d\varepsilon_1 d\varphi_1, \quad (5.33)$$

причому $\tau(\varepsilon_1, \varphi_1)$ може бути виміряно ступенево при невеликих збільшеннях кутів з екстраполяцією проміжних значень за припущення, що $\tau \rightarrow 0$ при $\varepsilon \rightarrow 90^\circ$.

У зразків ізотропних за азимутом падаючого випромінення τ не залежить від φ_1 . У цьому випадку дворазовий інтеграл (5.34) зводиться до одноразового:

$$\tau_{\text{dif}} = \int_{\varepsilon_1=0}^{\pi/2} \tau(\varepsilon_1) \sin 2\varepsilon_1 d\varepsilon_1. \quad (5.34)$$

5.8. Вимірювання коефіцієнта дзеркального відбиття

5.8.1. Зразки з чисто дзеркальним відбиттям

Поняття коефіцієнта відбиття ρ і коефіцієнта дзеркального відбиття ρ_r ідентичні для зразків, які мають властивості чисто дзеркального відбиття. Тому для вимірювання ρ таких зразків можна користуватися методикою і геометрією ІС, описаними в 5.7.1, із застосуванням СЗ з дзеркальним коефіцієнтом відбиття.

Ділянка покриття ІС, на яку падає відбитий пучок, мусить мати той же коефіцієнт відбиття, що й інша її внутрішня поверхня.

Методика виконання вимірювань базується на визначенні відношення освітленостей абсолютним або відносним методом. У свою чергу, при роботі абсолютним методом рекомендовані два варіанта його реалізації: метод подвійного відбиття (V – W – метод) і гоніометричний метод.

Сутність V – W – методу пояснюється рис. 5.20

У схемі вимірювань бере участь допоміжне дзеркало, вісь обертання якого знаходиться у площині розташування нижньої поверхні пластини 1. Як показано відповідно на рис. 5.20, а і 5.20, б виконуються два вимірювання: без зразка (поток Φ_v) і зі зразком (поток Φ_w). Оскільки обидва вимірювання виконуються послідовно одне за одним в однакових умовах і в обох випадках бере участь допоміжне дзеркало, формула для ρ_r виглядає так:

$$\rho_r = \sqrt{\frac{\Phi_w}{\Phi_v}}. \quad (5.35)$$

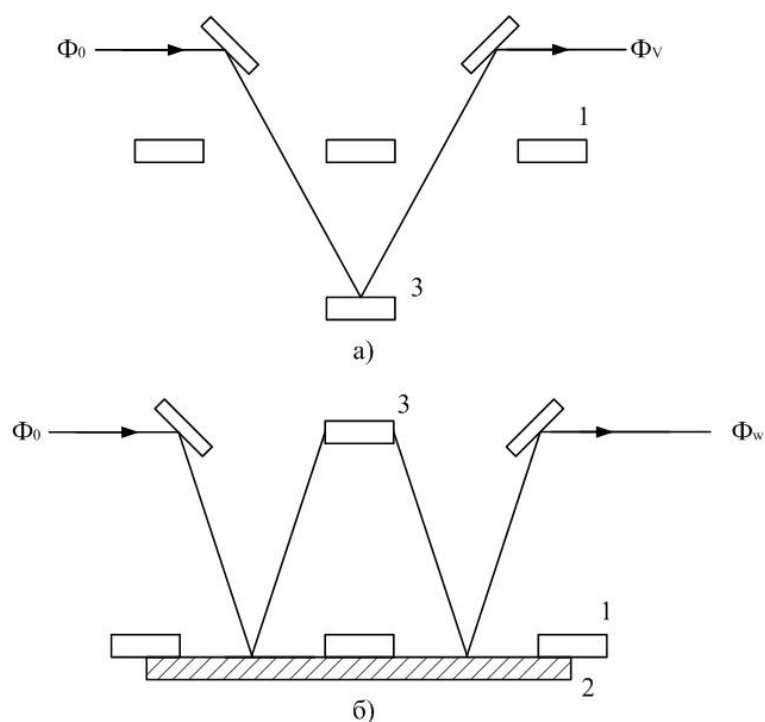


Рис. 5.20 – V – W - метод вимірювання ρ_r
 (для полегшення розуміння кут падіння випромінювання збільшений): 1 – фіксована пластина; 2 – зразок; 3 – допоміжне дзеркало

Цей метод не рекомендується використовувати для вимірювань малих значень ρ_r . Для вимірювання коефіцієнта відбиття задніх поверхонь дзеркал і багатошарових відбивачів рекомендується застосовувати ІС.

Гоніометричний метод заснований на прямому вимірюванні падаючого і відбитого потоків відповідності до жорсткого визначення коефіцієнта відбиття. На рис. 5.21 схематично представлений варіант реалізації цього методу.

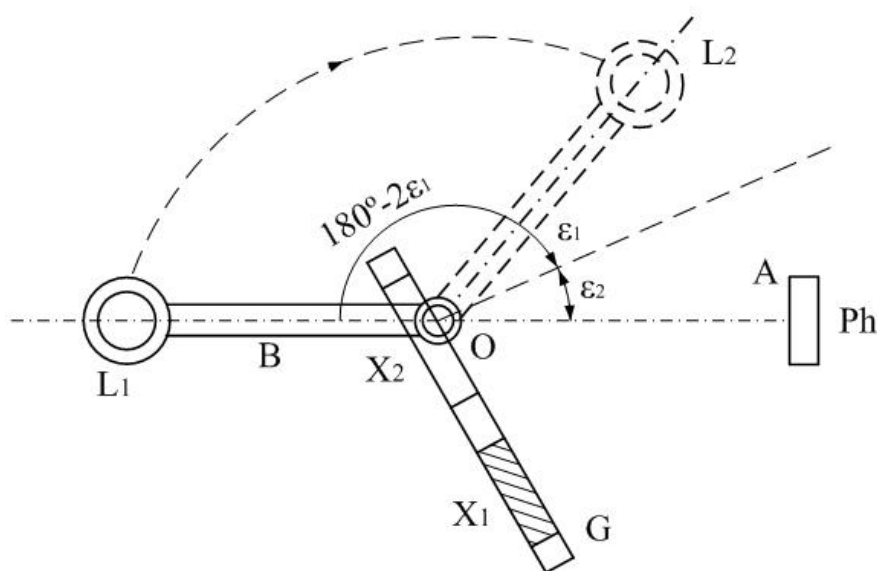


Рис. 5.21 – Вимірювання ρ_r гоніометром:

L_1 – опалова лампа в першій позиції; L_2 – опалова лампа в другій позиції; B – плече; X_1 – перша позиція приймача зразка; X_2 – друга позиція приймача зразка; G – повзун; P_h – приймач; OA – вимірювальна вісь

Зразок вертикально закріплюється в приймачі, який може переміщуватися в повзуні. Останній може обертатися навколо вертикальної осі ОА, перпендикулярній осі обертання О. Плече В, яке утримує на певній відстані джерело випромінення L, може обертатися навколо тієї самої осі О незалежно від повзуна G. Взаємодія елементів гоніометра пояснюється на рис. 5.21. Повзун G займає положення, яке відповідає необхідному куту падіння ε_1 . У той час як джерело знаходиться в позиції L_1 , тримач зразка зміщується в один бік (позиція X_1), при цьому проводиться перше пряме вимірювання потоку випромінювача Φ . Потім тримач зразка зміщується в позицію X_2 і центрується в точці О, у той же час плече В повертається на кут $180^\circ - 2\varepsilon_1$, переміщуючи випромінювач в позицію L_2 . При цьому проводиться друге вимірювання Φ_r , результати чого визначається $\rho_r = \frac{\Phi_r}{\Phi}$.

При виконанні вимірювань необхідно, щоб променевий / світловий потік був однаковий у позиціях L_1 і L_2 . Крім того, при кутових вимірюваннях необхідно контролювати стан поляризації падаючого випромінення.

Гоніометричним методом можна вимірювати малі значення ρ_r . Альтернативні вимірювальні пристрої базуються на повороті не випромінювача, а приймача випромінення. У випадку застосування ФЕП його необхідно заключити в магнітний екран.

Коефіцієнт дзеркального відбиття при практично нормальному ($\varepsilon_1 < 10^\circ$) або з нахилом падіння можна вимірювати відносним методом, схема якого зображена на рис. 5.22.

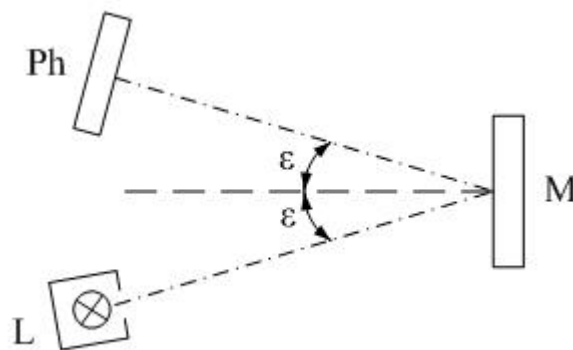


Рис. 5.22 – Вимірювання ρ_r зразків із дзеркальним відбиттям: P_h – фотометрична головка; M – дослідний (стандартний) зразок; L – джерело випромінення; ε – кут падіння / спостереження

Вимірювальна установка містить:

- невелике джерело випромінення, розташоване на необхідній відстані від зразка;
- радіометр / люксометр, розташований на необхідній відстані від зразка з таким розрахунком, щоб перехопити все дзеркально відбите випромінення.
- СЗ коефіцієнта дзеркального відбиття.

При кутових вимірюваннях необхідно контролювати стан поляризації падаючого випромінення. Приймач випромінення має бути захищеним від прямого попадання на нього випромінення джерела. Для запобігання термічних впливів джерело і приймач випромінення необхідно рознести на достатню відстань. Показання приладу реєструються в такій послідовності:

E_X – відлік при розташуванні досліджуваного зразка в падаючому пучку;

E_N – відлік при заміщенні у тому ж пучці досліджуваного зразка стандартним;

E_0 – відлік при нахилі досліджуваного або стандартного зразків на кілька градусів.

Тоді:

$$\rho_{r,X} = \rho_X = \frac{E_X - E_0}{E_N - E_0} \cdot \rho_N, \quad (5.36)$$

де ρ_N – коефіцієнт відбиття СЗ.

Методика виконання вимірювань потребує ретельного юстування оптичної схеми і дає особливо хороші результати у випадках, коли зразки мають слабкі дифузні відбиття.

Крім колімууючих оптичних систем (наприклад, у системі рис. 5.22) у подібних вимірювальних установках можна застосовувати фокусуєчі оптичні елементи, якими оснащені сучасні спектрорадіометри.

Хороші результати дає ця методика стосовно плоских, з паралельними гранями, прозорих зразків типу віконних стекол. Пучки, відбиті від обох граней, стають дещо просторово зсунутими, що дозволяє виконувати вимірювання двома різними фотометричними головками або ж за допомогою радіометрів / фотометрів з усередненням (див. рис. 5.13). Крім того, корисним інколи буває калібрування вимірювальної апаратури за допомогою прозорих зразків того ж типу, що і досліджувані.

5.8.2. Зразки зі змішаним відбиттям

У цьому випадку рекомендовано [4] використовувати або метод відношення яскравостей, або схему з ІС.

Метод відношення яскравостей ілюструє рис. 5.23.

Зразок опромінюється джерелом з рівномірно розподіленою енергетичною яскравістю / яскравістю, причому в цій схемі можливі вимірювання як при практично нормальному ($\epsilon_1 \leq 10^\circ$), так і при падінні з нахилом випромінення, проте, у другому випадку необхідно знати стан поляризації пучка. Зображення енергетичної яскравості / яскравості джерела, відбите зразком, вимірюється яскравоміром з кутом спостереження $2\sigma_2 \approx 20^\circ$, що дозволяє виключити дифузну компоненту.

Радіометрична / фотометрична головка приладу фіксується в напрямку дзеркально відбитого пучка, але фокусування виконується не на зразок, а на випромінювач. В ідеальному випадку випромінення джерела повинно точно

заповнити кут спостереження яскравоміра. Проте надійніше злегка „перезаповнити” його, зробивши діаметр вихідного пучка дещо більшим.

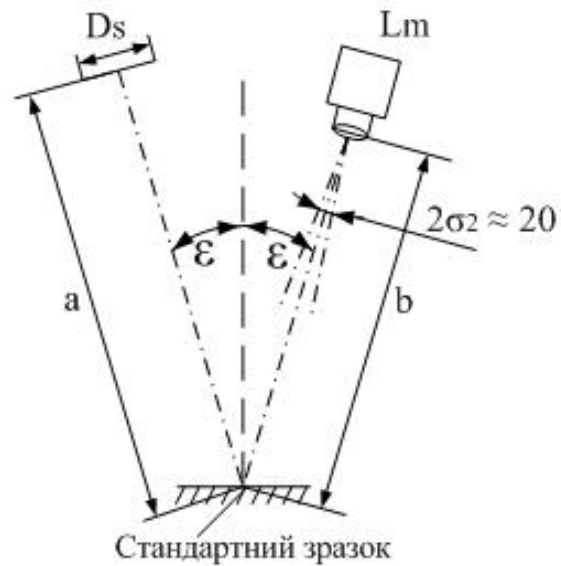


Рис. 5.23 – Вимірювання ρ_r зразків з дзеркальним відбиттям або змішаним відбиттям:
 L_m – яскравомір, $2\sigma_2$ – кут спостереження яскравоміра; a – відстань між джерелом і зразком; b – відстань між зразком і лінзою яскравоміра; L – випромінювач; D_s – діаметр випромінюючої ділянки джерела, $D_s > (a + b)\text{tg}\sigma_2$; ϵ – кут падіння / спостереження

Геометричні умови вимірювання такі:

- діаметр випромінюючої площинки $D_s > (a + b)\text{tg}\sigma_2$;
- кут зору яскравоміра $2\sigma_2 \approx 20^\circ$;
- відстань b між приймальною площинкою вимірювальної головки яскравоміра і зразком і відстань „ a ” між зразком і випромінюючою площадкою джерела має бути якомога більшою, причому $a \approx b$.

Показання приладу реєструються в такій послідовності:

L_N – енергетична яскравість / яскравість джерела, відбита СЗ коефіцієнта дзеркального відбиття;

L_X – енергетична яскравість / яскравість джерела, відбита досліджуваним зразком;

L_0 – енергетична яскравість / яскравість, виміряна яскравоміром з тим же юстуванням, що і в двох попередніх вимірюваннях, але при нахилі СЗ на кілька градусів.

Тоді:

$$\rho_{r,X} = \frac{L_X - L_0}{L_N - L_0} \cdot \rho_N, \quad (5.37)$$

де ρ_N – коефіцієнт відбиття СЗ коефіцієнта дзеркального відбиття.

Ця методика може бути застосована і при вимірюваннях зразків з дзеркальним характером відбиття.

Тут також можна застосувати гоніометричний метод, описаний у 5.8.1. Джерело з рівномірною за яскравістю плямою (наприклад, опалова лампа з розташованою перед нею діафрагмою): опалове скло, освітлене ззаду, або отвір ІС використовуються в цьому варіанті вимірювального пристрою. При вимірюванні ρ_r можна визначити відношення яскравостей замість відношення освітленостей.

Якщо ж відповідно до описаної в 5.7.1 і 5.7.2 методикою виконання вимірювань визначені ρ і ρ_d , то ρ_r обчислюється за формулою:

$$\rho_r = \rho - \rho_d. \quad (5.38)$$

5.9. Вимірювання коефіцієнта спрямованого пропускання

5.9.1. Зразки з чисто направленим пропусканням

У зразків, які мають властивості тільки спрямованого пропускання, коефіцієнти τ і τ_r ідентичні. Тому методика виконання вимірювань τ , описана в 5.7.1. може бути, таким чином, використана для вимірювань τ_r . Справедливими залишаються всі зауваження, зроблені в 5.8.1 щодо контролю якості покриття внутрішньої поверхні ІС.

Зразки з чисто спрямованим характером пропускання випромінювання можуть бути досліджені на установці, схема якої приведена на рис. 5.24.

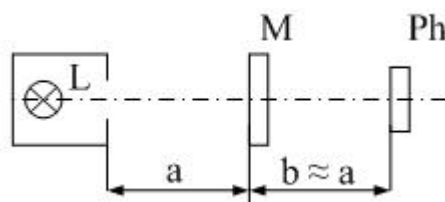


Рис. 5.24 – Вимірювання τ_r зразків з спрямованим пропусканням: P_h – фотометрична головка люксметра; M – зразок; L – джерело з заданим $P(\lambda)$.

Установка складається з:

- невеликого (практично точкового) джерела випромінювання
- радіометра / люксметра, розташованого на якомога більшій відстані r , яка дорівнює $(a + b)$, причому $a \approx b$;
- двох або більше діафрагм, діаметри яких перевищують такі у джерела і приймальної площинки вимірювального приладу, причому розташовані вони між джерелом і зразком і між зразком і вимірювальною головкою приладу.

Показання приладу реєструються в такій послідовності:

E_x – відлік при розташуванні досліджуваного зразка в падаючому пучці;

E_N – відлік у відсутності зразка;

E_0 – відлік при наявності непрозорого зразка.

Тоді:

$$\tau_{r,x} = \tau_x = \frac{E_x - E_0}{E_N - E_0}. \quad (5.39)$$

Площа досліджуваного зразка має перевищувати площу випромінюючої поверхні джерела і приймальної площинки радіометричної / фотометричної головки. Для мінімізації впливу термічної дії необхідно до максимуму збільшити відстань між зразком і джерелом. У свою чергу для запобігання багаторазових перевідбиттів між зразком і вимірювальною головкою необхідно максимально збільшити відстань b , а також злегка нахилити зразок. Крім того, для виявлення можливого лінзового або клиноподібного ефекту, породжуваного непаралельністю передньої та задньої поверхонь зразків, його необхідно обернути в умовах паралельного переносу, спостерігаючи за незмінністю показань приладу.

Як і раніше, крім колімууючої можна використати фокусуючу оптику між випромінювачем і зразком, з одного боку, і між зразком і вимірювальною головкою – з іншого. Такі системи входять до складу промислових спектрорадіометрів з монохроматорами. Як і відповідна методика виконання вимірювань коефіцієнта відбиття, описана методика вимірювання τ потребує ретельного юстування оптичної схеми.

Особливо необхідно відмітити корисність при виконанні цих вимірювань фокусуючих оптичних систем у поєднанні з позиційно-чутливими приймачами випромінення. Вони особливо корисні та дуже чутливі при виявленні відхилення або розфокусування пучка, викликаного товщиною, неоднорідністю структури або непаралельності граней зразків. У цих випадках рекомендується виконувати вимірювання з використанням ІС.

Крім того, при вимірюваннях τ товстих зразків необхідно враховувати скорочення довжини оптичного шляху [1].

5.9.2. Зразки зі змішаним пропусканням

Коефіцієнт направленого пропускання τ_r зразків зі змішаним пропусканням може бути вимірний на установці, оптична схема якої показана на рис. 5.25.

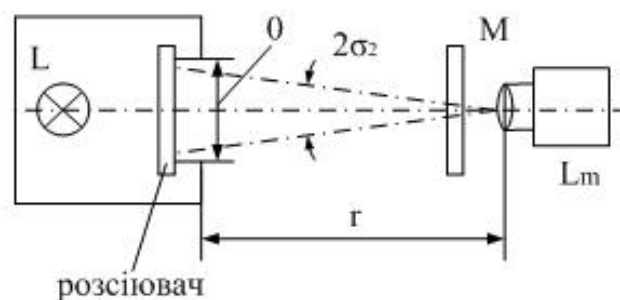


Рис. 5.25 – Вимірювання τ_r зразків з направленим і дифузним пропусканням:

L_m – яскравомір, $2\sigma_2$ - кут спостереження яскравоміра; M – зразок; L - випромінювач;
 D – діаметр розсіювача, $D > r \cdot \text{tg}2\sigma_2$

Установка містить:

- джерело з заданим $P(\lambda)$ і з розсіювачем, який забезпечує рівномірний розподіл енергетичної яскравості / яскравості по випромінюючій площинці;

- яскравомір з кутом зору $2\sigma_2 \approx 20^\circ$.

Діаметр $D > r \cdot \operatorname{tg} 2\sigma_2$ (r і $2\sigma_2$ зображені на рис. 5.25). Зразок розташовується безпосередньо перед яскравоміром перпендикулярно до падаючого пучка.

При вимірюванні коефіцієнта направленої пропускання $\tau_{r,X}$ показання приладу реєструються в такій послідовності:

L_X – енергетична яскравість / яскравість джерела при розташуванні досліджуваного зразка в пучці;

L_N – те саме за відсутності зразка;

L_0 – енергетична яскравість / яскравість зразка при повороті яскравоміра навколо вертикальної осі на кут $\approx 4\sigma_2$ таким чином, що джерело виходить із поля зору приладу.

Тоді:

$$\tau_{r,X} = \frac{L_X - L_0}{L_N - L_0}. \quad (5.40)$$

Якщо ж τ і τ_d виміряні сферичним радіометром / фотометром за методикою, описаною в 5.7.1 і 5.7.2, коефіцієнт направленої пропускання τ_r може бути розрахований за формулою:

$$\tau_r = \tau - \tau_d. \quad (5.41)$$

5.10. Вимірювання коефіцієнта поглинання

5.10.1. 4 π -метод

Коефіцієнт поглинання α може бути виміряний прямим і абсолютним методом, якщо зразок розміщений в центрі ІС (Рис. 5.26), яка називається сферою Едвардса [5].

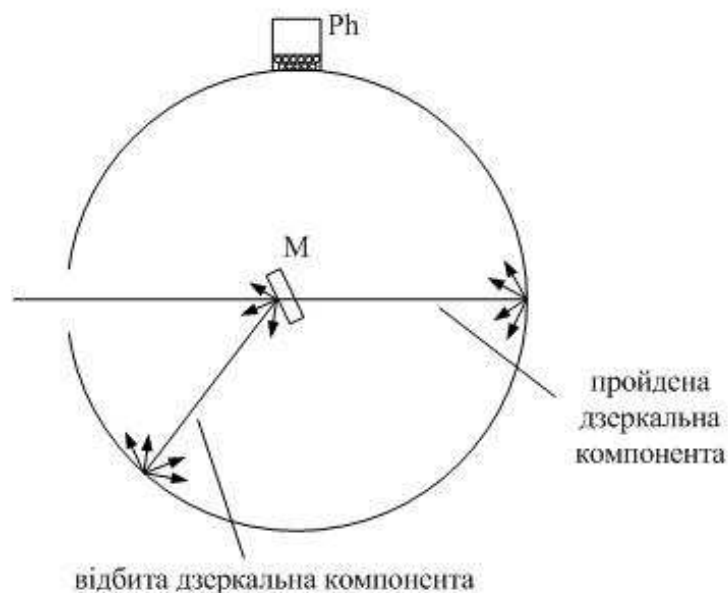


Рис. 5.26 – 4 π -метод вимірювання поглинання: М – зразок; P_h – фотометрична головка

Спочатку пучок випромінення направляється за відсутності досліджуваного зразка в середину сфери і реєструється відлік E_N . Потім зразок поміщається в центр ІС, пересікаючи пучок, і реєструється відлік E_X . У першому наближенні

$$\alpha = 1 - \frac{E_X}{E_N}. \quad (5.42)$$

Очевидно, що при розміщенні зразка в ІС на фотометричну головку діє сумарний потік, який складається із відбитого зразком, і випромінення, яке пройшло через нього і потім відбитого внутрішньою стінкою ІС. Цей метод базується на двох припущеннях:

а) випромінення, відбите зразком в центрі ІС, збирається також ефективно, як і пройдене через нього з наступним відбиттям від внутрішньої поверхні ІС.

б) наявність зразка в центрі ІС не призводить до появи систематичних похибок.

Жодне з цих припущень не є строго справедливим. Тому [6] спеціально присвячена дослідженню джерел систематичних похибок 4 π -методу. Існує кілька модифікацій цього методу. Зокрема, можна використовувати ІС в одно- або двопробеному варіантах. При першому відліку (без зразка в даючому пучці) його не обов'язково видаляти із ІС, достатньо зразок зсунути вбік. Можна також виконати відносні вимірювання, поміщуючи СЗ в центрі ІС. Варіантом такої оптичної схеми необхідно вважати розміщення досліджуваного зразка поблизу центра ІС, а СЗ – в отворі в її стінці. Для цього варіанта розроблена теорія з апроксимацією одержаних результатів до другого порядку.

Наявність важко враховуваних систематичних похибок змушує експериментаторів з великою обережністю і увагою використовувати 4 π -метод для вимірювання коефіцієнта поглинання.

5.10.2. Розрахунок α за вимірними значеннями ρ і τ

Можливий варіант визначення коефіцієнта поглинання α за вимірними значеннями коефіцієнтами відбиття ρ і коефіцієнта пропускання τ .

- При направленому, близькому до нормального падіння випромінення:

$$\alpha = 1 - \rho - \tau; \quad (5.43)$$

- при направленому падінні випромінення під кутом ϵ_1 :

$$\alpha(\epsilon_1) = 1 - \rho(\epsilon_1) - \tau(\epsilon_1); \quad (5.44)$$

- при напівсферичному опромінюванні:

$$\alpha_{\text{dif}} = 1 - \rho_{\text{dif}} - \tau_{\text{dif}}. \quad (5.45)$$

Необхідно зазначити, що ці розрахунки справедливі лише в практично важко реалізованій ситуації, коли умови опромінювання і геометрія оптичної схеми ідентичні при визначенні ρ і τ .

Вимірювання малих значень коефіцієнта поглинання достатньо специфічні та потребує особливого розгляду.

5.11. Вимірювання показника енергетичної яскравості / яскравості β і коефіцієнта енергетичної яскравості / яскравості q

5.11.1. Показник β

В [8] визначені три головні геометричні умови вимірювань β в колориметрії, але вони в такому ж ступені справедливі й для фотометрії. Вони такі (див. також рис. 5.1. і 5.2):

а) 45/нормальне падіння ($45/0$, $\beta_{45/0}$):

- кут падіння $\epsilon_1 = (45 \pm 2)^\circ$;
- кут спостереження $\epsilon_2 \leq 10^\circ$;
- апертурні кути $2\sigma_1$ і $2\sigma_2 \leq 16^\circ$;

б) нормальне падіння/45 ($0/45$, $\beta_{0/45}$):

- кут падіння $\epsilon_1 \leq 10^\circ$;
- кут спостереження $\epsilon_2 = (45 \pm 2)^\circ$;
- апертурні кути $2\sigma_1$ і $2\sigma_2 \leq 16^\circ$;

в) дифузне / нормальне ($d/0$, $\beta_{d/0}$):

- опромінення інтегруючою сферою;
- кут спостереження $\epsilon_2 \leq 10^\circ$;
- апертурні кути $2\sigma_2 \leq 16^\circ$.

Вимірювання β можна виконати при направленому опроміненні й спостереженні на установці, оптична схема якої зображена на рис. 5.27.

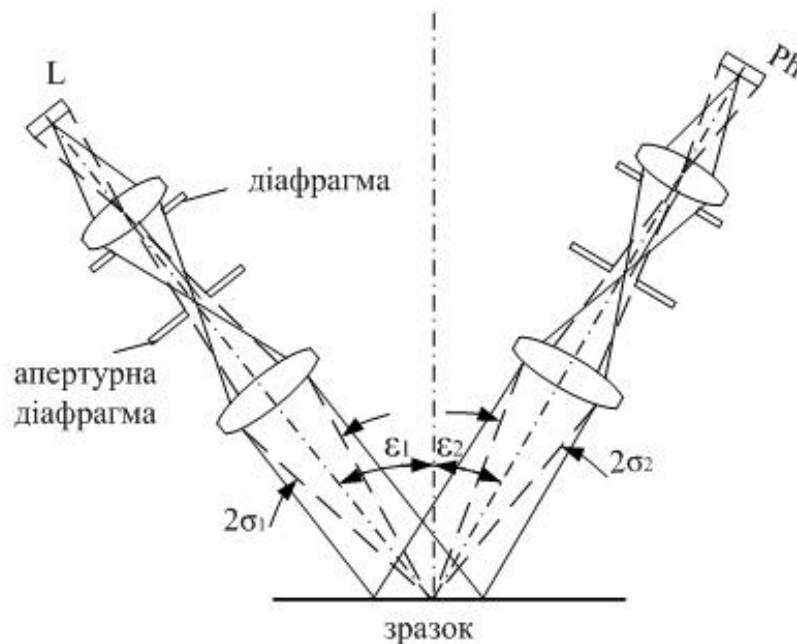


Рис. 5.27 – Оптична схема вимірювань β при направленому опромінюванні й спостереженні:

L - випромінювач; Ph - фотометрична головка; ϵ_1 - кут падіння; ϵ_2 - кут спостереження; $2\sigma_1$ - апертурний кут падаючого пучка; $2\sigma_2$ - апертурний кут пучка. Який спостерігаємо

При цьому вимірюється енергетична яскравість / яскравість L_X і L_N відповідно досліджуваного і стандартного зразків при певних нормованих кутах падіння і спостереження випромінення.

Тоді:

$$\beta = \frac{L_X}{L_N} \cdot \beta_N, \quad (5.46)$$

де β_N – показник енергетичної яскравості / яскравості СЗ.

В [4] рекомендовано з метою внесення поправки на вплив розсіяного випромінення виконати допоміжне випромінення енергетичної яскравості / яскравості L_0 , замінивши досліджуваній або стандартні зразки 100-вим % поглиначем, або пасткою випромінення. Тоді замість (5.47) одержуємо:

$$\beta = \frac{L_X - L_0}{L_N - L_0} \cdot \beta_N \quad (5.47)$$

При цьому опромінювана / освітлювана поверхня зразка повинна бути більше спостережимої ділянки, особливо у випадку товстих дифузних зразків.

Вимірювання при дифузному опромінюванні та нормальному спостереженні застосовуються лише при визначенні β непрозорих зразків. Досліджуваний зразок розміщують в центрі ІС радіусом R перед відносно малим отвором радіусом r (рис. 5.28). Таким чином, ІС поділена на напівсфери І і ІІ – перша із них за зразком, а друга – перед ним.

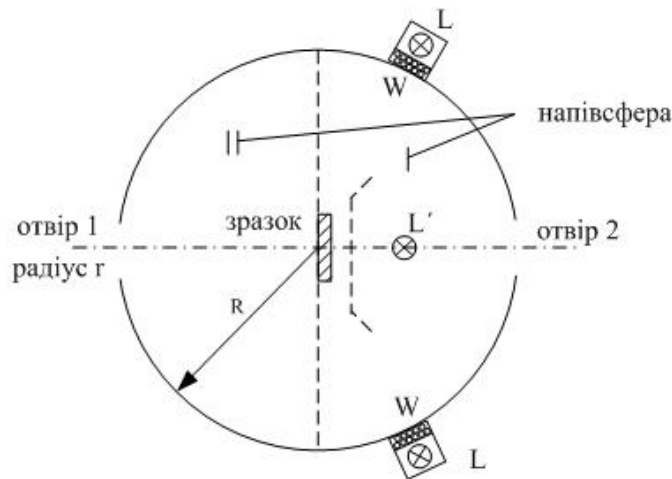


Рис. 5.28 Оптична схема вимірювання β при дифузному опромінюванні та нормальному спостереженні: L , L' – типові розташування випромінювачів; W – вікно з дифузним пропусканням (молочне скло); R – радіус сфери, r – радіус вхідного отвору.

Напівсфера І містить один або кілька випромінювачів, розташованих або всередині неї (наприклад, за зразком), або за молочним склом, вмонтованим на рівні з внутрішньою поверхнею ІС. Яка б система не використовувалась, зразок рівномірно опромінює всю поверхню напівсфери ІІ з енергетичною яскравістю / яскравістю L_C . Щоб пересвідчитись в виконанні цієї умови, вимірювання можна провести через отвір 2, розташований в напівсфері І (наприклад, діаметрально протилежно отвору 1, як показано на рис. 5.28).

Одержання необхідної рівномірності розподілу L_c є найбільшою складністю успішної реалізації цієї методики виконання вимірювань. Проте прийнято вважати, що цю нерівномірність можна знизити до рівня 0,1 %. Для того щоб зразок не був завадою, рекомендується при перевірці рівномірності розподілу L_c по поверхні напівсфери II зробити допоміжний контрольний отвір.

Після того як досягнута необхідна рівномірність розподілу L_c , установку рис. 5.28 можна використовувати для вимірювання енергетичної яскравості / яскравості L зразка через отвір 1. Оскільки цей отвір не впливає на в опромінювання зразка, його опроміненість E дорівнює:

$$E = \pi \cdot L_c \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right), \quad (5.48)$$

звідки впливає, що

$$\beta_{d/0} = \frac{1}{1 - \frac{r^2}{R^2}} \cdot \frac{L}{L_c}. \quad (5.49)$$

Необхідно назвати дві важливі особливості цієї методики:

- а) оскільки метод вимірювання абсолютний, не потребується СЗ;
- б) оскільки для вимірювань L і L_c використовується одна установка і знаходиться співвідношення одержаних значень, відсутня необхідність в калібруванні апаратури.

При направленому опромінюванні для виконання вимірювань β необхідний СЗ. зазвичай використовуваний для цього СЗ виготовляється пресуванням із порошка $BaSO_4$ [1], значення $\beta_{45/0}$ і $\beta_{d/0}$ добре відомі (див. рис. 5.6.1).

Для виготовлення робочих СЗ можуть бути використані будь-які міцні неселективні матеріали з дифузним характером відбиття / пропускання. Часто застосовують керамічні зразки при вимірюваннях відбиття або дифузного пропускання скла.

5.11.2. Коефіцієнт q

Для вимірювань q необхідно користуватися радіометром / яскравоміром і радіометром / люксометром. Стандартний зразок не потребується, але обидва прилада повинні регулярно калібруватися.

Покази приладів реєструються в такій послідовності:

L_x – енергетична яскравість / яскравість зразка;

L_0 – енергетична яскравість / яскравість при відсутності зразка за умови його замін 100 % – поглиначем або пасткою випромінювання;

E – опроміненість / освітленість поверхні зразка.

Тоді:

$$q = \frac{L_x - L_0}{E}. \quad (5.50)$$

Опромінювана поверхня зразка повинна бути більшою за ту, яку спостерігаються; особливо це важливо при вимірюваннях товстих дифузних зразків.

5.12. Джерела похибок і коригування результатів вимірювань

Еталоном одиниці коефіцієнта відбиття при вимірюваннях абсолютним методом визнано досконалий розсіювальний відбивач [1, 8]. При вимірюваннях відносними методами точність одержаних результатів залежить від точності СЗ, характеристики якого визначаються абсолютним методом. Наприклад, добре відомий СЗ коефіцієнтів дифузного відбиття і β , виготовлений із свіжепресованого порошку BaSO_4 , при освітленні джерелом А відтворює вказані коефіцієнти з наступними похибками [4]:

$$0,985 \pm 0,2\% \text{ – для } \rho_d;$$

$$1,000 \pm 0,5\% \text{ – для } \beta_{0/45}.$$

При проведенні вимірювань інтегральних характеристик речовин і матеріалів використовуються радіометри з широкосмуговими вимірювальними головками, а для визначення спектральних характеристик застосовуються спектрорадіометри. Частина джерел похибок одна і та ж для обох випадків, решта джерел специфічні для кожного із них.

Можливі джерела похибок, що впливають на точність характеристик перетворення вимірювальних головок:

- нелінійність можна визначити і скоригувати, застосовуючи нейтральні оптичні фільтри або метод підсумовування потоків випромінення;
- переключення меж вимірювань;
- утомлюваність; залежить від типу приймача випромінення, сильніше проявляється у ФЕП, слабше – у кремнієвих фотодіодах;
- зміна температури; бажано використовувати доступні способи термостабілізації;
- дрейф нуля; необхідна періодична перевірка стабільності нульового рівня;
- наявність зонної характеристики;
- поляризаційна чутливість; ступінь впливу стану поляризації падаючого випромінення залежить від геометрії умов вимірювань і типу приймача випромінення; спектрорадіометри, особливо поляризаційно-чутливі; вплив стану поляризації усувається або значно послаблюється методами деполіризації або виконанням вимірювань з джерелом лінійно поляризованого випромінення;
- сторонні магнітні поля; цей вплив особливо істотно проявляється при використанні ФЕП з недостатнім магнітним екрануванням; вплив може бути послаблено шляхом просторового орієнтування вимірювальної головки.

Виконання вимірювальної головки має відповідати вимогам [7].

Можливі допоміжні джерела похибок, які впливають на точність характеристики перетворення широкосмугових вимірювальних головок

Основний вплив на точність інтегральних вимірювань створює недостовірність інформації про $P(\lambda)$ і про спектральну характеристику $W(\lambda)$ вимірювальної головки.

Точна інформація про $P(\lambda)$ і $W(\lambda)$ необхідна для того, щоб обчислити поправочний коефіцієнт c за формулою (вираз справедливий лише для нелюмінісцентних матеріалів):

$$c = \frac{\int P(\lambda)W(\lambda)a_N(\lambda)d\lambda}{\int P(\lambda)_T W(\lambda)_T a_N(\lambda)d\lambda} \cdot \frac{\int P(\lambda)_T W(\lambda)_T a_X(\lambda)d\lambda}{\int P(\lambda)W(\lambda)a_X(\lambda)d\lambda}, \quad (5.51)$$

де $a_X(\lambda)$ – спектральна характеристика досліджуваного зразка;

$a_N(\lambda)$ – спектральна характеристика СЗ;

$W(\lambda)$ – виміряна (паспортна) відносна спектральна характеристика вимірювальної головки;

$W(\lambda)_T$ – теоретична характеристика $W(\lambda)$;

$P(\lambda)$ – вимірний (паспортний) спектральний розподіл променевого (світлового) потоку джерела випромінювання;

$P(\lambda)_T$ – теоретичний розподіл $P(\lambda)$.

При вимірюванні пропускання відсутні СЗ і $a_N(\lambda) = 1$.

Якщо вимірювальна головка об'єднана з ІС, то її $W(\lambda)$ має бути помножена на $k(\lambda)_{rel}$ (див. формулу (5.7)).

Можливі допоміжні джерела похибок, які впливають на точність вимірювань спектро радіометра:

- неточність градування за шкалою довжин хвиль може бути скориговано за допомогою спектральних ламп або вузькосмугових фільтрів;
- вплив ширини щілини на градування за шкалою довжин хвиль може бути скориговано за допомогою спектральних ламп; положення довжини хвилі в максимумі має залишатися незмінним при зміні ширини щілини;
- надлишкова ширина смуги пропускання; необхідне коригування формули при розрахунках;
- погіршення спектральної чистоти під впливом розсіяного випромінювання – цього недоліку не мають подвійні монохроматори або одиничні (звичайні) монохроматори з відповідними оптичними фільтрами;
- нерівномірне опромінення приймальної площинки вимірювальної головки.

Вплив геометричних умов

За геометрією вимірювання методика їх виконання розділяються на дві групи: із застосуванням ІС і без неї.

Методики виконання вимірювань з використанням ІС

Похибки вимірювань можуть виникати перш за все в результаті відмінності реальних вимірювальних схем від описаних в 5.5 теоретичних схем.

При вимірюваннях ρ і τ товстих дифузних зразків можуть виникати похибки, визвані неточним стикуванням ІС з зразками. Тому в ІС з великими отворами для зразків мають бути додержані певні співвідношення між розмірами опроміненої/освітленої поверхні зразка й отвору в ІС. Детально ці

способи мінімізації подібних похибок при вимірюваннях ρ і τ розглянуті в 5.7 і 5.8, відповідно.

Сфери, які постачаються в якості пристрою до серійних спектрорадіометрів, рідко задовольняють всі цім вимоги. Тим не менш, вони застосовуються для одержання наближених результатів вимірювань із наступним коригуванням за формулою:

$$\rho(\lambda) = c \cdot \rho(\lambda)_m, \quad (5.52)$$

де: m – індекс, який позначає вимірне значення. Аналогічна формула і для коригування результату вимірювань $\tau(\lambda)$.

Будемо вважати, що:

- характеристики розсіювання випромінення і співвідношення між дзеркальною і дифузною компонентами при вимірюванні коефіцієнта дзеркального відбиття (направленого пропускання) не залежить від довжини хвилі, й інтегральне значення коефіцієнта відбиття $\rho_{v,A}$ (пропускання $\tau_{v,A}$) при освітленні зразка джерелом типу А відоме завдяки коректному застосуванню методу інтегральних вимірювань.

Тоді поправочний коефіцієнт „с” (в якості прикладу взятий світловий коефіцієнт відбиття) може бути знайдено із наступного рівняння:

$$c = \rho_{v,A} \frac{\int P(\lambda)_T V(\lambda) d\lambda}{\int P(\lambda)_T \rho(\lambda)_m V(\lambda) d\lambda}, \quad (5.53)$$

де $P(\lambda)_T$ – теоретичний спектральний розподіл потужності випромінення джерела типу А.

Подібні обмежуючі умови рідко зустрічаються при виконанні технічних вимірювань, проте обчислення „с” за формулою (5.54) дозволяє покращити отримувані результати, якщо навіть вони залишаються наближеними.

При використанні ІС спрощеної конструкції мають місце такі джерела похибок, як відмінність умов виконання вимірювань методом заміщення: коефіцієнта дифузного відбиття методом заміщення (заміна досліджуваного зразка стандартним в одному і тому ж отворі ІС), або коефіцієнта дифузного пропускання (вхідний отвір ІС спочатку відкритий, а потім перед ним розташовується досліджуваний зразок). Ці розходження потребують введення поправок на результати вимірювань відношень величин, причому поправочні коефіцієнти обчислюються рекомендованими методами [9]. При вимірюваннях методом порівняння ці джерела похибок відсутні.

Методики виконання вимірювань без використання ІС

Ці методики, звичайно, використовуються при визначенні коефіцієнта дзеркального відбиття або направленого пропускання, а також показника β при нормованих напрямках опромінювання/освітлення і спостереження.

Похибки виникають при розходженні реальних і теоретичних геометричних умов (тобто оптичних схем). Похибки, звичайно, більші при вимірюваннях ρ_r , ніж τ_r , оскільки при виконанні вимірювань відбиття завжди приходиться модифікувати трасу проходження пучка випромінення.

Тобто особливої уваги і контролю потребують застосовані в цих випадках механічні пристрої. Усі ці особливості достатньо детально розглянуто в 5.9. і 5.10 відповідно для ρ_r і τ_r .

Спектрорадіометри особливо чутливі до найменших зміщень сфокусованого зображення випромінюючої плями джерела на приймальній площинці вимірювальної головки (звичайно, на катоді ФЕП). Це, зокрема, стосується до товстих прозорих зразків, де такі зміщення зображення можливі під впливом геометрії самого досліджуваного зразка (його довжини, товщини, клиновидності), неточності його юстування (нахил відносно вісі пучка). Для усунення цих впливів необхідно використовувати розфокусовані пучки випромінювання або ж невеликі ІС, які розташовуються перед монохроматором або вимірювальною голівкою.

Список джерел

1. CIE 38-1977. Radiometric and Photometric Characteristics of Materials and their Measurements.
2. CIE 46-1979. A Review of Publications on Properties and Reflection Values of Materials Reflection Standards.
3. Krochmann, J. Über die Messung Reflexionsgrades ρ_{dif} bei diffusem Lichteinfall / J. Krochmann // Optic. – 1978. - V. 49. - № 4. - S. 453 - 463.
4. CIE 130-1998. Practical methods for the measurement of reflectance and transmittance.
5. ASTM E 903-82 (Reapproved 1992). Standard test Method for solar absorptance, reflectance and transmittance in targetting spheres.
6. Integrating sphere for imperfectly diffuse samples / D. K. Edwards, J. T. Gier, K. E. Nelson, R. D. Roddick // J. Opt. Soc. Am. - 1961. - № 51. - P. 1279 - 1288.
7. CIE 15.3:2004. Colorimetry. - 3 nd ed.
8. CIE 44-1990. Absolute Methods for Reflection Measurements.
9. CIE 69-1987. Methods of Characterising Illuminance Meters and Luminance meters. Performance, characteristics and specifications.

6. МЕТОДИ АБСОЛЮТНИХ ВИМІРЮВАНЬ КОЕФІЦІЄНТІВ ВІДБИТТЯ

Попередній розділ був присвячений технічним вимірюванням трьох важливих оптичних властивостей речовин і матеріалів: характеристик відбиття, пропускання і поглинання оптичного випромінення.

Переважає більшість оточуючих нас світлових і колірних явищ пов'язана з дифузним відбиттям випромінення і його розсіянням при пропусканні різними середовищами. Тому вимірювання характеристик в першу чергу дифузного відбиття особливо актуальні, і, відповідно, необхідна система забезпечення їх єдності, очолювана еталоном, роль якого має грати загальнопризнаний, високоточний, високостабільний стандартний зразок, коефіцієнт дифузного відбиття якого визначений з високим ступенем достовірності.

Ще в 1931 році в галузі колориметрії непрозорих матеріалів МКО рекомендувала як еталон дифузного відбиття використовувати зразок із закопченого окисла магнію. Проте в 1969 році він був замінений на досконалий («ідеальний») дифузний відбивач. Оскільки у природі не існує матеріалів і речовин, які з достатньою точністю задовольняють вимоги за дифузністю до досконалого відбивача, необхідно було розробити методи і засоби абсолютних вимірювань дифузних відбивальних характеристик зразків, призначених для використання як первинних еталонів коефіцієнта дифузного відбиття.

Коефіцієнт відбиття, як вже відмічалось, являє собою відношення двох потоків – відбитого зразком і падаючого на нього.

Як правило, прямі вимірювання цих двох потоків не практикуються. Таким чином, необхідні методи і засоби опосередкованих вимірювань цього відношення з високою точністю, на яку впливають способи пробопідготовки і виготовлення стандартних зразків, а також достовірність визначення їх метрологічних характеристик.

За принципом вимірювань методи поділяються на:

- гоніометричні;
- які використовують напівсферичні опромінювачі;
- які використовують напівсферичні або сфероїдні дзеркала;
- застосовані на теорії Кубелки-Манка;
- які базуються на теорії інтегруючої сфери.

«Досконалим (відбиваючим) розсіювачем, дифуззором» вважається *ідеальний рівномірний розсіювач (дифуззор) з коефіцієнтом відбиття, рівним 1*. Його не треба ототожнювати з «рівномірним розсіювачем (дифуззором)», який має лише однакову яскравість за всіма напрямками.

Показник яскравості (див. 5.3) або *коефіцієнт відбиття* ρ суворо залежать від геометрії опромінювання і вимірювання (спостережень) (див. 5.12.11). Найбільш важливі геометрії для виконання метрологічних вимірювань при визначенні характеристик СЗ коефіцієнта відбиття:

- 1 – нормальне / 45^0 (скорочено 0/45);
- 2 – 45^0 / нормальне (скорочено 45/0);
- 3 – дифузне /нормальне (скорочено d/0);

4 – нормальне /дифузне (скорочено 0/d);

5 – дифузне /дифузне (скорочено d/d).

Перші 4 умови рекомендовані МКО для точного опису кольору непрозорих зразків, а при виконанні умов 1 і 4 зразки зі змішаним характером відбиття не обов'язково вимірювати при строго нормальному падінні випромінення.

Раніше вже згадувалось (див. 5.12.1), що в кожній із п'яти геометрій першою є умова падіння випромінення, а другою – умова вимірювання (спостереження). Три перших умови є *показниками енергетичної яскравості (яскравості)* та позначаються відповідно як $\beta_{0/45}$, $\beta_{45/0}$, і $\beta_{d/0}$, у той час як умови 4 і 5 є коефіцієнтами відбиття і позначаються відповідно як $\rho_{0/d}$ і $\rho_{d/d}$.

6.1. Гоніометричні методи

Нагадуємо, що абсолютним вимірюванням коефіцієнта відбиття ρ є визначення відношення відбитого світлового потоку Φ_r до падаючого світлового потоку Φ_i , тобто

$$\rho = \frac{\Phi_r}{\Phi_i}, \quad (6.1)$$

Вважаємо, що сила світла відбиваючої поверхні дорівнює $I(\Theta, \varphi)$, де Θ, φ – кут відносно нормалі до поверхні й азимутальний кут відповідно. Тоді

$$\Phi_r = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{d/2} I(\Theta, \varphi) \sin \Theta d\Theta. \quad (6.2)$$

Нехай показник яскравості зразка в напрямку (Θ, φ) дорівнює $\beta(\Theta, \varphi)$, а сила світла в напрямку нормалі, ідентична до освітлюваного досконалого («ідеального») дифузора, дорівнює I_0 . Тоді

$$I(\Theta, \varphi) = \beta(\Theta, \varphi) I_0 \cos \Theta, \quad (6.3)$$

а падаючий потік $\Phi_i = \pi I_0$

У результаті:

$$\begin{aligned} \Phi_r &= I_0 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \beta(\theta, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\theta, \\ \rho &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi/2} \beta(\theta, \varphi) \cos \theta \sin \theta d\theta \end{aligned} \quad (6.4)$$

Із цих рівнянь випливає, що гоніометричний метод визначення $I(\theta, \varphi)$ або $\beta(\theta, \varphi)$ найбільш фундаментальний у порівнянні з іншими методами абсолютних вимірювань характеристик відбиття, оскільки він у принципі придатний для вимірювань з зразком, який має довільний розподіл I або β , хоча і виникає низка ускладнень при його практичному втіленні.

Крім абсолютних вимірювань гоніометричний метод необхідний для визначення кутового розподілу відбитого потоку, що дозволяє оцінювати похибки всіх інших методів вимірювань коефіцієнта відбиття.

Оскільки матеріали, які використовуються для виготовлення СЗ коефіцієнта відбиття, достатньо близькі за своїми характеристиками до рівномірних розсіювачів, I і β залежать при нормальному падінні тільки від θ , тобто вираз (6.4) спрощується і перетворюється до вигляду:

$$\rho = 2 \int_0^{\pi/2} \beta(\theta, \varphi) \sin \theta \cos \theta d\theta. \quad (6.5)$$

При вимірюваннях β найбільш важливими вважаються геометрії $0/45$ і $d/0$, оскільки саме ці умови освітлення та спостереження рекомендовані МКО для колориметрії, а абсолютне значення β , виміряне за одним із цих трьох умов використовується в якості опорного (референтного) значення при інших кутах спостереження, але за тією ж умовою освітлення. Більш того, відповідно до закону взаємності із значення $\beta_{d/0}$ витікає значення $\rho_{0/d}$.

Світловий потік, відбитий зразком у напрямках, близьких до напрямку падіння, не може бути вимірний, тому при визначенні коефіцієнта дифузного відбиття можна лише оцінити значення Φ_r . Звичайно, необхідно вивчити похибку такої оцінки, але для практично рівномірних дифузорові вона, як правило, мала.

Показник яскравості: $\beta(\theta, \varphi)$ у точці зразка дорівнює $L(\theta, \varphi)$ і L_0 , де $L(\theta, \varphi)$ і L_0 – відповідно яскравості зразка і досконалого відбиваючого розсіювача (дифузора) за ідентичного освітлення обох.

Тоді:

$$\beta = \pi \cdot q \cdot \Omega_0, \quad q = L / E, \quad (6.6)$$

де q – коефіцієнт яскравості

E – освітленість у точці F ;

Ω_0 – тілесний кут, рівний 1 ср.

Це співвідношення часто використовується як основне при вимірюванні β . Експериментальна складність полягає в тому, що світловий потік, який падає на фотометричну головку люксметра при вимірюванні E , значно перевищує світловий потік у малому тілесному куті при вимірюванні яскравості L відбитого випромінення. Запропоновано кілька способів подолання цієї складності.

Престон і Гордон-Сміт [1] використовували три отвори різної площини для одержання приблизно однакових вихідних сигналів фотоелемента при вимірюваннях падаючого і відбитого світлових потоків.

Як зрозуміло із рис. 6.1, спочатку найменший отвір X розташовується на відстані «а» від лампи і реєструються показання фотометра $R1$ для сумарного світлового потоку, який пройшов через отвір. Потім пластина з отвором заміщується в тій же площині зразком, а фотоелемент розташовується так, щоб спостереження велось під кутом 45° через великий отвір Y . Безпосередньо перед приймальною поверхнею фотоелемента встановлюється пластина з третім отвором Z при відомій відстані L між Y і Z і реєструється показаннями фотометру $R2$ для потоку випромінення, який пройшов через отвір.

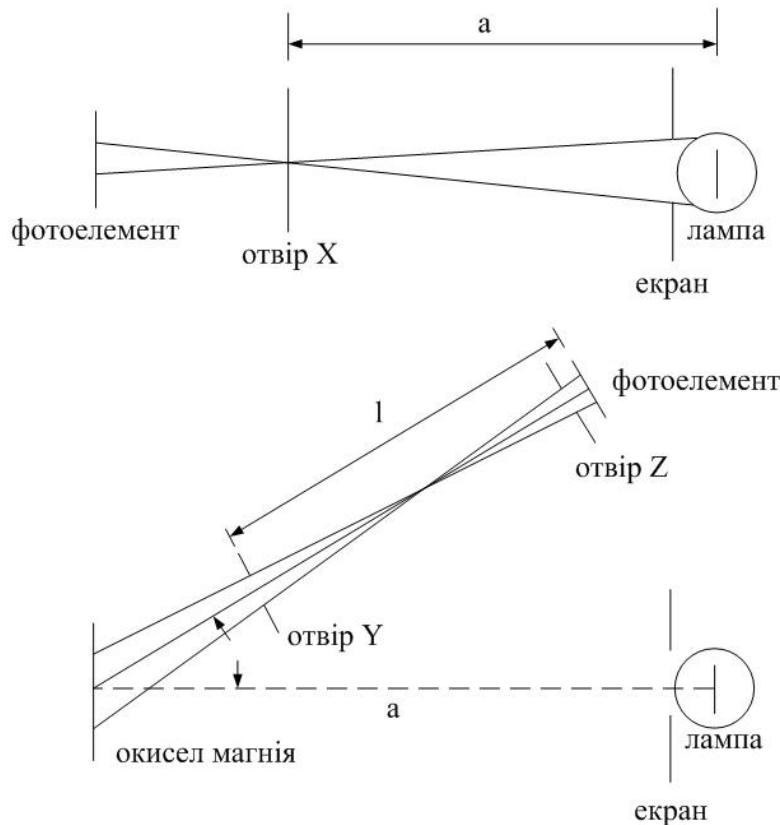


Рис. 6.1 – Гоніометричний метод Престона і Гордона-Сміта

При цьому

$$\frac{R_2}{R_1} = \beta \frac{YZ}{\pi d^2 X}, \quad (6.7)$$

де β – коефіцієнт яскравості;

X, Y, Z – площі отворів;

d – діаметр сфери, яка проходить через периметри отворів Y і Z .

Ця формула дозволяє визначити значення β без посилання на силу світла лампи і відстань «а». Крім того, необхідно враховувати шляхом внесення поправок зонної характеристики фотометричної головки і нерівномірності розподілу освітленості по поверхні зразка.

Логічним розвитком описаного методу є варіант гоніометричного методу, запропонований Кларком, Ламбертом, Сперроком і Герфортом [1]. Зразок і дзеркало із чорного скла взаємозамінювано монтуються на предметному столику так, щоб їх можна вводити в паралельний пучок, який формується колімуєчим дзеркалом і в фокусі якого розташована лампа джерела світла. Чорне скло використовується, з одного боку, як послаблювач, який дозволяє скоротити розрив в інтенсивностях падаючого і дифузно відбитого потоків випромінювання, а з іншого, – як дзеркало, як мінімізує число маніпуляцій у вимірювальній установці при переході від одного потоку до другого. Воно калібрує таким же чином як будь-який дзеркальний відбивач при визначенні його коефіцієнта відбиття.

Чорне скло має коефіцієнт послаблення випромінення 25, а поєднання його з секторним послаблювачем, який поміщується перед лампою, забезпечує сумарне послаблення падаючого потоку до 2500 разів, роблячи його співрозмірним з потоком, дифузно відбитим зразком.

Відбите чорним дзеркалом випромінення збирається спеціальним дзеркальним колектором, який проеціює зменшене зображення нитки лампи на вхідну щілину монохроматора. При заміщенні чорного дзеркала зразком освітлюється щілина повністю. Однакові частини потоку випромінення, які пройшли через щілину, попадають на фотометр, який дає показання R_1 і R_2 , відповідно. Це дозволяє визначити спектральний показник яскравості для геометрії 45/0:

$$\beta_{45/0}(\lambda) = \frac{R_2(\lambda)}{R_1(\lambda)} \frac{\tau \rho(\lambda) \pi d^2}{s \sin^2 45^\circ}, \quad (6.8)$$

де τ – коефіцієнт пропускання секторного послаблювача;

$\rho(\lambda)$ – спектральний коефіцієнт відбиття чорного дзеркала;

d – фокусна відстань увігнутого дзеркала колектора;

s – площа вхідної щілини монохроматора;

n – показник заломлення матеріалу, із якого виготовлені оптичні елементи колектора.

Таким чином, при використанні цього методу необхідно знати τ , $\rho(\lambda)$, d і s .

Муррен [1] використовував фотоелемент для вимірювання освітленостей у широкому діапазоні їх значень, тобто освітленості зразка E і освітленості E^1 у площині P , розташованій на деякій відстані від опалового скла, освітлюваного лампою (рис. 6.2).

Яскравість опалового скла, яка є в той же час яскравістю зразка в заданому напрямку, регулюється за допомогою яскравоміра і доводиться до рівня L , обчислюваного за формулою:

$$E^1 = L \frac{a_e a_r}{4R^2 S_1}, \quad (6.9)$$

де R – радіус сфери, в якій вирізані отвори S_e і S_r ;

$a_e a_r$ – площі сферичних поверхонь, основами яких служать ці отвори.

Калібрування фотометра з фотоелементом для вимірювання великого відношення E/E^1 виконується з використанням закону обернених квадратів або, якщо це необхідно, за допомогою допоміжних нейтральних фільтрів. Застосовуючи формулу (6.6), Муррен за допомогою виміряних значень E і L визначив показники яскравості опалових стекол і СЗ із пресованих порошків. Відмінною особливістю цього методу є заміна вимірювання яскравості простіше і надійніше виконуваним визначенням освітленості.

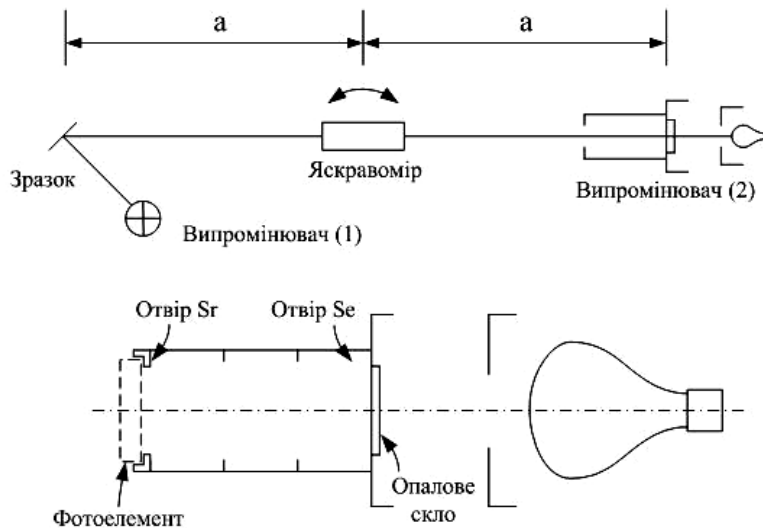


Рис. 6.2 – Гоніометричний метод Муррена

В. Е. Карташевська і С. П. Скачкова [1] як джерело світла використовували замкнену у матований порожнинний корпус із білими стінками пластину з покриттям $BaSO_4$, рівномірно освітлювану двома прожекторними лампами (рис. 6.3). Перед освітлювачем розташований отвір з відомим діаметром d_0 .

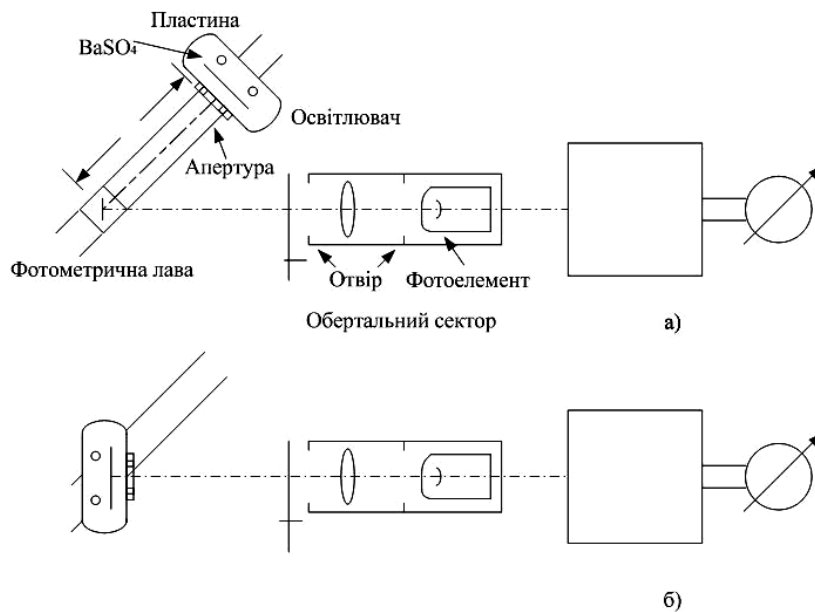


Рис. 6.3 – Гоніометричний метод В. Е. Карташевської і С. П. Скачкової

Вихідні сигнали фотометра при освітленні фотоелемента зразком (рис. 6.3, а) і джерелом світла (рис. 6.3, б) дорівнюють i_x й i_0 , відповідно, а показники яскравості $\beta_{0/45}$ і $\beta_{45/0}$ обчислюються за формулою:

$$\beta = \frac{i_x}{i_0} \cdot \frac{4l^2\tau}{d_0^2 \cos \varphi}, \quad (6.10)$$

де l – відстань між випромінювачем і зразком;

φ – кут падіння випромінювання на зразок;

τ – коефіцієнт пропускання обертаючого сектора, використовуваного для вимірювання значень i_x й i_0 до рівня, який забезпечує наближеність їх відношення до одиниці.

Корте і Шмідт [1] вимірювали силу світла I зразка і джерела світла I_0 під різними кутами падіння світлового потоку. Показник яскравості β обчислювався за формулою $\beta = \pi \Omega_0 L / E$, де L – яскравість зразка, розрахована за силою світла, та проекції поверхні зразка; E – освітленість зразка, розрахована за силою світла джерела і відстанню між ним і зразком. Значення $\beta_{0/45}$ і $\rho_{0/d}$ одержані шляхом інтегрування виразу для β . Співвідношення сил світла зразка ($\sim 0,05$ кд) і джерела (~ 200 кд) усереднені за допомогою стабільного випромінювача з силою світла ~ 1 кд. Одержані результати на (0,3–0,4) % перевищили дані експеримента при використанні напівсферичного опромінювача.

Для вимірювань $\beta_{45/0}$ Ерб використав аналог методу В. Е. Карташевської та С. П. Скачкової. Як випромінювач була застосована невелика ІС з вмонтованою в неї лампою і відбивачем. Нерівномірність розподілу яскравості по випромінюючій площинці не перевищувала $\pm 0,1$ %. Одним і тим самим яскравоміром вимірювались яскравості випромінювання джерела і зразка. Для запобігання коригування значної нелінійності характеристики перетворення фотометричної головки у зв'язку із значною відмінністю (10^4) яскравості джерела і зразка в експерименті був застосований аналогічний «проміжний» випромінювач, яскравість якого всього в $\sim 10^2$ разів перевищує яскравість зразка.

Освітленість E зразка розраховувалась за виміряними яскравістю і площею світлової плями випромінювача і відстанню між випромінювачем і зразком з урахуванням кута падіння випромінювання 45° . Показник $\beta_{0/45}$ розраховувався за формулою $\beta = \pi \Omega_0 L / E$, де L і E – яскравість і освітленість зразка. При цьому приводились результати вимірювань на зразку із свіжепресованого BaSO_4 і порівнювались з аналогічними даними, одержаними при визначенні $\beta_{d/0}$.

Бокс и Хельм [1] оцінювали вплив зміни апертурного кута спостереження у дуже малих межах на результати вимірювань $\beta_{45/0}$ гоніометричним методом. Ними було знайдено, що зміни $\beta_{45/0}$ зразків у 25 не перевищили 0,005 у межах апертурних кутів від 0° до 10° .

Оскільки геометрія вимірювань у гоніометричному методі, звичайно, асиметрична, вплив стану поляризації на результати вимірювання β має бути врахований. Порівняно недавно стало очевидним, що навіть матовані (шорсткі) поверхні, які використовуються при виготовленні СЗ коефіцієнта дифузного відбиття, не є досконалими деполіаризаторами, і що відбите їх поверхнями випромінювання є більш або менш поляризованим навіть у випадку

неполяризованого падаючого випромінення. Тому бажано при вимірюваннях користуватися фотометром, нечутливим до напрямку поляризації.

6.2. Методи, які використовують напівсферичні опромінювачі

При використанні цих методів геометрія вимірювань така що, джерело випромінення охоплює максимальний тілесний кут 2π над поверхнею зразка при рівномірно розподіленій яскравості, тобто забезпечується чисто дифузне опромінення/освітлення зразка, а кут спостереження через невеликий отвір у випромінювачі можна варіювати від 0° до достатньо широких меж. Опромінення E поверхні зразка розраховується шляхом інтегрування добутку яскравості L_0 і $\cos\theta \cdot d\omega$, де θ – кут відносно нормалі до площини зразка, а $d\omega$ – елемент тілесного кута з вершиною в точці поверхні зразка, який змінюється в межах до 2π . Тоді

$$E = \pi\Omega_0 L_0 \quad (\Omega_0 = 1 \text{ ср}), \text{ тобто } E / \pi\Omega_0 = L_0.$$

Якщо зразок замінити досконалим розсіювачем, його яскравість $E / \pi\Omega_0$ буде рівною яскравості джерела. Тоді $\beta_{d/0}$ або $\beta_{d/0}$ зразка визначаються як

$$\beta = \frac{L}{L_0}, \quad (6.11)$$

де L – яскравість зразка в напрямку, яка цікавить експериментатора.

При вимірюванні білих зразків це відношення настільки близьке до одиниці, що вимоги до лінійності характеристики перетворення фотометра

дуже полегшуються, проте важко реалізувати напівсферичний випромінювач з високою рівномірністю розподілу яскравості. Крім того, необхідно враховувати вплив отвору, із якого не надходить світловий потік на зразок.

Мак-Ніколас [1] вимірював β зразка при дифузному освітленні під кількома фіксованими кутами спостереження. Як показано на рис. 6.4, напівсфера з опалового скла освітлювалась великою кількістю ламп, розподілених між зовнішньою поверхнею цієї сфери і концентричним напівсферичним рефлектором, «закопченим» MgO . Зразок розташований у центрі напівсфери. В обох напівсферах по меридіану через певні інтервали пророблені невеликі отвори.

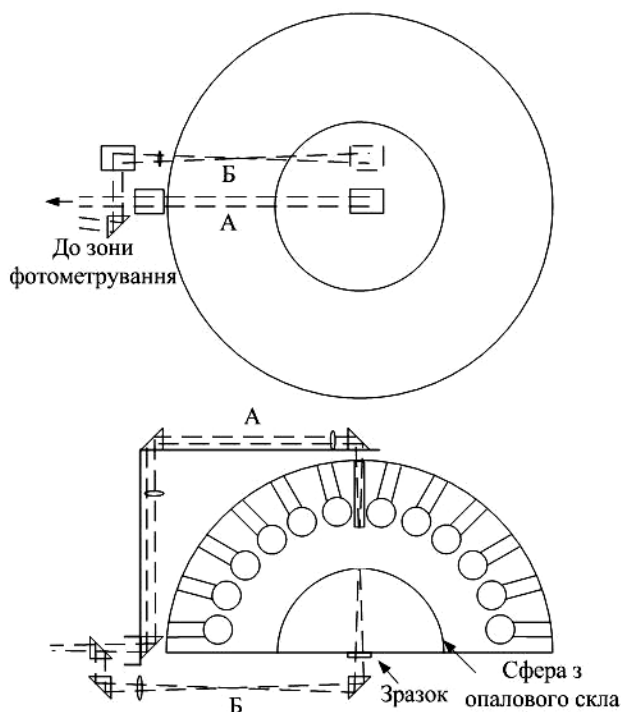


Рис. 6.4 – Метод Мак-Ніколаса з використанням напівсферичного опромінювача: А – оптична схема установки для вимірювання L зразка; Б – оптична схема установки для вимірювання L поверхні сфери із опалового скла.

Завдяки цьому спеціально сконструйованим фотометром, розташованим зовні великої напівсфери, була виміряна залежність $L(\Theta)$.

Внутрішня стінка джерела помітна через отвір в основі напівсфери. Відношення L/L_0 визначається фотометром, оснащеним секторним диском. Коефіцієнт відбиття $\rho_{0/d}$ був обчислений за вимірним значенням $\beta_{d/0}$ з використанням теорії взаємності.

Тінгволт [1] створив прилад, по суті, реалізуючий метод Мак-Ніколаса. У ньому використана ІС, а зразок розташований вертикально в її центрі та може повертатися навколо вертикального діаметра. Це дозволяє спостерігати його під будь-яким кутом через отвір у стінці ІС. Випромінювач розташовується над зразком у середині сфери і забезпечує рівномірний розподіл яскравості по її поверхні, яка опромінює зразок у межах тілесного кута 2π .

А. С. Топорець описав прилад для вимірювання $\beta(\lambda)$ зразка при дифузному освітленні залежно від кута спостереження [1]. Вихідне випромінювання монохроматора вводиться через опалове скло в середину ІС, при цьому її внутрішня поверхня рівномірно опромінюється. Розміщений горизонтально зразок має можливість переміщуватись уздовж горизонтального діаметра від центра ІС до її стінки. При розташуванні зразка в центрі ІС або біля її стінки через отвір зверху сфери по чергово вимірюються яскравості L і L_0 зразка і стінки сфери, відповідно. При нерухомому зразку ІС може повертатися навколо горизонтального діаметра, так, що кут спостереження зразка може змінюватись у межах від 0 до 75° .

Корте і Шмідтом описаний варіант методу з розташуванням зразка в центрі ІС (рис. 6.5).

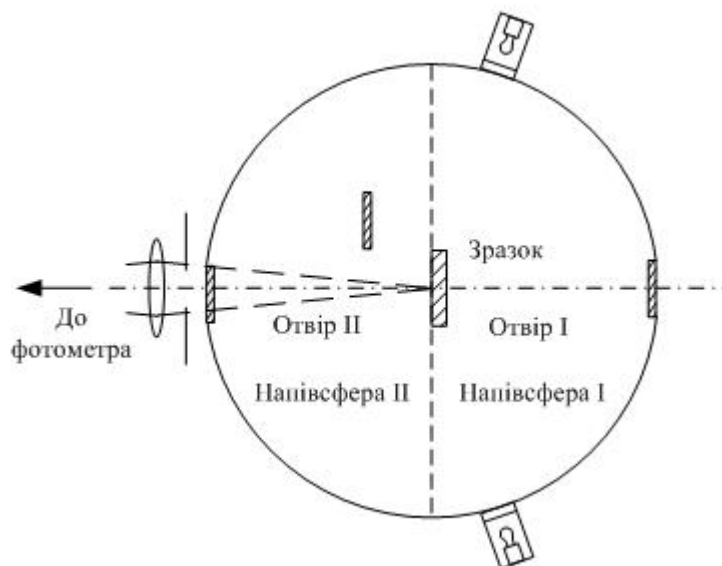


Рис. 6.5 – Метод Корте і Шмідта з використанням напівсферичного опромінювача (освітлювача)

Зовні напівсфери 1, яка знаходиться за зразком, смонтовані разом з 6 ламп. Випромінювання в середину сфери вводиться через вікно з опалового скла.

Завдяки такій конструкції напівсфера II освітлюється рівномірно (нерівномірність розподілу яскравості по її внутрішній стінці не перевищує

0,1 %). Зразок освітлюється напівсферою III, і його яскравість L вимірюється через отвір II в її полюсі. Потім уся сфера повертається навколо центральної осі на 180° і отвір I, діаметрально протилежний отвору II, направляється в бік фотометра. При цьому основа, на яку встановлюється сфера, також злегка повертається навколо осі, яка проходить через отвір I таким чином, щоб стінка напівсфери II знаходилась у полі зору фотометра. У результаті вимірюється яскравість стінки L_0 і визначається $\beta_{d/0} = L/L_0$.

Цим же приладом можна вимірювати $\rho_{0/d}$. Для цього необхідно поміняти місцями фотометричну головку приладу й одну із ламп, а решту виключити. При виконанні цих вимірювань авторами цього варіанта методу були враховані вплив отворів у сфері і відповідно скориговані одержані результати.

Необхідно зупинитись і на вимірюваннях цим методом енергетичних характеристик.

Ербом [1] описаний модифікований метод із використанням галоїдно-вольфрамової лампи, розміщеної відразу ж за зразком поблизу центра сфери.

Серед інших характеристик вимірюванню підлягали залежності від довжини хвилі та часу спектрального показника енергетичної яскравості $\beta_{d/0}(\lambda, t)$ пресованих пластин із MgO і BaSO₄ в діапазоні довжин хвиль від 300 до 500 нм. Виявилось, що найбільш помітні зміни з часом спостерігались у зразків із MgO, а при опромінюванні УФ – у зразків із BaSO₄.

Подібні зразки досліджувались й іншими авторами [1]. Відмічався вплив проходження зразків, розмірів зерен і гранул, особливо в ІЧ сфері спектра при довжинах хвиль до 2,5 мкм.

6.3. Методи, які використовують напівсферичні або сфероїдні дзеркала

В оптичній схемі метода Кобленца [1] (рис. 6.6) зразок і фотометрична головка розташовується в рядок у спряжених точках поблизу центра напівсферичного дзеркала. Випромінення вводиться через отвір у дзеркалі і направляється спочатку на фотометричну головку з метою вимірювання падаючого потоку. Потім пучок направляється на зразок одним із двох можливих способів: або зміною кута падіння випромінення, або заміщенням фотометричної головки зразком. Відбитий зразком потік перевідбивається дзеркалом, фокусується на приймальній поверхні фотометричної головки і вимірюється фотометром. Коефіцієнт відбиття в геометрії $0/d$ (або близькій до неї) обчислюється за формулою:

$$\rho_{0/d} = \frac{\Phi_r}{\Phi_i}, \quad (6.12)$$

де Φ_r і Φ_i – відповідно відбитий і падаючий потоки випромінення.

Для одержання абсолютного значення коефіцієнтів відбиття за формулою (6.12) необхідно внести поправки в результати вимірювання, урахувавши коефіцієнт відбиття дзеркала і потік, який виходить через отвір у ньому.

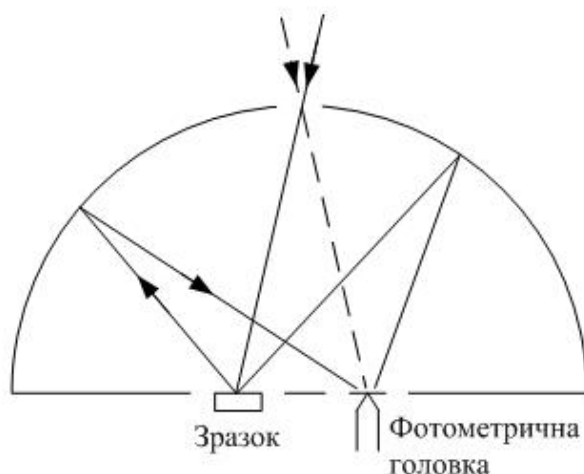


Рис. 6.6 – Метод Кобленца з використанням сферичного дзеркала

Коефіцієнт відбиття дзеркала може бути визначено шляхом заміни зразка плоским дзеркалом, виготовленим із того ж матеріалу і за тією ж технологією, що і сферичне дзеркало. Це пласке дзеркало розташовується під таким кутом, щоб весь відбитий ним потік спочатку попадав на сферичне дзеркало, а потім на фотометричну головку. Тоді квадратний корінь із відношення відбитого потоку до падаючого дорівнює коефіцієнту відбиття дзеркала. Кобленц оцінив частку потоку, який витікає через отвір шляхом тимчасового перекриття чорним аркушем з відомою площею частини поверхні напівсферичного дзеркала, яке прилягає до отвору. Зменшення сумарного відбитого потоку при накладанні аркуша дозволило кількісно визначити ступінь впливу отвору на результат вимірювання ρ . У випадку рівномірно дифузних зразків вплив оцінюється обчислювальним шляхом, але, звичайно, ступінь впливу отвору залежить від кривих розподілу дифузності поверхні зразка в полярних координатах. Щоб не виключати вплив дзеркальної компоненти, отвір необхідно розташувати під відповідним кутом відносно нормалі до поверхні зразка.

Основна перевага цього методу полягає в тому, що ефективність збирання відбитого випромінення вище, ніж при використанні ІС, а, значить, для виконання вимірювань потребується менший падаючий потік. Ця перевага методу стає особливо помітною при вимірюваннях в ІЧ зоні спектра з $\lambda > 2,5$ мкм, де важко підібрати відповідне покриття для ІС. Саме тому цей метод часто використовується при вимірюваннях характеристик чорнених покриттів приймальних поверхонь теплових приймачів випромінення, які застосовуються в ІЧ зоні спектра.

Проте в додаток до необхідності внесення двох згаданих вище поправок у результати вимірювань необхідно відмітити низку недоліків цього методу, а саме:

- фотометрична / радіометрична головка не мусить мати зонну характеристику (ЗХ) при будь-якому куті падіння випромінення в межах напівсфери, тобто тілесного кута 2π ; це практично неможливо забезпечити, тому необхідне суттєве коригування результатів вимірювання, яка не гарантує їх необхідної точності;

- фотометрична / радіометрична головка має бути не тільки вільною від ЗХ, але й широкоапертурною, оскільки випромінення, яке фокусується на приймач, розмивається (втрачає різкість) через сферичну аберрацію дзеркала;
- багаторазове перевідбиття випромінення між зразком і приймальною поверхнею фотометричної / радіометричної головки може породжувати підвищення вимірних значень коефіцієнтів відбиття, тому описаний метод більше підходить для виконання не абсолютних, а відносних вимірювань із використанням в якості СЗ пластини із MgO або алюмініюваного скла.

Бранденбург [1] запропонував замість сферичного застосовувати сфероїдне дзеркало. Його обчислення показують, що якщо зразок і фотометрична / радіометрична головка знаходяться у двох фокусах площини, яка проходить через головну вісь сфероїда, то розмір зображення і, відповідно, приймальної головки може бути значно зменшено завдяки виключенню сферичної аберрації.

Блевін і Браун [1] використали сфероїдне дзеркало, зрізане площиною, перпендикулярною головній осі (рис. 6.7).

Зразок поміщується у фокусі й опромінюється в геометрії майже нормального падіння випромінення, яке проходить через отвір в дзеркалі в місці його перемикання головною віссю. Відбитий потік збирається дзеркалом і фокусується в іншій фокальній точці, де розташована фотометрична / радіометрична головка. Основна перевага цього методу полягає в тому, що значно зменшений тілесний кут, у межах якого випромінення сприймається головкою (у розглядуваному варіанті методу кут падіння не перевищував 19° при ексцентриситеті сфероїда $5/7$).

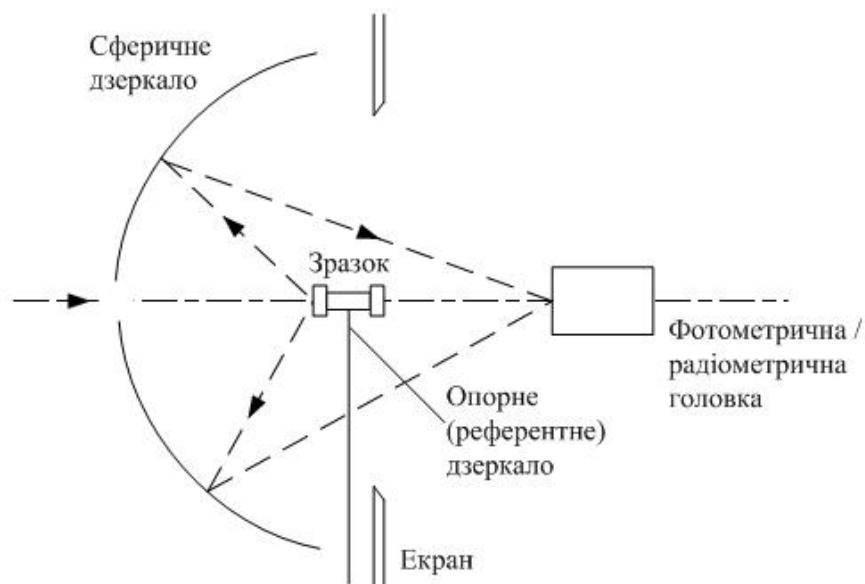


Рис. 6.7 – Метод Блевина і Брауна з використанням сфероїдного дзеркала

Крім того, вдалося суттєво знизити похибку, яка виникає через багаторазове перевідбиття випромінення між зразком і фотометричною / радіометричною головкою. До недоліків необхідно зараховувати сильне збільшення зображення на приймальній площинці головки і переривання

зразком траси пучка, який розповсюджується від дзеркала до головки. Цим рефлектометром були виміряні спектральний коефіцієнт відбиття MgO, а також зеленувато-жовтий і чорний кольори покриття теплових приймачів випромінення в діапазоні довжин хвиль від 0,7 до 14 мкм. Калібрування приладу виконувалось за алюмінієвим дзеркалом, $\rho(\lambda)$ якого було визначено з високою точністю. Систематичні похибки цього методу виявились суттєво меншими, ніж при використанні для вимірювань напівсфери Кобленца.

Незважаючи на те що методи цієї групи мають недостатню точність для абсолютних вимірювань коефіцієнтів відбиття еталонних СЗ у видимій зоні спектра, тим не менше вони достатньо ефективні при абсолютних вимірюваннях коефіцієнта дифузного відбиття в ІЧ зоні спектра з застосуванням еталонних СЗ абсолютного коефіцієнта дзеркального відбиття.

6.4. Методи, засновані на теорії Кубелки – Манка

У 1931 році Кубелка і Манк [1] на основі спрощеної моделі розповсюдження світла в речовині вивели систему рівнянь, які описують характеристики відбиття і пропускання випромінення світлорозсіювачами середовищами. Базові рівняння виглядають наступним чином:

$$\begin{aligned} -di &= -(S + K)idx + Sjdx; \\ dj &= -(S + K)jdx + Sidx, \end{aligned} \quad (6.13)$$

де i й j – інтенсивності світлового випромінення в середині плоскопаралельного зразка із світлорозсіюючого матеріала в напрямках його неосвітлюваної та освітлюваної поверхонь, відповідно;

x – відстань від неосвітлюваної поверхні;

s і k – коефіцієнти розсіяння і поглинання, відповідно.

Ці рівняння в подальшому прийняли різні форми і використовувались в практичних цілях не тільки для визначення S і K , але й абсолютних вимірювань коефіцієнтів відбиття паперових аркушів, різних розсіюючих розчинів і СЗ коефіцієнта відбиття, виготовлених із MgO, BaSO₄ і подібних їх матеріалів. Математична коректність рівнянь (6.13) зберігається лише за умови дифузного освітлення нескінченно протяжної плоскої поверхні зразка із «тьмяного» матеріалу, тобто такого, який має чисто дифузне відбиття падаючого потоку. Тому рівняння застосовуються тільки для геометрії вимірювань d/d .

Стеніус [1] розробив метод визначення абсолютного коефіцієнта відбиття ρ СЗ шляхом вимірювань коефіцієнта відбиття аркушів паперу при наявності фонів з різними такими коефіцієнтами. Вимірюванню підлягали відносні коефіцієнти відбиття СЗ при трьох різних фонах. R_0 – чорний фон, R_f – фон з визначеним коефіцієнтом відбиття. \bar{R}_∞ – товщина паперової пачки вважається нескінченною. Коефіцієнт відбиття \bar{R}^1 фона відносно СЗ також був вимірний. Оскільки рівняння Кубелки – Манка справедливі для абсолютного коефіцієнта відбиття, то виміряні відносні значення помножувались на ρ , який мав бути визначений. Результуюче рівняння має наступний вигляд:

$$\bar{R}_0 = \bar{R}_\infty (\bar{R}^1 - \bar{R}_\infty) / [\bar{R}^1 - \bar{R}_\infty (1 - \rho^2 \bar{R}^1 \bar{R}_\infty + \rho^2 \bar{R}^1 \bar{R}_{R_1})]. \quad (6.14)$$

Це рівняння дає розв'язання для шуканого ρ . Спочатку були одержані значення ρ для MgO, суттєво менші, ніж широко опубліковані та стандартизовані. Потім вимірювання були повторені з іншим, сірим фоном, а коефіцієнт нескінченно товстого шару паперу був виключений із розряду. Знову одержане значення ρ практично збіглося з загальноприйнятим для MgO.

Анелюс і Чепмен [1] використали рівняння Кубелки – Манка для визначення коефіцієнта відбиття ρ стосу паперу відносно фону з коефіцієнтом відбиття ρ_d . При цьому вони вважали, що ρ_d має складові ρ_x – коефіцієнта відбиття паперового стосу відносно кінцево товстого паперового стосу і ρ_∞ – коефіцієнта відбиття практично нескінченно товстого паперового стосу. Ці абсолютні коефіцієнти відбиття були змінені відносними стосовно до ρ^* коефіцієнтами, де ρ^* – коефіцієнт відбиття СЗ, у свою чергу, які складаються із трьох відносних коефіцієнтів: R_∞ – нескінченно товстий стос паперу; R_x – стос із x паперових аркушів; R_{2x} – стос із 2-х паперових аркушів, причому обидва останніх коефіцієнта співвіднесені з чорним фоном. Оскільки R_{2x} дорівнює коефіцієнту відбиття x листів відносно R_x , то відносний коефіцієнт відбиття R_d стос аркушів на чорному фоні виключається наступним чином:

$$\rho^* = \sqrt{\frac{2 - \frac{R_{2x}}{R_x} - \frac{R_x}{R_\infty}}{R_x(R_\infty - R_{2x})}}. \quad (6.15)$$

Справедливість цього рівняння може бути перевірено експериментом, який підтверджує незмінність ρ^* при різній кількості аркушів x . Вимірювання R_x і R_{2x} були виконані при $x = 2$ і $x = 3$. Значення абсолютного коефіцієнта відбиття для пресованого і «підкопченого» MgO виявились дуже близькими до встановлених іншими дослідниками. Варіант поєднання $x = 1$ та $x = 2$ був признаний негідним, оскільки відповідно до рівняння (6.13) ступінь однорідності поверхні в цьому випадку був недостатнім.

Батлер [1] вимірював коефіцієнт спектрального пропускання різних світлорозсіюючих матеріалів різної товщини і визначив коефіцієнт відбиття нескінченно товстих шарів, підставляючи значення виміряних величин в рівняння, яке базується на теорії Кубелки – Манка. Це рівняння показує, що оптична густина D ($D = \lg(1/\tau)$) є за певних умов лінійною функцією товщини шару x , а ордината відрізка лінії, яка відображає співвідношення D і x , є коефіцієнтом відбиття нескінченно товстого шару.

Лоу і Норріс [1] довели справедливість рівняння Батлера. Вони вимірювали коефіцієнт пропускання сильнорозсіюючих середовищ, які складаються із невеликих скляних кульок певного розміру, занурених у рідину з відомим показником заломлення.

Проте метою цих двох останніх експериментів було вивчення впливу світлорозсіювання та спектропоглинання й особливостей коефіцієнта багаторазового розсіювання, яке описується теорією Кубелки – Манка. Метод як такий не придатний для визначення коефіцієнта відбиття часто використовуваних стандартних зразків.

Ліндбергом [1] використано рівняння:

$$\frac{K}{S} = (1 - R_{\infty}^2 / (2R_{\infty})) = F(R_{\infty}), \quad (6.16)$$

де K і S – коефіцієнт поглинання і розсіювання, R_{∞} – абсолютний коефіцієнт відбиття товстого шару зразка.

Заміна R_{∞} на ρR_{∞}^1 і K на $\alpha \cdot c$, де ρ – абсолютний коефіцієнт відбиття СЗ; R_{∞}^1 – виміряне значення R_{∞}/ρ ; α – добуток коефіцієнта молярного поглинання і сталої; c – молярна на літр поглинаючої речовини, приводить до рівняння:

$$F(\rho R_{\infty}^1) = \frac{(1 - \rho R_{\infty}^1)^2}{2\rho R_{\infty}^1} = \frac{\alpha}{S} c. \quad (6.17)$$

У результаті співвідношення між $\lg F(\rho R_{\infty}^1)$ і $\lg c$ становить собою пряму з тангенсом кута нахилу, рівним одиниці. Ліндберг вимірював R_{∞}^1 при різних значеннях «с» і підібрав значення ρ , яке відповідає рівнянню (6.17). Стандартний зразок, абсолютний коефіцієнт відбиття якого підлягав визначенню, являв собою пластину із пресованого $BaSO_4$, R_{∞}^1 вимірювався у зразків, які складаються із суміші $BaSO_4$ і Fe_2O_3 у різних концентраціях. Одержані значення ρ були дуже близькі до опублікованих стандартних даних.

Основною перевагою описаних методів є їх простота. Задовільні результати дають відносні вимірювання з використанням СЗ і промислових спектрофотометрів, оснащених рефлектометричними пристосуваннями. Проте ці методи становлять в основному теоретичний інтерес, оскільки дуже залежать від геометрії вимірювань коефіцієнта відбиття і від відхилень від нормованих значень характеристик матеріалів, при яких справедлива теорія Кубелки – Манка.

6.5. Методи, які базуються на теорії інтегруючої сфери

6.5.1. Перший метод Тейлора

Оптична схема, яка пояснює сутність першого методу Тейлора, зображена на рис. 6.8. Сфера має три невеликих отвори А, В і С на кінцях трьох радіусів, які перетинаються в центрі χ під кутами 90° один щодо другого. Четвертий отвір призначений для розміщення зразка і розташований навпроти отвору С, який використовується при виконанні відносних вимірювань. Світловий потік вводиться в ІС через отвір А і падає на стінку ІС в точці, діаметрально протилежній отвору.

За допомогою яскравоміра через отвір В вимірюється «відносна яскравість» внутрішньої поверхні ІС за винятком її освітлюваної падаючим пучком ділянки. При цьому алгоритм вимірювання такий: 1) отвір для розміщення зразка або відкритий, або закритий невідбиваючим зразком; 2) в отворі для зразка розміщений СЗ, який має таке ж ρ , як і внутрішня поверхня ІС; 3) в отворі для зразка розміщений досліджуваний зразок.

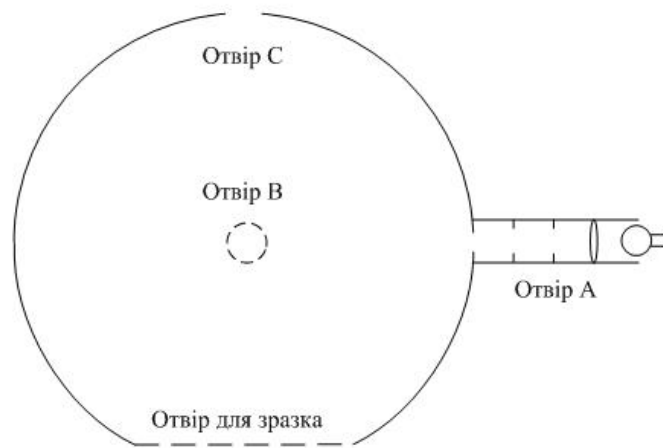


Рис. 6.8 – Оптична схема першого методу Тейлор.

Із відношення яскравостей при другій (L_2) і першій (L_1) ітераціях алгоритму з урахуванням відомих геометричних сталих (відношення площі внутрішньої поверхні сфери і площі плоскої поверхні отвору для зразка до сумарної площі сфери) обчислюється ρ сфери. Потім із відношення яскравостей при третій (L_3) і першій (L_1) і традиціях алгоритму з урахуванням тих самих геометричних сталих і коефіцієнта відбиття C_3 обчислюється коефіцієнт відбиття досліджуваного зразка.

У результаті одержуються два рівняння:

$$\rho^2 [c'(c'' - a) + Kac''] + \rho a [c' + (c'' - a)(1 - K) + a] + a^2(1 - K) = 0; \quad (6.18)$$

$$\rho_x = \frac{a(k_x - 1)[c''\rho + a(1 - \rho)]}{ac'(1 - \rho) + \rho c''(\epsilon' + k_{xa})}, \quad (6.19)$$

де ρ – обчислюється із рівняння (6.18);

c' – відношення площі перерізаної поверхні ІС (див. рис. 6.8) до площі всієї поверхні;

c'' – відношення площі отвору до площі всієї поверхні;

$$a = L - c';$$

ρ – коефіцієнт дифузного відбиття внутрішньої поверхні ІС;

ρ_x – коефіцієнт дифузного відбиття досліджуваного зразка;

K – відношення L_2/L_1 ;

K_x – відношення L_3/L_1 .

Таким чином, цей варіант методу Тейлора дозволяє виміряти в геометрії d/d коефіцієнти відбиття внутрішньої поверхні ІС і досліджуваного зразка. При обчислюванні вплив отворів А, В, С на результати вимірювань не враховуються, по-перше, через їх незначні розміри, а по друге, на основі інтуїтивного припущення про рівність $0/d$ коефіцієнта відбиття стінкою ІС падаючого пучка і d/d коефіцієнта відбиття при наступних відбиттях.

Престон [1] розвинув теорію методу Тейлора, враховуючи світлові потоки через отвори, які використовуються для освітлення й огляду

внутрішньої поверхні ІС. Для усереднених значень яскравостей (L_0 при відкритому отворі для розміщення зразка і L при розміщенні в ньому СЗ) стінки ІС тільки завдяки внутрішнім перевідбиттям ним одержані такі рівняння:

$$4\pi R^2 L_0 = \frac{\rho^2 \Phi_a}{\pi[\rho(c'' + c_1 - 2c''c_1) + a(1 - \rho)]_1};$$

$$4\pi R^2 L = \frac{\rho^2 \Phi_a [a + c'\rho(1 - c_1)]}{\pi[(1 - \rho)(a + c''\rho - c'c_1\rho) + c_1\rho(\rho c'' + 1 - c')]} \quad (6.20)$$

де c' – відношення площі сферичної поверхні отвору для розміщення зразка до сумарної площі поверхні ІС $4\pi R^2$;

c'' – відношення площі плоскої поверхні отвору для розміщення зразка до сумарної площі поверхні ІС $4\pi R^2$;

c_1 – відношення сумарної площі отворів для спостереження й освітлення до сумарної площі поверхні ІС $4\pi R^2$ (пласка площинка вважається приблизно рівною сферичній), отвори, які враховуються c_1 , вважаються не відбиваючими);

$a = 1 - c' - c_1$;

ρ – коефіцієнт дифузного відбиття покриття сфери і СЗ у припущенні ідентичності їх покриттів;

Φ – падаючий світловий потік, який вводиться ІС.

Вимірюванню підлягає відношення L/L_0 , а потім із рівнянь (6.16)

визначається ρ . Зроблене раніше інтуїтивне припущення про рівність ρ_0/d і

ρ_d/d було Престоном підтверджено так званим «методом штучного неба», суть якого полягає в тому, що, замість використання зовнішнього випромінювача, отвір для розміщення зразка закривається кришкою із опалової пластини, яка утворює основу дифузного ілюмінатора, і вимірюється відношення яскравостей опалової заглибки і стінки ІС. Обидва метода дали однакові результати. Експерименти з покриттями показали, що шар «задимленого» MgO товщиною $\sim 1/3$ мм, нанесений на поліровану срібну поверхню, забезпечує прийнятну відтворюваність результатів вимірювань.

Мідлтон і Сандерс [1] вимірювали абсолютний коефіцієнт дифузного відбиття «задимленого» MgO в діапазоні довжин хвиль від 0,24 до 0,85 мкм. Вони модифікували метод Престона, замінивши плоский зразок сферичним ковпачком. Це дозволило виключити із розгляду отвір для освітлення і спостереження і вважати однорідною всю внутрішню поверхню ІС з витікаючим звідси спрощенням теорії, запропонованої Престоном. Ними також запропоновано метод, аналогічний престонівському «методу штучного неба», але енергетична яскравість дифузного ілюмінатора вимірювалась зовні ІС.

Обидва методи продемонстрували хороший збіг результатів: розходження не перевищувало 0,002 у всьому видимому діапазоні спектра. Це було ще одним доказом того, що різниця між коефіцієнтом відбиття в геометрії $0/d$ і d/d достатньо мала. Вони також повідомили про зміну спектрального коефіцієнта відбиття, викликаного відмінностями у способах нанесення покриттів і товщині шарів.

6.5.2. Другий метод Тейлора

Оптична схема, яка пояснює сутність другого методу Тейлора, зображена на рис. 6.9. До ІС прикріплена світлова трубка під відповідним кутом, причому вона може повертатися, почергово освітлюючи невелику площинку на внутрішній поверхні сфери або поверхню зразка. Ділянка стінки ІС в стороні від світлової плями, створюваної падаючим потоком, знаходиться в полі зору фотометричної головки і відділена від отвору для розміщення зразка непрозорим екраном. Зразок поміщується у призначеному для нього отворі, потім вимірюється яскравість L_1 стінки ІС при падінні на неї потоку, після чого потік направляється на зразок і вимірюється яскравість L_2 його поверхні.



Рис. 6.9 – Оптична схема другого методу Тейлора

Відношення L_2/L_1 є результатом прямого вимірювання коефіцієнта відбиття зразка в геометрії $0/d$.

Введення екрана між зразком і плямою, за якою ведеться спостереження, робить цей метод абсолютним. Дійсно, нехай ρ_w і ρ_x – коефіцієнти відбиття стінки ІС зразка, відповідно. Тоді за відсутності екрана вимірювання L_2/L_1 дозволяє визначити $\rho_x/\rho_w = \rho_x^1$. Наявність екрана послаблює при вимірюванні L_2 освітленість досліджуваної плями в ρ_w разів, оскільки світловий потік досягає цієї плями тільки після відбиття від стінки ІС так, що вимірювання відношення дає значення ρ_x .

Тейлор розглянув похибку, яка виникає через витоки потоку через отвори, площа яких складає $\approx 2\%$ сумарної площі ІС. Ця похибка була оцінена ним значенням (1 - 1,5) %. Проте Тейлор при цьому брав до уваги потік через отвори, який покидає ІС лише після першого відбиття. Очевидно, вплив отворів має бути більшим, якщо врахувати багаторазові відбиття. Оскільки при калібруванні еталонних СЗ цією похибкою знехтувати неможливо, необхідна більш точна її оцінка з метою внесення відповідних поправок.

6.5.3. Метод Бенфорда

Робота Бенфорда [1] була опублікована в 1920 році. Його метод базується на теорії неповної ІС, а саме: якщо відсутня будь-яка ділянка поверхні ІС, то виникаючий із неї потік прямо пропорційний площі отворів, і навпаки, потік, сприйнятий при кожному відбитті, пропорційний площі ділянки, на яку він падає, і в (ρ_{a_1}/a) разів менше потоку, сприйнятого при попередньому падінні (тут ρ – коефіцієнт відбиття внутрішньої поверхні ІС, a_1 – площа сприймаючої потік ділянки, a – площа поверхні всієї (повної) сфери). Таким чином, сумарний ефективний потік з урахуванням нескінченної серії відбиттів описується нескінченною прогресією, яка сходиться. Тому яскравість L_1 внутрішньої поверхні ІС розраховується за потоком, який ввійшов у неї. За наявності розглядуваної площинки a_2 яскравість L_2 визначається таким чином, а тоді для ρ_d/d одержується просте рівняння:

$$\rho_d/d = \frac{a(L_1 - L_2)}{L_1 a_1 - L_2 a_2}, \quad (6.21)$$

для розв'язання якого необхідні лише відносні значення L_1 і L_2 .

Для перевірки своєї теорії Бенфорд сконструював ІС із шести сегментів $MgCO_3$ і визначив спектральний коефіцієнт відбиття її поверхні за відносними значеннями яскравості по мірі почергового видалення сегментів.

Цим методом визначається коефіцієнт відбиття в геометрії d/d .

Метод простий і точний за умови, що досліджуваний матеріал або виготовлений в ІС, або може бути використаний для покриття її внутрішньої поверхні. Наразі є велика схожість методу Бенфорда з першим методом Тейлора, але другий складніше першого із них, проте при використанні методу Бенфорда від зразка вимагається значно більша близькість до ідеально рівномірного розсіювача, ніж в інших методах, оскільки видаляються доволі суттєві за площею сегменти ІС.

Користуючись запропонованим ним методом, Бенфорд виміряв спектральний коефіцієнт відбиття $MgCO_3$, зразок якого був виготовлений у сфері, і MgO , яким способом «задимлення» була покрита її внутрішня поверхня.

Інші автори методом Бенфорда досліджували різні покриття, у тому числі і скляні ІС, але в основному в полі зору фотометристів знаходились MgO і V_aSO_4 . По мірі збільшення фотометричної точності збільшувався збіг

результатів вимірювань. і при різній складності досліджуваних ІС розходження за кінцевим рахунком не перевищували 0,001.

6.5.4. Метод Шарпа – Літтла

Робота Шарпа – Літтла також з'явилась у 1920 році. Запропонований ними метод, по суті, був геометричною інверсією другого метода Тейлора. Як показано на рис. 6.10, пучок світла проєціюється через малий отвір у сфері, утворюючи невелику яскраву пляму на її дифузно відбиваючій поверхні. Яскравість зразка, який складає частку поверхні сфери й екранований від яскравої плями непрозорою перегородкою, порівнюється з яскравістю стінки, що безпосередньо освітлюється яскравою плямою.

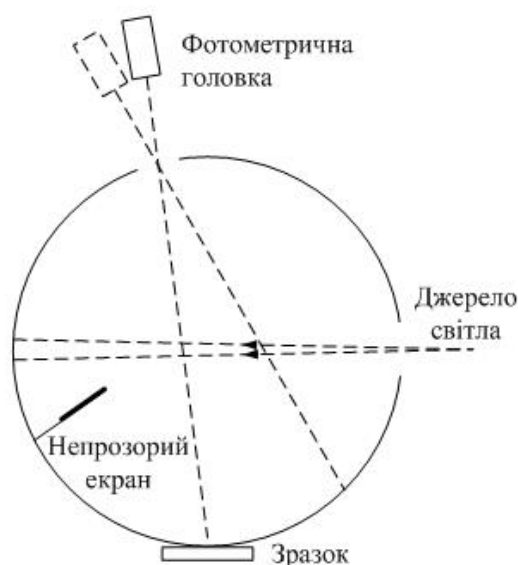


Рис. 6.10 – Оптична схема Шарпа – Літтла

Відношення двох яскравостей є абсолютно вимірним показником яскравості: β_d/d зразка в геометрії $d/0$. Роль екрана в цьому методі аналогічна такій у другому методі Тейлора; зразок освітлюється тільки пучком, відбитим стінкою ІС; тому його освітленість і, в кінцевому підсумку, яскравість дорівнює такій для випадку, коли яскравість падаючої на стінку блискучої плями зменшена в ρ_w разів, а знання коефіцієнтів відбиття стінки й екрана не потребується.

Автори метода, а також варіанта, запропонованого Кернером [1], не приділили увагу недосконалості ІС, викликаному існуванням досліджуваної поверхні та наявності у стінці отворів. Кернер просто дещо удосконалив методику виконання порівняльних вимірювань яскравостей обох поверхонь (стінки ІС і зразка), достатньо близько розташованих один від одного. Він застосував поляризаційний фотометр Мартена і виміряв показник яскравості зразка із $MgCO_3$. Результати практично збіглися з одержаними Тейлором, Бенфордом та ін.

Будд і Додд [1] удосконалили теорію Шарпа і Літтла, скоригувавши згадані похибки, що виникають через недосконалість ІС. Відповідно до

запропонованої ними теорії, розглядається усереднений коефіцієнт відбиття ρ_m стінки сфери, яка складається із різних ділянок з площами a_i і коефіцієнтами відбиття ρ_i . Тоді $\rho_m = \sum a_i \rho_i / \sum a_i$, де $\sum a_i$ – площа внутрішньої поверхні всієї ІС. Це дозволяє для кожного відбиття обчислити потік, відбитий стінкою ІС і екраном із розташованим між яскравою плямою і зразком, після чого шляхом підсумування нескінченної кількості відбиттів знайти результуючу опроміненість стінки E_w і зразка E_s . Потім обчислюється відношення їх яскравостей $k = L_s / L_w = \rho_s E_s / \rho_w E_w$, де ρ_s і ρ_w – відповідно коефіцієнти відбиття зразка і стінки. Результуючі рівняння для ρ_s і ρ_w виглядають наступним чином:

$$\rho_w = k^1 a_0 / (a_s + a_w); \quad (6.22)$$

$$\rho_w = k [a_0 - a_s (\rho_s - \rho_w)] / (a_s + a_w), \quad (6.23)$$

де k^1 – значення k при $\rho_s = \rho_w$, тобто у випадку рівності коефіцієнтів відбиття стінки і зразка;

a_0 – сумарна площа внутрішньої поверхні ІС;

a_s – площа поверхні зразка;

$a_w = a_0$ – сума отворів для розміщення зразка й інших отворів.

Із приведенного опису методу можна зробити низку висновків:

- метод, строго кажучи, є єдиним абсолютним для вимірювання ρ покриття (фарби) внутрішньої поверхні сфери;
- строго коректні результати вимірювань ρ довільних зразків мають місце тільки тоді, коли площа отвору для розміщення зразка значно менше загальної площі поверхні ІС;
- відмінність між коефіцієнтами відбиття покриття (фарби) внутрішньої поверхні сфери і зразка мала.

Таким чином, цей рефлектометр застосовується для вимірювань великих коефіцієнтів відбиття еталонних СЗ білого кольору. У будь-якому випадку виміряне відношення L_s / L_w має бути помножено на коефіцієнт $a_0 / (a_s + a_w)$.

Зокрема, у розробленій авторами ІС діаметром 10 см із чотирма отворами однакового радіуса 1,3 см цей коефіцієнт дорівнював 1,012. Більше того, в їх рефлектометрі, оптична схема якого приведена на рис. 6.11, легко використовується перехід від геометрії 0/d до геометрії d/0. Досліджувався також вплив на результати вимірювань β – розмірів екрана: при зміні його діаметра від 12 до 25 мм не виявлено помітних відхилень від одержаного значення.

На зразках із MgO і BaSO₄ в геометрії d/0 були виконанні вимірювання спектрального показника яскравості. І в цій геометрії, і в геометрії 0/d результати вимірювань практично не відрізнялись від таких, що опубліковані іншими авторами.

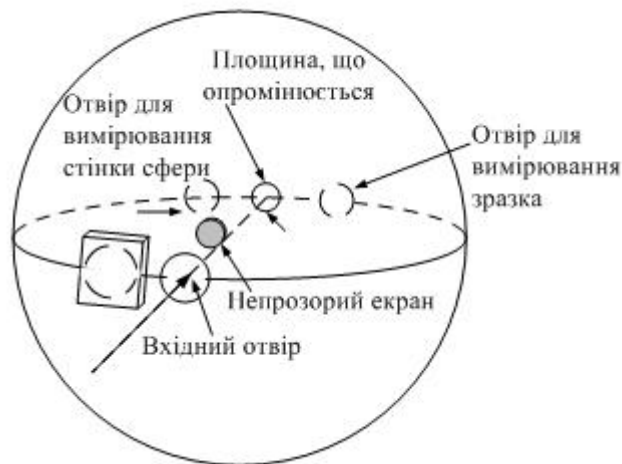


Рис. 6.11 – Оптична схема методу Шарпа – Літтла в модернізації Будда і Додда

Еган і Хільмеган [1] цим же методом вимірювали спектральний коефіцієнт відбиття в УФ і ІЧ зонах спектра. Для вимірювань в діапазоні довжин хвиль (0,185 – 2,0) мкм і (1,5 – 12) мкм були використані дві ІС з покриттями V_2O_5 і сірки, відповідно. Оптична система дозволяла використовувати гоніометричний метод і перевіряти калібрування ІС. Експерименти підтвердили придатність цих покриттів для використання у вказаних спектральних діапазонах, оскільки мали високу ступінь дифузності й коефіцієнт відбиття, необхідні для виготовлення високоякісних ІС.

6.5.5. Метод подвійної інтегруючої сфери

Новий метод вимірювань $\rho_{d/d}$ покриттів внутрішньої поверхні ІС описаний Ван ден Еккесом [1]. Сутність методу полягає у використанні допоміжної (вимірювальної) ІС, внутрішня поверхня якої покрита вимірюємою фарбою, і двохпроменевого спектрофотометра, яким проводяться відносні (з застосуванням СЗ) вимірювання коефіцієнта відбиття.

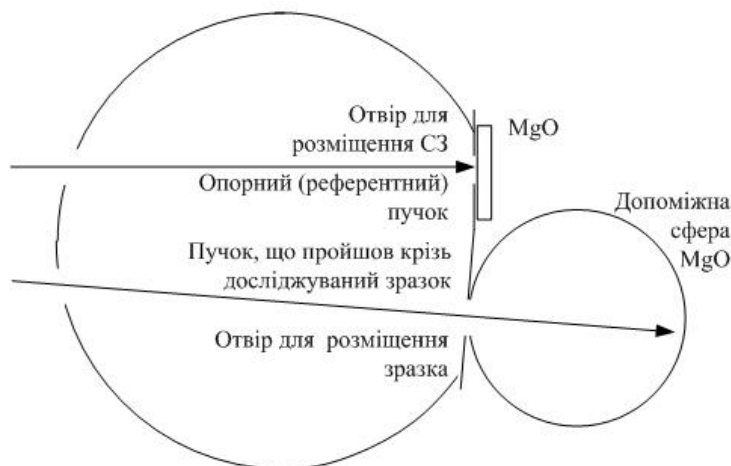


Рис. 6.12 – Оптична схема методу подвійної інтегруючої сфери

Як показано на рис. 6.12, вимірювальна ІС своїм отвором прикріплюються до отвору в інструментальній ІС, призначеній для розміщення

досліджуваного зразка, а в отворі для СЗ поміщується пласка пластина з тим же покриттям, що і внутрішня поверхня допоміжної ІС.

Коефіцієнт відбиття ρ визначається шляхом вимірювання відношення γ коефіцієнта відбиття отвору до коефіцієнта відбиття пласкої пластини, тобто

$$\rho_{d/0} = [1 - (\rho/\gamma)] / (1 - \rho), \quad (6.24)$$

де ρ – коефіцієнт відбиття сумарної ІС.

Експерименти показали, що найбільш точні результати вимірювань цим методом отримуються для гранично високовідбиваючих покриттів типу MgO , $BaSO_4$, і $MgCO_3$, які використовуються для виготовлення еталонних СЗ.

6.6. Висновки

1. Гоніометричні методи

У будь-якому разі, у принципі ці методи дозволяють шляхом прямих вимірювань або обчислювання за результатами експерименту визначати при будь-яких умовах опромінювання та спостереження значення β і ρ .

2. Методи, які використовують напівсферичні опромінювачі

Ці методи дозволяють визначити показник яскравості в геометріях $d/0$ і $0/d$, що згідно з теоремою взаємності відповідає коефіцієнтам відбиття $0/d$ і θ/d .

3. Методи, які використовують сферичні або сфероїдні дзеркала

Цими методами вимірюється коефіцієнти відбиття в геометрії $0/d$ (або близькій до неї).

4. Методи, засновані на теорії Кубелки – Манка

У принципі цими методами визначаються коефіцієнти відбиття в d/d геометрії (для білих і злегка пофарбованих матеріалів геометрія рефлектометра не має суттєвого значення).

5. Методи, які базуються на теорії інтегруючої сфери

Ці методи дозволяють визначити коефіцієнт відбиття в геометрії $0/d$ (або близької до неї) або геометрії d/d , а також показник яскравості в геометрії $d/0$, але при припущенні, що характер відбиття в обох геометрія ідентичний.

Це означає, що вимірюваний матеріал мусить мати характеристики, дуже близькі до ідеального розсіювача. Для матеріалів, які використовуються як покриття внутрішніх поверхонь ІС або виготовлення СЗ, припущення справедливе при ретельному витримуванні технології.

Методи третьої групи більше всього підходять для відносних, а не абсолютних вимірювань, особливо для матеріалів з низьким коефіцієнтом відбиття в ІЧ зоні спектра. Методи четвертої (як і третьої) групи також

недостатньо точні. Тому короткий аналіз переваг і недоліків (включаючи труднощі реалізації) корисно провести до трьох груп: першої, другої та п'ятої.

Гоніометричні методи

Значною перевагою цих методів є можливість виконання вимірювань характеристик будь-яких матеріалів і в будь-якій геометрії, але не в безпосередній близькості до напрямку падіння випромінення. Вони також необхідні для визначення кутового розподілу відбитого потоку з метою вивчення джерел похибок і оцінки їх значень, характерних для всіх рефлектометричних методів.

З іншого боку, до недоліків цих методів необхідно зарахувати:

- складність достатньо точного вимірювання в межах малого тілесного кута великого відношення падаючого потоку до відбитого;
- значні витрати часу на виконання вимірювань у різних напрямках коефіцієнта дифузного відбиття.

Для подолання першого із цих двох недоліків приймаються різні заходи: малорозмірні отвори для обмеження падаючого потоку, використання закону обернених квадратів і допоміжних нейтральних фільтрів; обертання сектора з малим вирізаним (відкритим) кутом; введення в оптичну схему проміжного джерела випромінення з потрібною силою світла. При точних вимірюваннях використання надто малого отвору виглядає недоцільним через виникаючі на ньому дифракції та розсіювання випромінення. Із появою твердотільних приймачів випромінення, які застосовуються в якості вимірювальних перетворювачів з лінійністю характеристики перетворення в широкому діапазоні вимірюваних інтенсивностей, цей недолік легко долається.

Усуненню другого недоліку сприяє автоматизація вимірювань, які використовуються цими методами із застосуванням СЗ показника енергетичної яскравості. Проте залишаються невирішеними питання стабільності джерел випромінення, які застосовуються, суперечності співвідношення швидкості й точності виконання вимірювань, точності інтегрування сумарного відбитого потоку.

Методи, які використовують напівсферичні опромінювачі

Однією із переваг цих методів є близькість до одиниці відношення енергетичних яскравостей зразка і джерела при вимірюванні відбивальних характеристик матеріалів білого кольору. Ця обставина спрощує методику виконання вимірювань і сприяє підвищенню їх точності. Друга перевага полягає в застосовності цих методів для вимірювань у ближніх УФ й ІЧ зонах спектра, де інтегруючі властивості ІС не завжди надійні.

Основний недолік – складність виконання напівсферичного випромінювача з рівномірною енергетичною яскравістю всієї поверхні. Із цієї точки зору задовільні результати одержуються при вимірюваннях з їхнім фіксованим напрямком (спостереження тобто, наприклад, у $d/0$ геометрії, якщо при цьому враховується вплив отвору, через яке виконується спостереження. Практика показує, що для вимірювання залежності показника енергетичної яскравості від кута спостереження можуть застосовуватись й інші

методи, але рівномірність енергетичної яскравості джерела може бути гіршою, ніж у методах із фіксованим напрямком вимірювання.

Методи, які базуються на теорії інтегруючої сфери

Ці методи необхідно визнати найважливішими для абсолютної рефлектметрії, оскільки більшість матеріалів, використовуваних для СЗ коефіцієнта відбиття, є майже рівномірними розсіювачами і калібруються, як правило, у $0/d$ (або близькою до неї) або d/d геометрії. Основні переваги цих методів – практично ідеальна властивість інтегрування оптичної величини інтегруючою сферою та витікаючі звідси простота методики виконання вимірювань і висока точність. Крім того, легкість введення в ІС потоку монохроматичного випромінення полегшує виконання спектральних вимірювань, значно збільшуючи при цьому показання фотометра.

До числа недоліків необхідно зарахувати:

- зниження точності вимірювань характеристик нерівномірних розсіювачів і матеріалів з низьким коефіцієнтом відбиття;
- ІС має бути сконструйована і зібрана з високою ретельністю, щоб протягом довгого часу зберігався рівномірний коефіцієнт відбиття її внутрішньої поверхні;
- усі отвори, включаючи призначені для розміщення зразка, мусять мати точно відому частину від загальної площі поверхні ІС;
- гоніометричні властивості внутрішнього покриття ІС мають бути відомі для коригування результатів при особливо точних вимірюваннях.

Нарешті, необхідно особливо відмітити, що на результати рефлектметрії впливають якість виготовлення СЗ, так само як і властивості метеріалів, які служать їх основою.

Список джерел

1. CIE 44-1990 Absolute Methods for Reflection Measurements Technical Report.

7. КОЛОРИМЕТРІЯ

7.1. Колір випромінення. Змішування кольорів

Здатність ока до розпізнавання кольорів дуже суттєво розширює нашу інформацію про оточуючий світ. У число прикмет, за якими зоровий апарат розпізнає об'єкти, за якими спостерігають разом з розмірами, формами та яскравістю входить їх колір.

Два чуття людини – зір і слух дуже відрізняються один від одного. Якщо людина чує два звука різної частоти одночасно, наприклад два звука різних музикальних інструментів, він може розрізняти музикальну тональність кожного інструмента, тобто розділяти звуки двох частот. У випадку зорового сприйняття двох оптичних сигналів ситуація зовсім інша. Комбінація із двох монохроматичних оптичних сигналів буде сприймається людиною як один колір, і він не зможе в цій комбінації розрізнити окремі сигнали.

Відмінно, що зорові відчуття розрізняються як кількісно, так і якісно. Кількісна характеристика називається **світлотою**, якісна **колірністю**. Зі зміною потужності випромінення змінюється світлота, а зі зміною довжини хвилі випромінення – колірність. Уявлення про них можна одержати, помістивши одну і ту ж пофарбовану поверхню на сонячне світло і частково в тінь. Обидві частини будуть мати (відволікаючись від відмінності спектрального складу прямого сонячного і розсіяного випромінення) одну і ту же колірність, але різну світлоту.

На рис. 7.1 представлена приблизно відповідність між довжиною хвилі випромінення і його кольором.

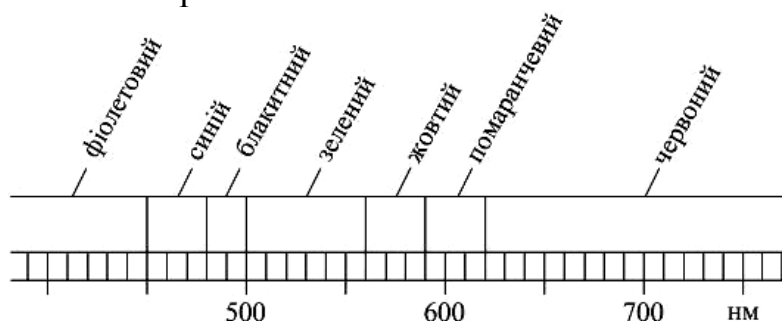


Рис. 7.1 – Приблизний зв'язок колірності випромінення з довжиною хвилі

Необхідно відмітити, що поділ видимої зоні спектра на сім кольорів дуже умовний. Кольори поступово, через проміжні відділення переходять один у другий, і повну послідовність спектральних кольорів можна розбити на довільне число частин, більше або менше семи (наприклад, чотири: синій, зелений, жовтий, червоний).

При змішуванні спектральних кольорів один з одним утворюються нові кольори, у деяких випадках близькі до проміжних спектральних кольорів, в інших – сильно від них відрізняються.

Відчуття кольору, яке викликається деяким випроміненням, залежить не тільки від його спектрального складу, але й від індивідуальних особливостей спостерігача (зустрічаються навіть колірносліпі люди), і значною мірою від умов зорової адаптації. Наприклад, світлолампі розжарювання з колірною

температурою близько 2800 К ввечері сприймається як білий, а посеред дня – як жовтий. Подібних прикладів можна привести багато. У колориметрії розроблений метод однозначної кількості оцінки кольору, яка спирається на деяке середнє око в умовах адаптації та яка вважається нормальною для колірних вимірювань.

За гіпотезою Юнга-Гемгольца, здатність ока розрізнити кольори зумовлена наявністю у світлочутливій системі ока трьох приймачів, які мають різні криві спектральної чутливості. Кожному відчуттю кольору відповідає визначене співвідношення рівнів збудження цих приймачів.

За допомогою цієї гіпотези вдалося пояснити всю різноманітність явищ, які виникають при змішуванні кольорів. У наш час ця гіпотеза підтверджена прямими експериментами. У колбочках містяться три різновиди іодопсина, яким відповідають спектральні чутливості, приведені на рис. 7.2.

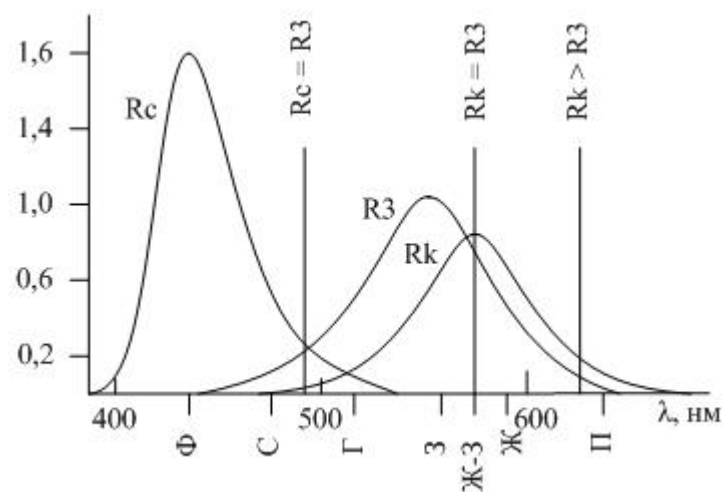


Рис. 7.2 – Криві основних збуджень (фізіологічні криві складання), які відповідають спектральній чутливості рецепторів ока людини для кутів зору, рівних 2^0 . (Ф – фіолетовий, С – синій, З – зелений, Ч – червоний і т. д.)

Око містить три групи рецепторів, із яких одна найбільш чутлива до інтервалу довжин хвиль 400 – 500 нм (синій колір), друга – до інтервалу 500 – 600 нм (зелений колір). Рецептори реагують на випромінення відповідно до їх спектральної чутливості, у результаті відчуття кольору в мозку людини виникають, визиваючи, відповідно, відчуття синього, зеленого або червоного кольорів. Ці елементарні відчуття називаються **основними**.

Таким чином, відчуття кольорів у мозку людини складається в єдине ціле, яке залежить від співвідношення основних відчуттів. Наприклад, при переважанні, реакцій рецепторів, які відповідають за виникнення синіх сигналів, з'являються відчуття синього кольору. Якщо одночасно переважають реакції зелених і червоних рецепторів, та виникає відчуття жовтого кольору.

Оскільки співвідношення інтенсивностей основних сигналів визначається спектральним складом випромінення і формами спектральних характеристик чутливості рецепторів, які частково перекриваються, то випромінення різних спектральних складів можуть дати однакові співвідношення інтенсивностей сигналів і, таким чином, викликати відчуття однакових кольорів. Рис. 7.2.

показує, що випромінення початку видимої частини спектра від 380 нм до 430 нм діє тільки на синечутливі колбочки (Rc). Чутливість інших рецепторів у цій частині спектра дуже мала. Їх реакції призводять до відчуття фіолетового кольору (Ф). Чутливість синечутливих колбочок і, таким чином, інтенсивність відчуття в діапазоні: 380 – 430 нм зростає зі збільшенням довжини хвилі. Після 430 нм на випромінення реагують вже зеленочутливі рецептори (Rz). Тому колір поступово переходить у синій. Потім починають працювати і червоночутливі рецептори (Rk). Колір поступово переходить у блакитно-синій, а потім і в блакитний (Б). Після 530 нм переважає зелений колір, який зі збільшенням довжини хвилі поступово переходить у жовтий (Ж) помаранчевий (П) і потім у червоний (Ч) колір.

При поясненні виникнення того або іншого кольорового відчуття доводиться порівнювати реакції рецепторів різного типу. Наприклад, після 650 нм переважає виключно червоний тож, при цьому реакції Rz і Rk знаходяться у відношенні 1:10. Порівняння реакції можливе, якщо встановлена їх загальна міра, з урахуванням, звичайно, того, що реакція рецепторів різного типу якісно різні. За певного співвідношення Rc, Rz і Rk виникає відчуття білого кольору. У цьому випадку реакції рецепторів усіх типів домовились вважати рівними, і вони приймаються за одиничні. Цей принцип використовується не тільки в теорії колірної зору, але й у колориметрії, де кількість кольорів вважається рівним, якщо їх накладання дає незабарвлений, так званий ахроматичний колір.

Ахроматичні – це незабарвлені кольори: білий, сірий, чорний. Вони якісно не розрізняються. Різниця в суб'єктивному зоровому відчутті при дії на око ахроматичних випромінювань залежить тільки від рівня подразнення рецепторів. Тому ахроматичні кольори можуть бути задані однією «психологічною» величиною, а саме світлотою.

У свою чергу, **ступінь відмінності** (або віддаленості) хроматичного кольору від ахроматичних називається насиченістю.

У колориметрії за одиницю приймається насиченість кольорів спектральних випромінювань, які оком суб'єктивно сприймаються як найбільш насичені кольори.

Проте світлота і насиченість недостатні для повного суб'єктивного визначення кольору. Коли кажуть «насичений червоний», то крім насиченості згадують ще і колірний тон. **Колірний тон** – це ще одна суб'єктивна психофізіологічна характеристика кольору, яка визначає його схожість із відомим і очевидним кольором, існуючим у природі. Наприклад, синій колір неба, зелений колір листя, жовтий колір піску і т. д. Колірний тон визначається рецепторами, які дають найбільшу реакцію.

7.2. Основи колірних вимірювань

Щоб створити колориметричну систему вимірювання кольору, необхідно врахувати суб'єктивізм сприйняття кольору, а також формалізувати в математичній формі властивості зорової системи ока людини, переходячи від суб'єктивних характеристик кольору до наукового, викладеного мовою цифр і формул, суворого математичного опису.

Колірні закони Грассмана. Таким чином, звертаючись до основних відчуттів введемо за аналогією поняття основних випромінювань або основних кольорів. Інколи в літературі їх ще називають **колірними стимулами**.

Під основними випроміненнями або кольорами в колориметрії розуміють кольори, які підкорюються трьом законам адитивного синтезу кольорів, уперше сформульованим Грассманом.

1. Перший закон Грассмана (закон трьохмірності). Будь-який колір однозначно виражається трьома кольорами, якщо вони лінійно незалежні, тобто ні один із них неможливо одержати шляхом складання двох інших кольорів. Закон стверджує можливість опису кольору за допомогою колірних рівнянь.

2. Другий закон Грассмана (закон неперервності): за неперервної зміни випромінення колір суміші також змінюється неперервно. Не існує такого кольору, до якого неможливо було б підібрати нескінченно близький.

3. Третій закон Грассмана (закон адитивності). Колір суміші випромінення залежить тільки від їх кольорів, а не від їх спектрального складу. Відмітимо, що наслідком цього закону є адитивність колірних рівнянь: якщо кольори змішуваних випромінювань описані кольоровими рівняннями, то суміші виражають сумою колірних рівнянь.

Саме на цих законах, як на «трьох кітах», заснована метрологія кольору – колориметрія.

Колірний простір \overline{RGB} і колірний трикутник $\vec{r}\vec{g}\vec{b}$

Результати будь-яких вимірювань мають бути однозначні та співставленні. Сукупність нормованих умов вимірювання кольору становить колориметричну систему.

Перша колориметрична система була прийнята в 1931 році на Восьмій сесії МКО. Резолюція МКО 1931 року в якості трьох лінійно незалежних кольорів, які лежать в основі цієї колориметричної системи, були вибрані наступні монохроматичні випромінення червоного, зеленого і синього кольорів, утворюючих так звану тріаду:

- червоне випромінення на довжині хвилі 700,0 нм, яке виділяється за допомогою червоного світлофільтра із спектра звичайної лампи розжарювання;
- зелене випромінення на довжині хвилі 546,1 нм, лінія є у спектрі ртуті;
- синє випромінення на довжині хвилі 435,8 нм, лінія g у спектрі ртуті.

Кольори цих випромінювань були позначені відповідно до англійських назв червоного, зеленого і синього кольорів R, G, B (R – red, G – green, B – blue). Перша колориметрична система одержала назву система RGB.

На тій же сесії МКО у 1931 року одночасно з системою RGB була прийнята інша система, основні кольори якої були вибрані більш насиченими, ніж спектральні. Оскільки таких кольорів у природі не існує, то ця система одержала назву системи XYZ. Ця система була одержана штучно шляхом перерахунку із системи RGB.

Вище ми вже відмічали, що колірна метрика заснована на трьох законах Грассмана.

Відповідно до першого із них будь-який колір може бути складений шляхом змішування в різній пропорції трьох кольорів, кожний із яких неможливо одержати змішуванням двох інших. Інакше кажучи, колір визначається трьома незалежними змінними, які складають рівність

$$\bar{S} = R[\bar{R}] + G[\bar{G}] + B[\bar{B}]. \quad (7.1)$$

де $[\bar{R}]$, $[\bar{G}]$, $[\bar{B}]$ – одиничні кількості основних кольорів системи вимірювання; R, G, B – частини одиничних основних кольорів, які забезпечують колірну рівність, тобто координати певного кольору \bar{S} .

Таким чином, колір можна характеризувати точкою в просторі, положення якої задається трьома координатами. Цю точку можна розглядати, як кінець вектора, проведеного із початку координат (рис. 7.3)

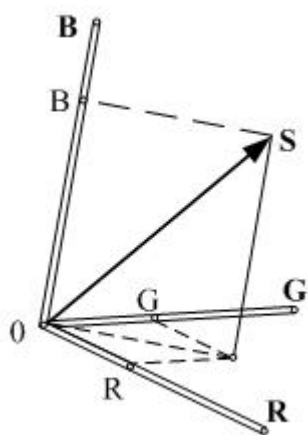


Рис. 7.3 – Трьохмірна колірна координатна система RGB

Тут колір \bar{S} представлений вектором у векторному просторі $\bar{R}\bar{G}\bar{B}$. Колірні координати R, G, B представляються проекціями вектора \bar{S} на координатні осі R, G, B.

Положення самого колірного вектора в колірному просторі та його довжина не залежать від вибору основних кольорів, а визначаються колірністю та яскравістю кольору. Напрямок вектора залежить від співвідношення колірних координат та характеризує колірність. Довжина вектора залежить від колірних координат і виражає яскравість.

Відповідно до третього закону Грассмана колір суміші випромінювання залежить тільки від їх кольору, а не від спектрального складу.

Тобто, якщо кольори змішуваних випромінювань описані колірними рівняннями, то колір суміші виражається сумою колірних рівнянь. Таким чином, якщо маємо два кольори \bar{S}_1 і \bar{S}_2 ,

$$\bar{S}_1 = R_1[\bar{R}] + G_1[\bar{G}] + B_1[\bar{B}],$$

$$\bar{S}_2 = R_2[\bar{R}] + G_2[\bar{G}] + B_2[\bar{B}],$$

то їх сума описується рівнянням:

$$\bar{S}_3 = (R_1 + R_2)[\bar{R}] + (G_1 + G_2)[\bar{G}] + (B_1 + B_2)[\bar{B}]. \quad (7.2)$$

Із законів Грассмана витікає уявлення про вектор кольору, три складові якого мають загальний початок і різні напрямки у просторі. Колір може бути представлений як діагональ паралелепіпеда, побудованого на цих складових. Сукупність трьохмірних векторів кольору складає колірний простір. Кожному кольору відповідає лише один вимір у колірному просторі.

У кольорному просторі у вигляді вектора можна представити й ахроматичні кольори від чорного до білого.

Діагональ цього куба називається ахроматичною віссю. По мірі віддалення векторів кольору від ахроматичної вісі збільшується насиченість кольору.

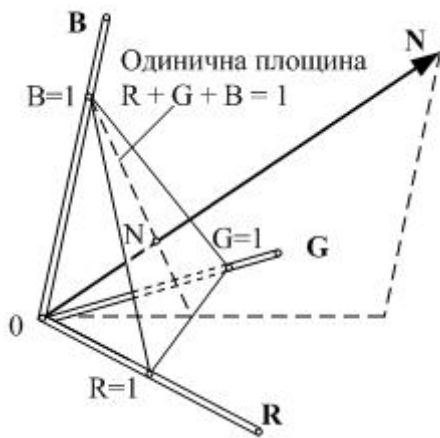


Рис. 7.4 – Площина одиничних кольорів і нейтральний колір N в трьохкоординатному кольорному просторі RGB

Введемо тепер поняття площини одиничних кольорів. Це площина, яка проходить через відкладені на осях координати одиничних значень вибраних основних кольорів R, G, B (рис. 7.4). Сума координат одиничних кольорів (або модуля кольору) дорівнює одиниці.

Кожній точці площини одиничних кольорів відповідає слід кольорного вектора з модулем, рівним одиниці, який пронизує площину в цій точці. Тому колірність будь-якого випромінювання може бути представлена на площині єдиною точкою. Так, наприклад, точка

білого кольору утворюється шляхом перетину ахроматичної осі з площиною в точці N.

Площина одиничних кольорів, перетинаючись із координатними площинами, утворює трикутник, який називається кольорним трикутником або трикутником колірності, у вершинах якого знаходяться точки основних кольорів $R = 1, G = 1, B = 1$.

Тепер може бути зроблений дуже важливий і корисний із практичної точки зору крок, який дозволяє перейти від трьохмірного опису кольору до двохмірного опису в прямокутній системі координат на площині.

Виявляється, що для опису колірності не обов'язково застосовувати просторове представлення. Для цього достатньо використовувати площину трикутника колірності rgb (рис. 7.5).

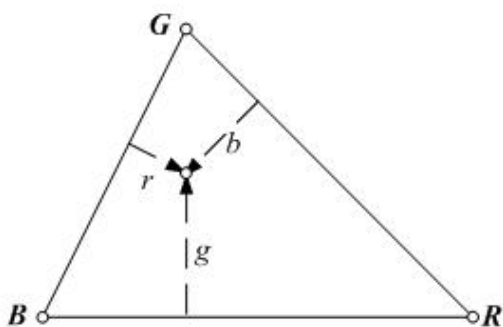


Рис. 7.5 – Трикутник колірності rgb або одинична площина трьохкоординатного кольорного простору

Кути трикутника колірності на рис. 7.5 являються собою точки колірності (R), (G), (B) основних кольорів R, G і B, а точка S утворює точку колірності кольору S' з координатами колірності r, g і b.

У колориметрії прийнято координати кольору позначати великими буквами, наприклад, R, G і B,

а координати колірності, відповідно, маленькими r, g і b. Термін «колірність» припускає кореляцію зі сприймайною величиною, яка раніше називалась нами відчуттям колірності (вона об'єднувала, колірний тон і насиченість).

Можна зрозуміти, що координати колірності r , g і b зв'язані з координатами кольору R , G , B наступними простими співвідношеннями:

$$r = \frac{R}{R+G+B}; g = \frac{G}{R+G+B}; b = \frac{B}{R+G+B}. \quad (7.3)$$

Звідси виходить, що $r + g + b = 1$.

Зручність трикутника колірності полягає в тому, що однозначне положення точки будь-якої колірності може бути задано тільки двома координатами, наприклад, r і g , а третю b можна знайти за двома іншими, оскільки сума координат колірності дорівнює одиниці.

Таким чином, колір графічно може бути виражений у вигляді вектора в трьохмірному просторі координат кольору RGB або у вигляді точки, яка знаходиться в середині трикутника колірності у двомірному просторі координат колірності $\vec{r}\vec{g}$.

Для подальшого розуміння вимірювання кольору необхідно ввести таке важливе поняття, як криві, або функції складання кольорів.

Використаємо для вимірювання кольору прилад, який називається візуальним колориметром. Вимірювання кольору цим приладом засновано на тому, що за допомогою трьох основних кольорів колориметричної системи синтезується колір, тотожний вимірюваному кольору. Схема такого візуального вимірювання кольору приведена на рис. 7.6.

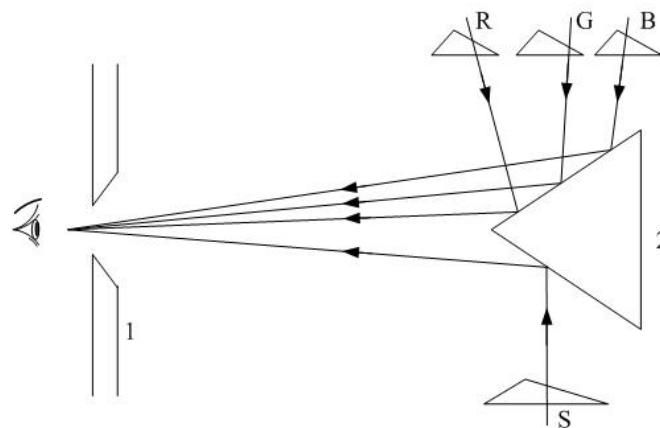


Рис. 7.6 – Схема вимірювання кольору за допомогою візуального колориметра:
1 – діафрагма, через яку проводиться спостереження; 2 – призма для порівняння колірності й інтенсивності падаючих на неї світлових променів

Дві грані призми 2, які спостерігаються через діафрагму 1, утворюють фотометричне поле, що дозволяє порівнювати колірність і інтенсивність падаючих на призму світлових променів. На одну половину поля направляється вимірюване випромінювання S , на іншу – основні випромінювання (стимули) червоного (R), зеленого (G) і синього (B) кольорів. Їх кількість можна регулювати, наприклад, за допомогою діафрагми або нейтральних оптичних клинів, як це показано на рис. 7.6.

Спостерігач бачить обидві половини поля і змінює співвідношення кількостей основних кольорів (стимулів) на тій грані, де проходить змішування кольорів, так, щоб візуально вирівняти кольори обох половин поля зору.

Знаючи характеристики світлорегулюючих пристроїв (оптичних клинів, показаних на рис. 7.6), за яких досягається візуальна тотожність полів, за значеннями коефіцієнтів пропускання знаходять кількості основних кольорів червоного (R) з довжиною хвилі $\lambda_R = 700,0$ нм, зеленого (G) з довжиною хвилі $\lambda_G = 546,1$ нм і синього (B) з довжиною хвилі $\lambda_B = 435,8$ нм, необхідних для синтезу кольору, візуально тотожного вимірюваному кольору S.

Крім того, у процесі вимірювань одиниці основних кольорів вибираються так, щоб їх енергетичні яскравості співвідносились між собою як $L_R : L_G : L_B = 72,1 : 1,4 : 1,0$.

Вибір одиниць основних кольорів з такими відношеннями енергетичних яскравостей визначаються з експериментів, в яких колір суміші одиничних кількостей основних кольорів урівнюється з кольором рівноенергетичного стимулу або рівноенергетичного випромінення.

Рівноенергетичний стимул може являти собою як адитивну суміш усіх монохроматичних випромінювань, які складають неперервний спектр видимої зони від 380 нм до 780 нм, в якому кожний стимул або випромінення має одну і ту саму енергетичну яскравість.

Результати подібного експерименту являються собою психофізичні дані, які служать основою для побудови теорії колірної зору і створення практичного методу вимірювання кольору з використанням кривих складання кольорів, для так званого, середнього стандартного спостерігача з нормальним колірним зором.

В результаті проведення вище описаного експерименту були одержані криві або функції складання кольорів $r(\lambda)$, $g(\lambda)$, $b(\lambda)$, які представляють собою функції розподілу за спектром кольорових координат монохроматичних випромінювань потужністю в 1 Вт у колориметричній системі RGB (рис. 7.7). Зазначимо, що приведені на рис. 7.7 криві (функції) складання відносяться до реальних кольорів, є гладким і неперервним.

Вони мають додатні та від'ємні ділянки, межі між якими відповідають основним кольорам: \vec{R} при 700 нм, \vec{G} при 546,1 нм і \vec{B} при 435,8 нм.

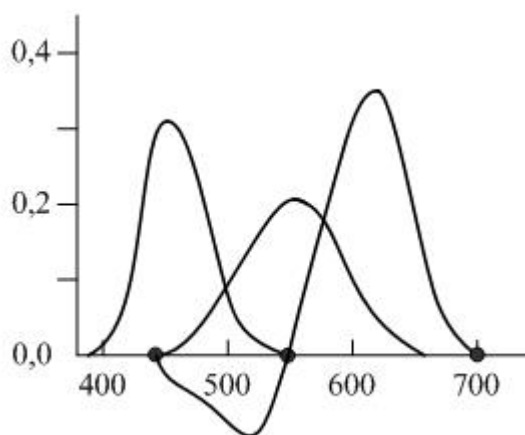
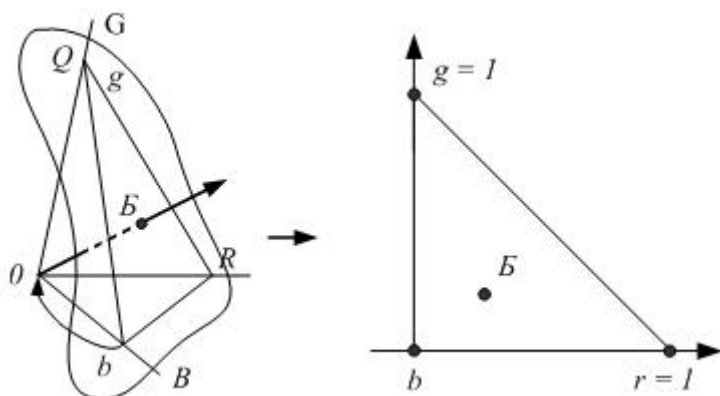


Рис. 7.7 – Функції або криві складу кольорів у колориметричній системі RGB

Діафрагма колірності $\vec{g}\vec{g}\vec{b}$. Локус реальних кольорів.

Перейдемо тепер до визначення меж реально існуючих і тих, за якими ведеться спостереження у природі кольорів у термінах трикутника колірності і кривих складання кольорів. Оскільки більш насичених кольорів, ніж спектральні, у природі не існує, то точки колірності, які їх виражають, будуть визначати границю між реально існуючими кольорами і нереальними кольорами.

Виберемо у трикутнику rgb одну із вершин, наприклад b , за початок координат, відкладено значення $r = 1$ і $g = 1$ по горизонталі та вертикалі, відповідно (рис. 7.8)



Точка B має координати $r = 0,333$ і $g = 0,333$, відповідає білому кольору.

Позначимо на трикутнику rgb значення координат колірності, які відповідають

Рис. 7.8 – Проекція трикутника колірності на площину rg

спектральним випроміненням від 380 до 700 нм. Для цього будемо користуватися кривими складання кольорів. За їх даними визначимо положення точок, які відповідають координатам колірності монохроматичних випромінювань. З'єднавши ці точки між собою, одержимо лінію спектральних кольорів. Ця крива отримується розімкненою (рис. 7.9)

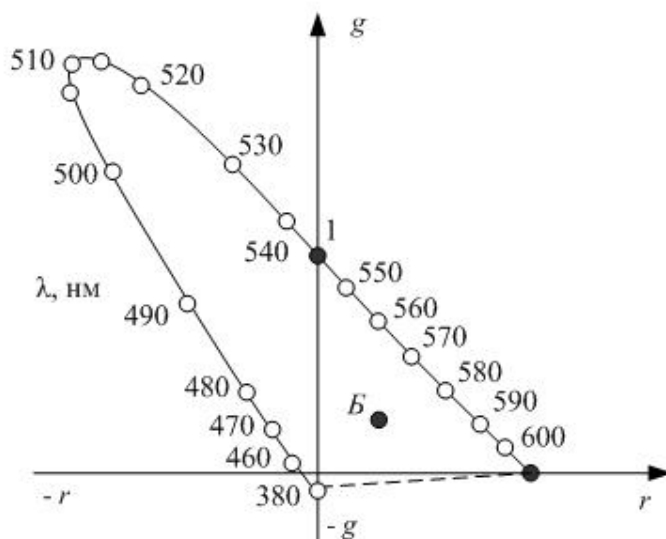


Рис. 7.9 –Лінії спектральних кольорів (або локус реальних кольорів у колориметричній системі RGB)

Її граничні точки відповідають і максимальному насиченому червоному ($\lambda = 700$ нм) і фіолетовому ($\lambda = 380$ нм) кольорам. Замкнувши кінці граничних

точок прямою пунктирною лінією, одержимо геометричне місце точок максимально насичених пурпурних кольорів. Оскільки пурпурні кольори являються собою суміш червоних і фіолетових випромінювань і їх у реальному спектрі немає, то на пунктирній лінії рис. 7.6 нереальних пурпурних кольорів не має значень довжин хвиль. Ця лінія спектральних кольорів, яка представляє геометричне місце точок колірності монохроматичних випромінювань і замкнена прямою лінією пурпурних кольорів, називається локусом (від латинського слова locus – „місце”).

У середині локусу знаходиться всі реальні кольори, тобто кольори будь-яких фізично здійснюваних випромінювань. Зовні локусу лежать нереальні (уявні) кольори, більш насичені, ніж спектральні, виражені в певній колориметричній системі.

Незалежно від вибраної колориметричної системи загальними властивостями будь-якого локусу є наступні:

- точка білого кольору B завжди має координати колірності $r = 0,333$ і $g = 0,333$;
- насиченість кольорів зростає від точки білого кольору до локусу;
- на прямій, яка з'єднує точку білого кольору з будь-якою точкою локусу, лежать кольори однакового колірною тону, але різної насиченості.

Як видно із рис. 7.9, колірність більшої частини випромінювання характеризується від'ємною координатою ($r < 0$), а у пурпурових кольорів координата g також від'ємна ($g < 0$). Це незручно, оскільки ускладнює розрахунки кольорів за їх спектральним складом.

Ці недоліки стали причиною створення іншої колориметричної системи XYZ, яка одержала широке розповсюдження і стала основною, стандартною міжнародною колориметричною системою, яка використовується в більшості колірних вимірювань.

Колориметрична система XYZ. Колориметрична система XYZ вільна від недоліків системи реальних кольорів RGB. Тріаду XYZ складають нереальні (уявні) кольори, більш насичені, ніж спектральні.

Тріада основних лінійно незалежних кольорів у системі XYZ, відповідності до третього закону Грассмана, перераховується шляхом лінійного перетворення із тріади RGB наступним чином:

$$\begin{aligned} [\bar{X}] &= 0,4185[\bar{R}] - 0,0912[\bar{G}] + 0,0009[\bar{B}]; \\ [\bar{Y}] &= -0,1588[\bar{R}] + 0,2524[\bar{G}] - 0,0025[\bar{B}]; \\ [\bar{Z}] &= -0,0829[\bar{R}] + 0,0157[\bar{G}] + 0,1786[\bar{B}]. \end{aligned} \quad (7.5)$$

Із вищеприведених співвідношень витікає, що:

- колір X близький за тоном до червоного (R), але більш насичений, оскільки в співвідношенні є член $(-0,0912G)$;
- колір Y набагато насичений, ніж зелений (G), оскільки в співвідношенні є дві від'ємні координати $(-0,1588R)$ і $(-0,0025B)$;

- колір Z трохи блакитніший, ніж синій (B) і більш насичений ($-0,0829R$).

Крім того, уявні кольори X і Y не мають яскравості, яка тепер може бути одержана тільки із координати Z, що суттєво спрощує розрахунки.

В свою чергу, координати деякого кольору в системі XYZ дорівнюють сумі координат того ж кольору в старій системі RGB, при цьому кожна із них одержана лінійним перетворенням кольорів в системі RGB, визначених в системі XYZ:

$$\begin{aligned} X &= 2,7689R + 1,75176G + 1,1302B; \\ Y &= 1,0000R + 4,5907G + 0,0601B; \\ Z &= 0,0565G + 5,5943B. \end{aligned} \quad (7.6)$$

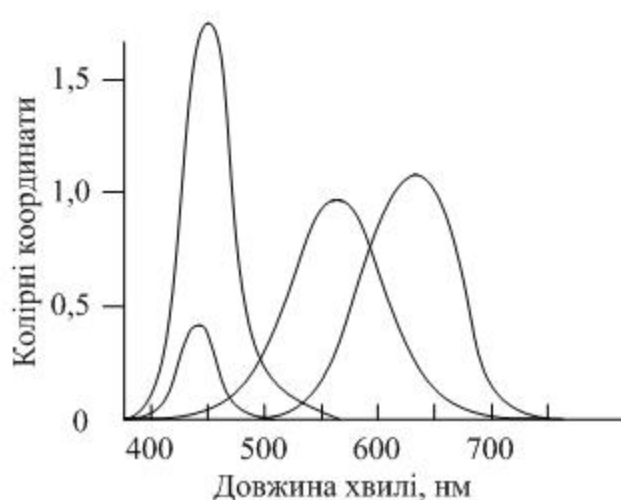


Рис. 7.10 - Криві складання кольорів у колориметричній системі XYZ

На відміну від системи RGB, криві (функції) складання кольорів в системі XYZ мають тільки додатні значення в діапазоні всього видимого спектра довжин хвиль від 380 до 780 нм (рис. 7.10).

Ординати кривих складання являють собою координати кольору монохроматичних випромінювань сталої потужності в системі XYZ. Вони відповідають кутовому розміру поля зору 2^0 і визначають так званого стандартного колориметричного

спостерігача МКО 1931 р.

Функція $y(x)$ збігається з функцією відносної спектральної світлової ефективності $V(x)$, або кривою видимості стандартного фотометричного спостерігача МКО 1931 р. Ця крива називається ще спектральною кривою видимості ока стандартного спостерігача з нормальним зором, тобто є усередненою кривою спектральної чутливості ока людини.

Відмітимо, що в 1964 році МКО прийняла рекомендації, які визначають так званого допоміжного стандартного колориметричного спостерігача з кутом зору більшим 2^0 , а саме з кутом зору 10^0 . Були розроблені криві складання кольорів колориметричної системи $X_{10} Y_{10} Z_{10}$ і відповідно колірні графіки x_{10}, y_{10} МКО 1964. У наш час ця система набула широкого застосування у практиці сучасної колориметрії.

Криві складання кольорів колориметричної системи XYZ, приведені на рис. 7.10, одержані в результаті ретельних досліджень. Вони включені у вигляді подібних таблиць у міжнародні рекомендації та національні колориметричні стандарти.

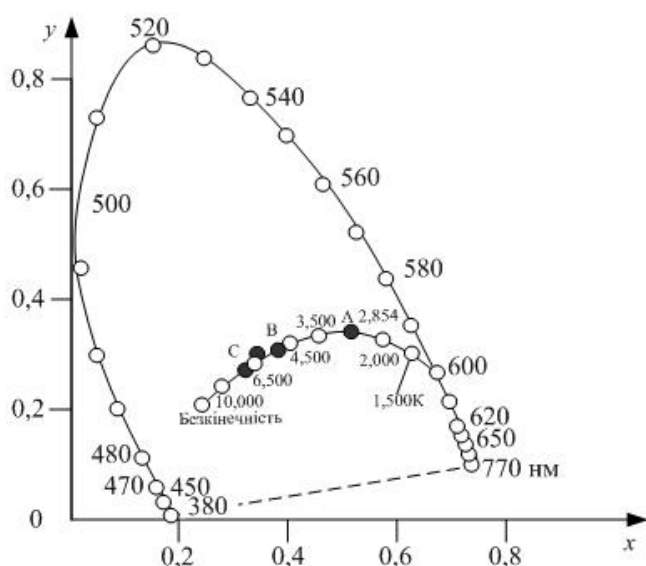


Рис. 7.11 – Локус або колірний графік x і y в колірному просторі МКО 1931 р. XYZ

Колірний трикутник у системі XYZ являє собою прямокутний трикутник колірності спектральних випромінювань, розташовується на лінії локусу, початок і кінець якої за з'єднується прямою лінією пурпурових кольорів (рис. 7.11)

Ділянка довжин хвиль $\lambda = 588 = 680$ нм практично прямолінійна. Усі реальні кольори розташовуються в середині замкненої лінії. На графіку рис. 7.11 приведена так звана лінія чорного тіла і точки,

які лежать на ній, які характеризують колірність і корельовану колірну температуру стандартних колориметричних джерел випромінення типу А, В, С, Д65.

Приведемо рисунок, який ілюструє побудови лінії локусу в колірному просторі МКО 1931 р. XYZ [1], рис. 7.12.

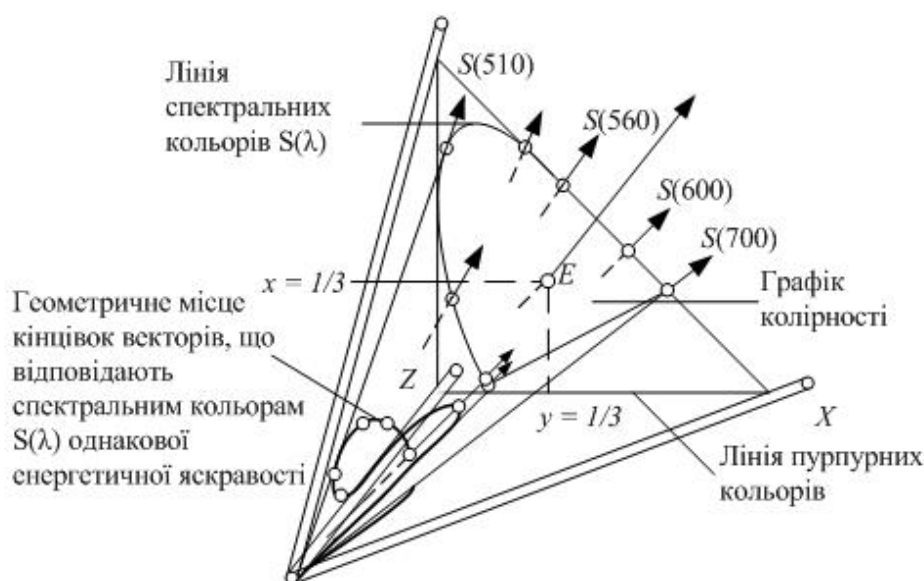


Рис. 7.12 – Трьохкоординатний колірний простір, побудований на основних кольорах МКО 1931р., X, Y, Z

На рис. 7.12 приведений графік колірності x , y і лінія пурпурових кольорів. Крім цього зображена лінія, яка є геометричним місцем кінців векторів, які відповідають спектральним кольорам однакової енергетичної яскравості $S(\lambda)$. Точки перетину векторів $S(\lambda)$ з одиничною площиною при зміні довжини хвилі λ від значення 400 нм до 700 нм утворюють лінію чистих спектральних кольорів на графіку колірності. Точки колірності, розташовані на

прямій лінії, яка з'єднує точки колірності $S(\lambda = 400\text{nm})$ і $S(\lambda = 700\text{nm})$, лежать на так званій лінії пурпурових кольорів.

Сукупність чистих спектральних кольорів $S(\lambda)$ і різних адитивних сумішей $S(\lambda = 400\text{nm})$ і $S(\lambda = 700\text{nm})$ утворюють у трьохкоординатному колірному просторі конус, у середині якого знаходяться кольори будь-яких адитивних сумішей спектральних монохроматичних кольорів. Поверхня цього конуса представляє собою межу всіх реально існуючих кольорів. Кольори, які виходять за межі конуса, або інше за межі колірного охоплення системи, називаються нереальними кольорами, які фізично не існують у природі. Звідси зрозуміло, чому основні кольори системи X, Y, Z є характерним прикладом нереальних кольорів.

На відміну від реальної колориметричної системи RGB , координати кольору в якій можуть приймати від'ємні значення, координатами X, Y, Z будь-якого реального кольору в системі XYZ ніколи не приймають від'ємних значень, оскільки весь конус розташований у додатньому квадранті колірного простору.

Колір \vec{E} , який перетинає графік колірності в точці E з координатами $x = y = z = 0,333$, являє собою колір так званого рівноенергетичного джерела випромінення.

Координати колірності x, y, z пов'язані з координатами кольору X, Y, Z очевидними співвідношеннями:

$$x = \frac{x}{x+y+z}; \quad y = \frac{y}{x+y+z}; \quad z = \frac{z}{x+y+z}. \quad (7.7)$$

І оскільки $x + y + z = 1$, то, звичайно, при розрахунках колірності в системі XYZ обмежуються тільки значеннями координат x і y .

Координати кольору X, Y, Z можуть бути виражені через координати колірності x, y, z і модуль кольору, позначені m , і численно дорівнюють сумі координат кольору:

$$X = mx, \quad Y = my, \quad Z = mz. \quad (7.8)$$

Оскільки, відповідно до третього закону Грассмана (закон адитивності), колір суміші кольорів виражається через суму координат зменшуваних кольорів (див. формулу 7.2), то вираз кольорів x та y суміші двох кольорів x_1, y_1 і x_2, y_2 будуть мати вигляд:

$$x = \frac{m_1 x_1 + m_2 x_2}{m_1 + m_2}; \quad y = \frac{m_1 y_1 + m_2 y_2}{m_1 + m_2}. \quad (7.9)$$

Із рівняння (7.9) витікає, що колірності суміші двох кольорів будуть зображатись на колірному графіку x, y (рис. 7.11) точкою, яка лежить на прямій лінії, яка з'єднує колірності змішуваних кольорів. Відповідно, відстань від точок колірності суміш кольорів, до точок колірності змішування кольорів буде обернено пропорційна модулям цих кольорів.

Використання третього закону Грассмана про адитивність кольорів і витікаючих із нього закономірностей дозволяє проводити розрахунок координат кольору для несамосвітніх зразків відбиваючих і прозорих

матеріалів за їх вимірними спектральними коефіцієнтами відбиття і пропускання. Розрахунок у системі МКО 1931 р. проводиться за наступними формулами (приклад для відбиваючих зразків):

$$\begin{aligned}x &= \int \Phi_{e\lambda}(\lambda)\rho(\lambda)x(\lambda)d\lambda, \\y &= \int \Phi_{e\lambda}(\lambda)\rho(\lambda)y(\lambda)d\lambda, \\z &= \int \Phi_{e\lambda}(\lambda)\rho(\lambda)z(\lambda)d\lambda,\end{aligned}\tag{7.10}$$

де $\Phi_{e\lambda}$ – функція відносного спектрального розподілу енергії джерела випромінення, яке використовується при вимірюваннях $\rho(\lambda)$ – значення спектральних коефіцієнтів відбиття досліджуваного зразка; $x(\lambda)$, $y(\lambda)$, $z(\lambda)$ – координати кривих складання кольорів у системі XYZ МКО 1931 р.

При вимірюванні прозорих зразків у формулах (7.10) замість значень спектральних коефіцієнтів відбиття $\rho(\lambda)$ необхідно використовувати вимірні значення спектральних коефіцієнтів пропускання прозорих зразків $\tau(\lambda)$.

Значення ординат кривих складання кольорів у системі XYZ МКО 1931 р. $x(\lambda)$, $y(\lambda)$, $z(\lambda)$ в інтервалі довжин хвиль 380 – 780 нм з кроком 10 нм і або 5 нм табульовані та приведені в літературі [2, 3] і публікації МКО [4].

Значення функцій $\Phi_{e\lambda}x(\lambda)$, $\Phi_{e\lambda}y(\lambda)$, $\Phi_{e\lambda}z(\lambda)$ для різних типів джерел випромінення також табульовані.

Розрахунок координат кольору за формулами (7.10) відіграє дуже важливу роль при проведенні вимірювання координат кольору за допомогою спектроколориметричних приладів.

Стандартне колориметричне джерело випромінення – це джерело, яке можна відтворити за колірною температурою і спектральним розподілом енергії випромінення.

Колірна температура T_c – це температура абсолютно чорного тіла, за якої колірність його випромінення однакова з колірністю досліджуваного випромінення.

На рис. 7.11 приведена крива з точками колірності ідеальних (планківських) випромінювачів при різних температурах, яка називається лінією чорного тіла. Колірна температура стандартних колориметричних джерел випромінення типу А, В, С і D65 визначається за положенням точки, яка відповідає його колірності на лінії чорного тіла, нанесеній на графіку рис. 7.11. Якщо колірність джерела випромінення не збігається ні з однією із точок лінії чорного тіла, то знаходиться найближча точка лінії та на ній визначається так звана корельована колірна температура певного джерела світла.

У табл. 7.1 приведені координати колірності в колориметричній системі МКО 1931 (для 2⁰ спостерігача) і МКО 1964 (для 10⁰ спостерігача) і корельовані колірні температури стандартних колориметричних джерел світла випромінення типу А, В, С, D65, джерел D50, D55 і D75, використовуваних при вимірюваннях у сучасній колориметрії, а також ідеального рівноенергетичного джерела випромінення Е.

Таблиця 7.1 – Координати колірності та корельована колірна температура стандартних колориметричних джерел випромінення

Колориметричні джерела випромінення	Координати колірності в колориметричній системі МКО						Корельована колірна температура, К
	МКО 1931 р. 2 ⁰			МКО 1964 р., 10			
	x	y	z	x ₁₀	y ₁₀	z ₁₀	
A	0,4476	0,4074	0,1460	0,4512	0,4059	0,1429	2856
B	0,3484	0,3516	0,3000	0,3498	0,3527	0,2975	4874
C	0,3101	0,3162	0,3737	0,3104	0,3190	0,3706	6774
D65	0,3127	0,3290	0,3583	0,3138	0,3310	0,3552	6504
D50	0,3457	0,3585	0,2958	0,3477	0,3595	0,2928	5000
D55	0,3324	0,3474	0,3202	0,3341	0,3487	0,3172	5500
D75	0,2990	0,3149	0,3861	0,2997	0,3174	0,3829	7500
E	0,3333	0,3333	0,3333	0,3333	0,3333	0,3333	-

Джерело А – це норма середнього штучного освітлення. Це джерело має такий самий розподіл потоку випромінення у видимій зоні спектра, що й абсолютно чорне тіло з колірною температурою 2856 К, координати колірності джерела А: $x = 0,4476$ і $y = 0,474$

Джерело В – це джерело відтворює пряме сонячне випромінення при висоті стояння сонця менше 30⁰. Має корельовану колірну температуру 4874 К. Щоб його відтворити, калібровану лампу екранують світлофільтром. Координати колірності джерела В: $x = 0,3484$ і $y = 0,3516$.

Джерело С – це джерело відтворює розсіювання денного світла. Відтворює випромінення денного неба, затягнутого хмарами, при висоті стояння сонця менше 30⁰. Корельована колірна температура джерела 6774 К. Джерело являє собою калібровану лампу з світлофільтром. Координати колірності джерела С: $x = 0,3101$ і $y = 0,3162$.

Джерело D65 – це джерело відтворює усереднене денне світло. Корельована колірна температура джерела складає 6504 К. Координати колірності: $x = 0,3127$ і $y = 0,3290$.

В якості центру колірного трикутника (\vec{E}) обрано випромінення, яке має постійну спектральну густину за довжинами хвиль, так званий рівноенергетичний спектр.

Ахроматичними поверхнями вважаються поверхні, колір яких не відрізняється від кольору освітлюючого їх джерела (біла, сіра).

7.3. Координати колірності світлодіодів

Монохроматичні джерела випромінення ($\Delta\lambda \rightarrow 0$) розташовуються по периметру колірної діаграми. Для людського ока випромінення світлодіодів здається монохроматичним, проте, з точки зору фізики, це не так, оскільки ширина спектральної лінії світлодіода є кінцевою величиною, приблизно рівною 1,8 нТ. Тому світлодіоди розташовуються не на самій межі кольорової діаграми, а біля неї. Якщо джерело випромінення світла не на одній довжині

хвилі, а в діапазоні довжин хвиль, його координати колірності звужуються ближче до центра діаграми.

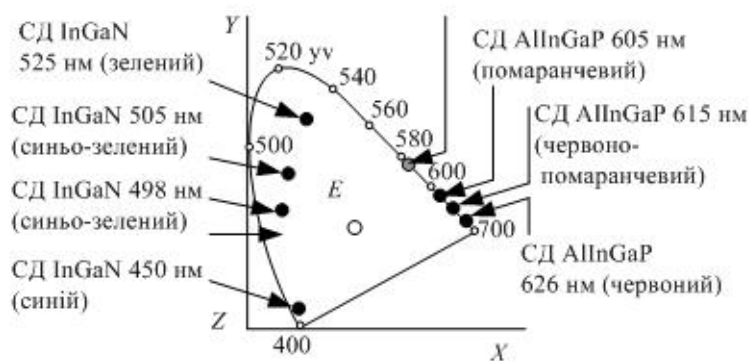


Рис. 7.13 –Розташування світлодіодів різних типів на колірній діаграмі

кольору близька до 100 %. Проте світлодіоди синьо-зеленого і зеленого свічення зміщенні від периметра ближче до центра діаграми випромінювання цієї групи світлодіодів із сильною кривизною колірної діаграми в зеленій зоні спектра.

На рис. 7.13 показано розташування різних типів світлодіодів на колірній діаграмі.

Світлодіоди червоного і синього свічення знаходяться на границі колірної діаграми. Чистота їх

7.4. Метод розрахунку координат кольору та координат колірності

7.4.1. Специфіка спектральних вимірювань і розрахунків у колірності

Формули для розрахунку координат кольору і координат колірності за наслідки спектральних вимірювань є загальновідомими [5], однак існує безліч нюансів, які можуть істотно вплинути на кінцевий результат. Це стосується як процедури вимірювання, так і процедури розрахунку. Були проведені теоретичні дослідження процесів під час високоточних колориметричних вимірювань, а також під час передавання і відтворення колориметричних величин. Результат визначення координат кольору і колірності залежить від цілої групи вимірювань, причому внески результатів вимірювань на різних довжинах хвиль сильно відрізняються. Наприклад, результати вимірювань на межах спектральної зони чутливості людського ока практично не впливають на кінцевий результат. Із метою забезпечення єдності вимірювань на основі міжнародно визнаних правил вимірювання і розрахунків у процесі розроблення еталону створено методику проведення вимірювань і розрахунків, яка згодом стала основою методики вимірювань і опрацювання на Державному первинному еталоні одиниць координат кольору і координат колірності, а також методики розрахунку „РМУ 11-054-2007. Координати кольору та колірності. Метод розрахунку” [6]. Методику засновано на послідовності дій, викладеної у Standard Practice for Computing the Colors of Objects by Using CIE System ASTM E 308-01 [7] (American Society for Testing and Materials – американська організація, що розробляє та видає стандарти для матеріалів, продуктів, систем і послуг). Цей документ розроблено американською спільнотою випробувань і матеріалів і сьогодні використовується для практичного обчислення координат кольору в понад 135 країнах.

У цьому документі викладено процедуру розрахунків, які потрібно виконати для обчислення координат кольору СІЕ за даними спектрального коефіцієнта відбиття, спектрального коефіцієнта пропускання або спектральної енергетичної яскравості для зразків кольору об'єктів. Визначення, таблиці спектральних значень для розрахунку координат кольору СІЕ X, Y, Z і координат колірності x, y для стандартного спостерігача СІЕ 1931, координат кольору X_{10} , Y_{10} , Z_{10} і x_{10} , y_{10} для додаткового стандартного спостерігача СІЕ 1964; стандартні значення для спектральної потужності шести стандартних джерел СІЕ і трьох додаткових не включено у цей розділ через громіздкість.

Представлені процедури перетворення результатів у системи CIELAB і CIELUV, подано рівняння для розрахунку колірних контрастів.

Зазначені матеріали забезпечують розрахунки для вимірювань із кроком 1, 5, 10 або 20 нм. Передбачається, що спектральна смуга пропускання приладу, який використовується для вимірювань, приблизно дорівнює інтервалу вимірювання, а також, що апаратна функція має трикутну форму. Сенс цих вимог полягає у ліквідації необхідності вимірювань інтенсивності вузьких ліній. На рис. 7.14 подано приклад, що пояснює вигоду використання інтервалу вимірювання, який збігається зі смугою пропускання (апаратною функцією) за рівнем половини висоти. На рис. 7.14 зображено два контури смуги пропускання спектрального приладу, розташовані один від одного на 20 нм. Центр першого розташований на -8 нм від спектральної лінії випромінювання, що знаходиться окремо, центр іншого – на $+12$ нм від цієї лінії. Спектральний прилад у разі вимірювання сигналу за першим контуром

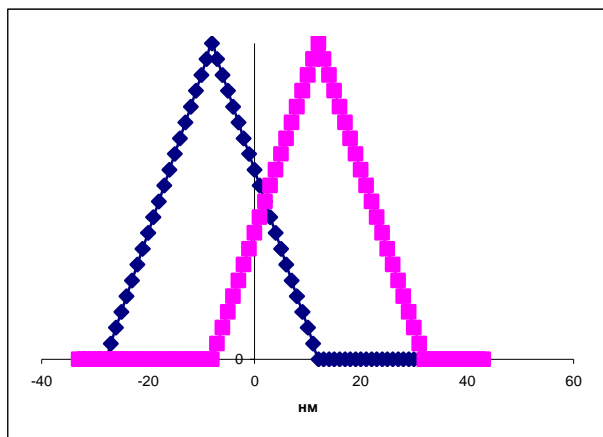


Рис. 7.14 – Пояснення до вимоги трикутної смуги пропускання (рівності інтервалу вимірювання і спектральної ширини контуру пропускання на половині висоти)

зареєструє сигнал, пропорційний частині 1, а у разі вимірювання в іншому контурі – сигнал, пропорційний частині 2. Очевидно, що сума цих сигналів збігається з сигналом для того випадку, коли прилад є точно налаштованим на довжині хвилі цієї лінії випромінювання, що знаходиться окремо.

Очевидно, що для багатих лінійчастих спектрів такий підхід є не лише точнішим, але і набагато простішим.

7.4.2. Основні етапи вимірювань і розрахунків координат кольору та координат колірності

Для визначення координат кольору слід вибрати таке:

1. *Спостерігач* – слід визначити, для якого спостерігача виконуватимуться розрахунки. Це має бути або стандартний спостерігач СІЕ 1934 р. (спостерігач з кутом зору 2°), або додатковий стандартний спостерігач СІЕ 1964 р. (спостерігач з кутом зору 10°).

2. *Джерело* – слід визначити для якого джерела виконуватимуться розрахунки. Це має бути одне зі стандартних А, В, С, D₅₀, D₅₅, D₆₅, D₇₅ або додаткових джерел F₂, F₇ або F₁₁.

3. *Інтервал спостереження* – слід визначити інтервал вимірювань спектральних даних з ряду 1, 5, 10, 20 нм. Для кращого результату інтервал має дорівнювати смузі пропускання спектрального приладу.

Користувач має визначити, чи скориговано спектральні дані на залежність від смуги пропускання. Точність розрахунків істотно поліпшується, якщо проведено коригування на залежність від смуги пропускання або у спектральних даних або у таблиці тристимульних вагових коефіцієнтів. Послідовність дій залежить від цього та від інтервалу вимірювання. Для даних, скоригованих на смугу пропускання і не скоригованих, мають використовуватися різні таблиці. Ці таблиці зводять до мінімуму похибку, обумовлену залежністю від смуги пропускання. Під час розрахунку таблиць використано припущення, що прилад має трикутну форму смуги пропускання (апаратну функцію).

На рис. 7.15 представлено блок-схему для забезпечення використання відповідних даних і таблиць.

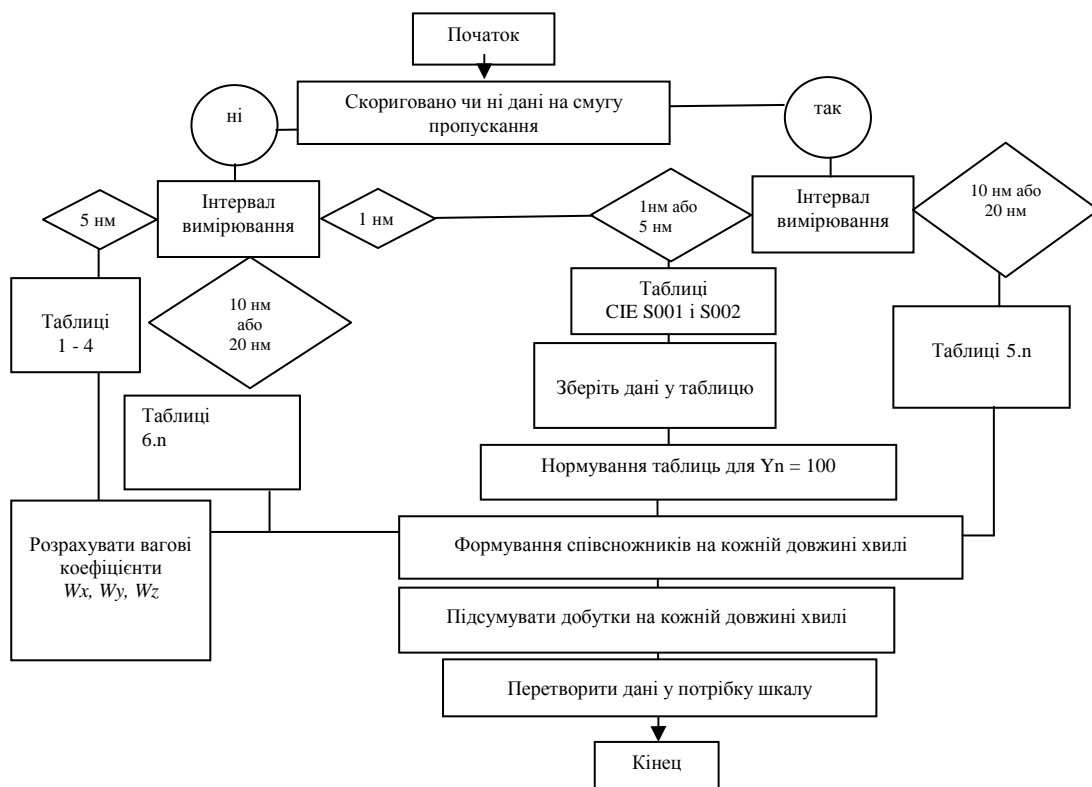


Рис. 7.15 – Блок-схема для використання комбінацій даних і таблиць

Параметри трьох основних кольорів СІЕ X, Y, Z або X₁₀, Y₁₀, Z₁₀ (координат кольору) розраховуються методом чисельного підсумовування добутку тристимульних вагових коефіцієнтів для відповідних джерел і обраного спостерігача на коефіцієнти відбиття (або пропускання, або енергетичної яскравості), які скориговано на смугу пропускання. Розраховані у такий спосіб параметри трьох основних кольорів можна перерахувати у

координати в таких майже однорідних колірних просторах, як CIELAB або CIELUV.

Вибір стандартного спостерігача. Якщо необхідні колориметричні результати, які порівнюватимуться з попередніми даними для стандартного спостерігача CIE 1931 р., слід користуватися для цього таблицями для стандартного спостерігача CIE 1931 р. Якщо розраховуються нові результати, які ні з чим порівнювати, можна проаналізувати використання таблиць для стандартного спостерігача CIE 1964. Якщо потрібна кореляція з візуальними спостереженнями з кутом зору від 1° та 4° відносно ока спостерігача, слід вибрати стандартного колориметричного спостерігача CIE 1931 р. Якщо потрібна кореляція з візуальними спостереженнями з кутом спостереження, більшим 4° відносно ока спостерігача, слід вибрати стандартного колориметричного спостерігача CIE 1964 р. Користувач має розуміти, що CIE 1964 р. (кут зору 10°) є додатковою системою, і стандартний спостерігач не допускає внесення паличок у зір. За деяких обставин, наприклад, спостережені високометамерних пар, у випадку дуже низьких рівнів освітленості (тобто коли палички не насичені), величина внеску паличок може змінюватися між членами пар. Це не враховується ніякою триколірною системою колориметрії. Система 10° і спостерігач у такому разі мають використовуватися з обережністю.

Вибір стандартного або рекомендованого джерела. Слід вибрати джерело відповідно до типу світла, за якого розглядатимуть об'єкти, або для якого колір характеризуватиметься або оцінюватиметься. Якщо використовується світло вольфрамової лампи, слід використовувати джерело типу А CIE. Якщо використовується денне освітлення, слід вибрати джерело С CIE або жерело D_{65} CIE. Якщо використовується пряме сонячне освітлення, слід вибрати джерело В. Якщо використовуватимуться флуоресцентні лампи, слід вибрати стандартну холодну білу лампу 4200 К (F_2), окрім тих випадків, коли результати призначені для широкосмугового денного світла (F_7) або вузькосмугового білого флуоресцентного освітлення (F_{11}).

Вибір інтервалу спостережень. Якщо є попередні дані з інтервалом 5 нм слід вибрати інтервал вимірювання 5 нм, якщо немає, – інтервал 10 нм. Так само, якщо попередні дані з інтервалом спостереження 10 нм, слід вибрати інтервал 10 нм, а не дані з інтервалом 20 нм. Якщо вибирається інтервал 20 нм, користувач має бути упевненим, що отримана точність буде достатньою для тих цілей, для яких призначені результати. Для багатьох цілей у промисловості може бути достатнім інтервал 20 нм. Якщо використовуваний прилад може сам автоматично вибирати і змінювати спектральний інтервал, слід вибирати такий інтервал, який приблизно збігається зі смугою пропускання приладу у всьому спектрі. Якщо використовуваний прилад має регульовану смугу пропускання, її слід вибирати такою, щоб вона приблизно збігалася з інтервалом вимірювання. Інтервал ніколи не має бути більшим, ніж смуга пропускання (на рівні половини висоти). Використання інтервалу спостереження, меншого, ніж смуга пропускання, не збільшує точності розрахунків.

Ці рекомендації розповсюджуються на велику частину вимірювань, однак існує вірогідність, що можуть бути інші випадки. Програма, застосована для

розрахунку таблиць, що враховують спектральну ширину пропускання використовуваного приладу, не є ідеальною, тому можуть бути й інші підходи, однак вони мають бути описані й аргументовані.

Розрахунки. Загальна процедура розрахунку координат кольору полягає у такій послідовності операцій.

Визначення координат кольору і координат колірності проводиться за формулами:

$$\begin{aligned} X &= k \int_{360}^{780} R(\lambda)S(\lambda)\bar{x}(\lambda)d\lambda, \\ Y &= k \int_{360}^{780} R(\lambda)S(\lambda)\bar{y}(\lambda)d\lambda, \\ Z &= k \int_{360}^{780} R(\lambda)S(\lambda)\bar{z}(\lambda)d\lambda, \end{aligned} \quad (7.11)$$

де $R(\lambda)$ – коефіцієнт відбиття, пропускання або коефіцієнт енергетичної;

$S(\lambda)$ – відносна спектральна потужність джерел;

$\bar{x}(\lambda), \bar{y}(\lambda), \bar{z}(\lambda)$ – функції порівняння кольорів з еталонними кольорами стандартного спостерігача СІЕ. Коефіцієнт k визначається як:

$$k = 100 \int_{360}^{780} S(\lambda)\bar{y}(\lambda)d\lambda. \quad (7.12)$$

У всіх практичних розрахунках координат кольору інтегрування замінюється підсумовуванням, тобто

$$\begin{aligned} X &= k \sum_{\lambda} R(\lambda)S(\lambda)\bar{x}(\lambda)\Delta\lambda, \\ Y &= k \sum_{\lambda} R(\lambda)S(\lambda)\bar{y}(\lambda)\Delta\lambda, \end{aligned} \quad (7.13)$$

$$\begin{aligned} Z &= k \sum_{\lambda} R(\lambda)S(\lambda)\bar{z}(\lambda)\Delta\lambda, \\ k &= 100 / \sum_{\lambda} S(\lambda)\bar{y}(\lambda)\Delta\lambda. \end{aligned} \quad (7.14)$$

Загальна практика розрахунку координат кольору полягає у тому, що підсумовування виконується у два етапи. На першому розраховують набір коефіцієнтів $W_x(\lambda), W_y(\lambda), W_z(\lambda)$ таким чином:

$$\begin{aligned} W_x(\lambda) &= kS(\lambda)\bar{x}(\lambda)\Delta\lambda, \\ W_y(\lambda) &= kS(\lambda)\bar{y}(\lambda)\Delta\lambda, \\ W_z(\lambda) &= kS(\lambda)\bar{z}(\lambda)\Delta\lambda \end{aligned} \quad (7.15)$$

для $\lambda = 360 - 780\text{нм}$,

де

$$k = 100 / \sum_{360}^{780} S(\lambda) \bar{y}(\lambda) \Delta\lambda. \quad (7.16)$$

Для конкретного набору джерела, вимірювального інтервалу та ширини смуги пропускання вимірювального приладу розрахунки за формулами 4.5, 4.6 слід проводити лише один раз, тому що спектральні коефіцієнти відбиття, пропускання або енергетичної яскравості $R(\lambda)$ не входять до коефіцієнтів $W_X(\lambda)$, $W_Y(\lambda)$, $W_Z(\lambda)$.

На другому етапі X , Y , Z (або X_{10} , Y_{10} , Z_{10}) розраховуються за допомогою $W_X(\lambda)$, $W_Y(\lambda)$, $W_Z(\lambda)$ у такий спосіб:

$$\begin{aligned} X &= k \sum_{360}^{780} R(\lambda) W_x(\lambda), \\ Y &= k \sum_{360}^{780} R(\lambda) W_y(\lambda), \\ Z &= k \sum_{360}^{780} R(\lambda) W_z(\lambda). \end{aligned} \quad (7.17)$$

За даними CIE відповідні шкали мають початок на 380 – 760 нм. Довжина хвилі 360 нм рекомендована як початкова через широке поширення методики розрахунку Стірнса - Стірнса, в якому необхідна інформація за ширшим діапазоном. У діапазоні 360 – 379 нм величини функцій порівняння з еталонними кольорами настільки малі, що їх включення або не включення не призводить до істотних відмінностей. Якщо немає даних за повним діапазоном, необхідно додати коефіцієнти на довжинах хвиль, на яких дані є недопустимими, до найменшої (або найбільшої) довжини хвилі, на якій вони є доступними. Тобто слід додати на довжині хвилі 360 і далі аж до наявних даних на наявні довжини хвиль. Аналогічно слід діяти і з довгохвильовим кінцем спектра.

Загальні принципи розрахунку представлено на рис. 7.14 у вигляді блок-схеми. Починати слід з питання: чи скореговані спектральні дані на залежність від смуги пропускання приладу.

Для спектрального інтервалу вимірювання 1 нм потрібно використовувати дані, представлені у CIE S001 і S002 і рівняннях (7.13) і (7.14).

Для розрахунків у випадку інтервалу вимірювання 5 нм слід підготувати ці коефіцієнти потрібних комбінацій джерело – спостерігач і рівнянь (4.5, 4.6). Для інтервалів 10 нм і 20 нм така процедура є неприпустимою, у цьому випадку необхідно використовувати таблиці коефіцієнтів.

Розрахунки для спектральних даних без корекції на залежність від смуги пропускання за інтервалу 5 нм слід проводити, починаючи з підготовки коефіцієнтів для необхідних комбінацій джерело – спостерігач. Потрібно провести корекцію спектральних даних, користуючись описаними у літературі методами.

Для спектральних даних у випадку інтервалів вимірювання 10 – 20 нм необхідно вибрати відповідні таблиці коефіцієнтів, де уведені поправки на ширину смуги пропускання.

Слід розрахувати добутки $R(\lambda)$ на $W_X(\lambda)$, $W_Y(\lambda)$, $W_Z(\lambda)$ і скласти, щоб отримати координати X , Y , Z або X_{10} , Y_{10} , Z_{10} . Для того щоб отримати координати колірності слід поділити відповідні координати кольору на суму координат кольору, $x = X/(X + Y + Z)$; $y = Y/(X + Y + Z)$ та $z = Z/(X + Y + Z)$ або те саме з індексами 10 для додаткового спостерігача CIE 1964 р.

Якщо потрібний колірний простір більш однорідний, ніж X , Y , Z , слід використовувати CIELAB або CIELUV. CIELAB або $L^*a^*b^*$ – це приблизно однорідні колірні простори, які отримують за допомогою побудови графіка з координатами. Формули для перерахунку в колірні простори CIELAB і CIELUV, а також формули для розрахунку білизни подано у додатку Г.

Результат розрахунку має включати наступне:

1. *Ідентифікацію зразка* – слід ідентифікувати зразок, вимірювання, якого проводилися.

2. *Джерело даних* – слід вказати апаратуру або прилад, на якому проводилися вимірювання; геометричні параметри пучка світла, яке потрапляє на зразок; геометричні параметри пучка світла, яке від зразка потрапляє на приймач; спектральну смугу пропускання; дату вимірювань.

3. *Стандартного спостерігача* – слід вказати, для якого спостерігача проводилися розрахунки: це стандартний спостерігач, кут 2° , або додатковий спостерігач, кут 10° , або чітко визначити, який інший спостерігач використовувався.

4. *Стандартні або рекомендовані джерела* – слід вказати, для якого джерела проведені розрахунки (A , B , C , D_{50} , D_{55} , D_{65} , D_{75} , F_2 , F_7 або F_{11}).

5. *Корекцію на спектральну смугу пропускання* – слід вказати, коректувалися чи ні спектральні дані на залежність від смуги пропускання, які таблиці використовувалися.

6. *Метод розрахунку* – слід вказати, чи використовувалася смуга пропускання та інтервал вимірювання 1 нм, або використовувалася трикутна смуга пропускання та інтервал 5 нм, або використовувалася скорочена процедура (для трикутної смуги пропускання й інтервалу вимірювань 10 або 20 нм).

Слід вказати *діапазон спектральних даних*.

Слід представити *результати розрахунку координат кольору* і позначити їх як X , Y , Z або X_{10} , Y_{10} , Z_{10} .

Слід представити *результати розрахунку координат колірності* й позначити їх як x , y або x_{10} , y_{10} .

Як альтернативу можна вказати результати CIELAB як $L^* a^* b^*$ чи $L^* C_{ad}^* h_{ad}$ або результати CIELUV як $L^* u^* v^*$ чи $L^* C_{uv}^* h_{uv}$. Якщо необхідно, можна представити результати розрахунку білизни W , конкретизувавши формулу розрахунку.

Точність результатів (accuracy of measurements), отриманих з використанням таблиць для розрахунку $W_X(\lambda)$, $W_Y(\lambda)$, $W_Z(\lambda)$, обмежена точністю

спектральних даних і точністю округлення даних, використаних у розрахунках. Точність таблиць $W_x(\lambda)$, $W_y(\lambda)$, $W_z(\lambda)$, призначених для обчислення координат кольору за інтервалів 10 і 20 нм, складає приблизно 4–5 логарифмічних одиниць (цифр). Отже, точність розрахунку результатів обмежується точністю спектральних даних, а не таблицями.

Список джерел

1. Джадд, Д. Цвет в науке и технике / Д. Джадд, Г. Вышецки ; пер. с англ. под ред. Л. Ф. Артюшина. – М. : Мир, 1978. – 592 с.
2. Справочная книга по светотехнике / Под ред. Ю. Б. Айзенберга. - 3-е изд., перераб. и доп. - М. : Знак, 2006. – 972 с.
3. DIN 5033-1983. Farbmessung. Meßbedingungen für Körperfarben. Teil 1-9.
4. CIE 15.3:2004. Colorimetry. - 3 nd ed.
5. Гуторов, М. М. Основы светотехники и источники света : учебн. пособие для вузов. – 2-е изд., доп. и перераб. / М. М. Гуторов. - М. : Энергоатомиздат, 1983. - 384 с.
6. РМУ 11-054-2007. Метрологія. Координати кольору та колірності. Метод розрахунку. – Харків : ННЦ „Інститут метрології”. – 2007. - 58 с.
7. ASTM E 308-01. Standard Practice for Computing the Colors of Objects by Using CIE system. - 32 p.

8. ФОТОМЕТРІЯ СВІТЛОДІОДІВ

8.1. Характеристики світлодіодів

Якість світлодіодів краще всього характеризується їх здатністю до перетворення електричної енергії в світлову в межах робочих густин струму. На рис. 8.1 приведені результати, які одержані на світлодіодах із матеріалів, що мають практичне значення.

Криві являють собою залежність світлового потоку, випромінюваного з одиниці площі переходу, від вхідної потужності, приведеної до одиниці площі. Така залежність є найбільш розумним способом описування якості світлодіодів, як із прямими, так і непрямыми міжзонними переходами. Для прямозонних напівпровідників (наприклад, для арсеніда галія) площа переходу приблизно еквівалентна площі поверхні, яка випромінює світло. Якщо вважати випромінюючу поверхню ламбертівською, то вихідний світловий потік, випромінюваний одиницею площі переходу (рис. 8.1), пропорційний яскравості L_v . Для непрямоzonних напівпровідників (таких, як фосфід галія), а також у тих випадках, коли площа світлодіода більше площі р-п переходу, яскравість обернено пропорційна освітленій площі (це не означає, проте, зниження видимості; навпаки оптимальна видимість досягається за рахунок компромісного вибору площі випромінюючої поверхні та яскравості). За таких умов для світлодіодів, розміри яких перевищують площу випромінюючого переходу, основним показником є не яскравість, а світловий потік. Проте світловий потік доцільно нормувати на площу випромінюючого світла переходу, оскільки із економічних міркувань кількість використовуваного напівпровідникового матеріалу має бути мінімальною.

Кожна точка на кривих, приведених на рис. 8.1, характеризує світлову віддачу за потужністю $\varepsilon_p = \frac{I}{P}$, де P – електрична потужність, яка розсіюється у світлодіодів у робочому режимі при прямому зміщенні. Другою широко застосовуваною величиною є світлова віддача за струмом ε_i , в якій світловий потік належить не до одиниці вхідної потужності, а до одиниці прямого струму. Для проектувальників ці величини мають найбільшу цінність, якщо вони даються у вигляді робочих характеристик.

Будь-які застосування світлодіодів (СВД) потребують знання їх параметрів. При цьому виникають певні труднощі, пов'язані з відмінністю величин, одиниць і способів вимірювання.

У порівнянні з тепловими джерелами світла СВД мають дуже малі розміри і потужність не більше 10 Вт. Для них потребується живлення тільки постійним струмом з дотриманням полярності та з напругою від 1 до 10 В. Випромінювання СВД може модулюватися з великою частотою і в широкому діапазоні лінійно змінюватися з величиною струму живлення без суттєвої зміни колірності. Низька напруга живлення, малі розміри, великий термін служби і „холодне” світло з широкою колірною гамою забезпечили масове використання СВД у якості індикаторних елементів, які керуються безпосередньо від сучасної

електроніки, особливо у приладах із живленням від батарейок. У багатьох галузях застосування СВД і ІЧ діодів (фотореле, пристрої оптичного зв'язку, телекерування, волоконно-оптичний зв'язок) використовуються саме ці їх властивості.

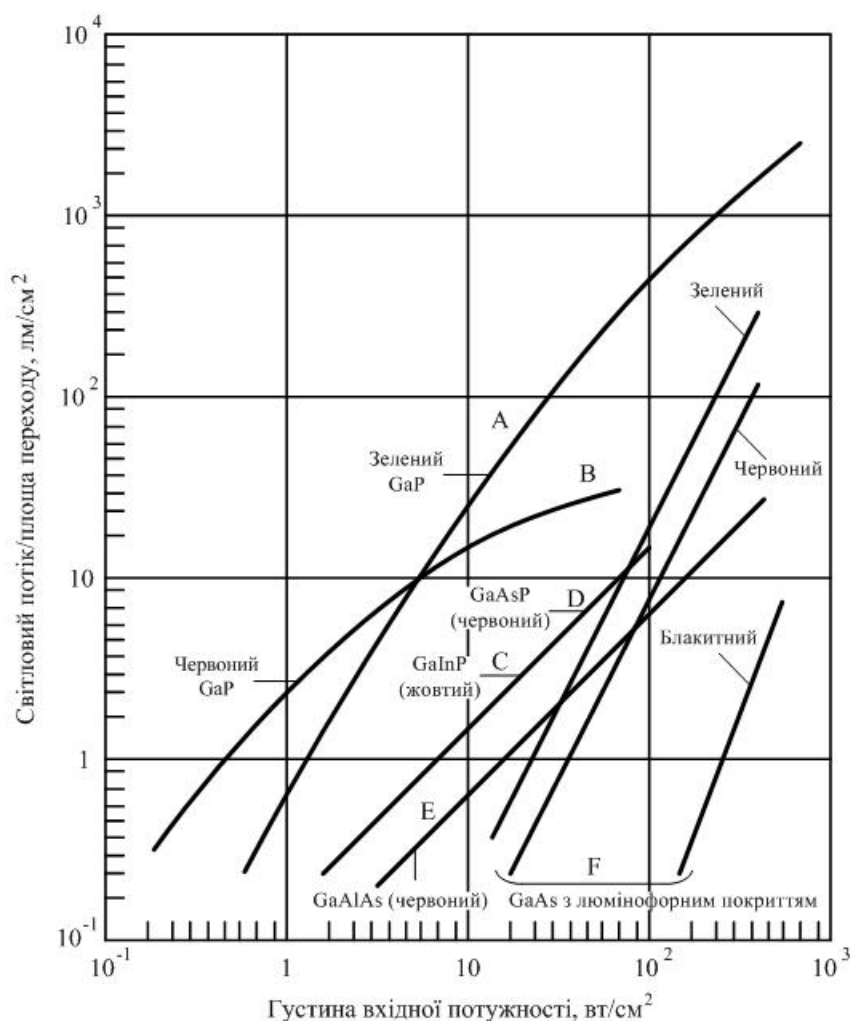


Рис. 8.1 – Залежність світлового потоку, випромінюваного з одиниці площі переходу, від вхідної потужності, приведені до одиниці площі

Напівпровідникові матеріали СВД мають дуже високі коефіцієнти заломлення (до 3,5), завдяки чому повне внутрішнє відбиття відбувається вже при малих кутах, що значно перешкоджає виходу випромінення.

Корпус із прозорої епоксидної смоли з коефіцієнтом заломлення близько 1,5 послаблює це явище і дозволяє, крім того, використовувати корпус як лінзу і за її допомогою формувати необхідний просторовий розподіл світлового пучка від дуже вузького (з кутом випромінення менше 3°) до майже дифузного з рівномірним розподілом потоку в напівсфері.

Термін роботи СВД значно більше 10000 г і мало залежить від невеликих перевантажень напруги, робочого розташування або механічних впливів. У цьому відношенні СВД значно перевищують лампи розжарювання, особливо при використанні їх на рухливих об'єктах, у тому числі і в автомобілях з їх широким діапазоном робочих температур.

Інша група „звичайних” джерел світла включає всі газорозрядні лампи високого і низького тиску. У спектрі випромінення газорозрядних ламп низького тиску присутні лінії, типові для наповнюючого газу. Такі джерела світла використовуються, перш за все, як колірні трубки, які світяться, („неонові”), особливо для реклами. Крім того, вони довгий час використовувались в якості малопотужних сигнальних ламп. У більшості газорозрядних лампах низького тиску є невелика кількість ртуті, висока напруга запалювання, завжди небезпечні для людей.

Конкуренцію люмінесцентним лампам можуть скласти СВД-модулі, які зараз активно розроблюються. Просте керування трьохколірними модулями забезпечує можливість змінювати не тільки освітленість робочих місць, але й колірність випромінення.

8.1.1. Електричні та теплові характеристики світлодіодів

СВД, звичайно, працюють на постійному струмі стабільної величини I_F , який протікає у прямому напрямку, зв'язаному з певною напругою (прямою напругою) U_F , що вимірюється через контакти СВД. Для точних вимірювань рекомендуються окремі контакти для живлення струмом СВД і для того, щоб вимірювати напругу (чотирьохполюсні колодки). Вони є необхідними для режиму з більш високими струмами, які типові для одиночного або множинного режимів. Електрична потужність P , яку споживає СВД, обчислюється як:

$$P = U_F \cdot I_F. \quad (8.1)$$

При низьких струмах потужність випромінення (світловий потік) зростає швидше, ніж електрична потужність (пускова амплітуда). При високих струмах нахил стає більш плоским (площа насичення), який головним чином спричинений нагрівом чіпа СВД. При нормальних робочих умовах (між пусковою амплітудою та площею насичення) оптичне випромінення емітоване СВД, лінійно корельоване з електричним струмом. Таким чином, робота в режимі постійного струму рекомендується для вимірювань, які дають можливість для визначення характеристик СВД.

У багатьох традиційних джерелах світла знайдена сильна кореляція між випромінюваним світловим потоком і споживаною електричною потужністю. У СВД це не так. При постійному струмі пряма напруга СВД зменшується зі збільшенням температури оточуючого середовища. Регулювання електричних робочих умов тільки для того, щоб стабілізувати споживану СВД потужність, змінює температуру кристала і, таким чином, впливає на падіння напруги на СВД. Тому тільки стабілізація електричної потужності не рекомендується як засіб для підвищення стійкості вихідного випромінення СВД.

Оптичні параметри СВД залежать від величини струму і від температури випромінюючого кристала, тому умови експлуатації мають чітко обумовлюватися в технічній документації і суворо дотримуватись.

Незалежно від області застосування СВД, еталонні зразки СВД повинні працювати при живленні їх регульованим постійним струмом, який нагріває кристал.

Позначимо через U'_f падіння напруги на окремому кристалі СВД при номінальній температурі оточуючого середовища і при номінальному струмі I_f . Тоді кожна зміна оточуючої температури ΔT_a призведе до зміни напруги з відносним температурним коефіцієнтом α_u і відповідного підвищення температури за рахунок збільшення електричної потужності, яка відводиться від кристала через тепловий опір W :

$$U_f = U'_f [1 + \alpha_u (\Delta T_a + W \cdot U'_f \cdot I_f)]. \quad (8.2)$$

Спеціально виготовлені робочі еталонні СВД-випромінювачі разом з нагрівальними елементами змонтовані в металічних корпусах з вікном, при цьому між корпусами і кристалами забезпечується хороший тепловий контакт (рис. 8.2).

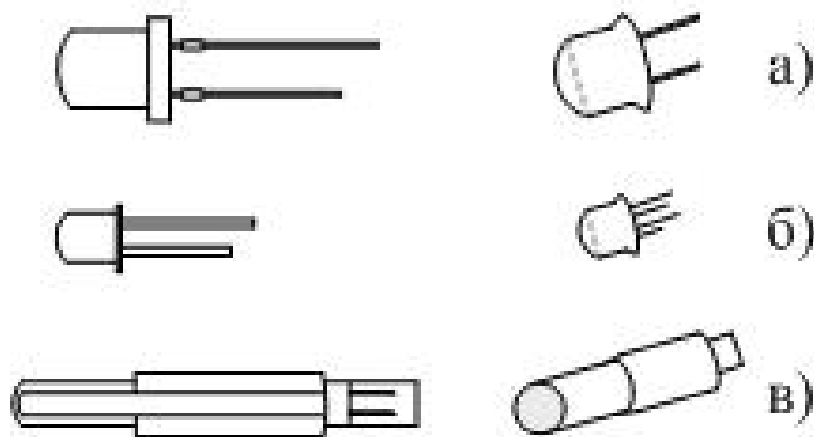


Рис. 8.2 – Форма корпусів світлодіодів:

а – звичайний корпус; б – особливе виконання для еталонного зразка з кристалом і допоміжним нагрівачем на загальній основі; в – вбудований в адаптер із внутрішнім нагрівальним елементом

Завдяки цьому скорочується час досягнення термодинамічної рівноваги, а допоміжне нагрівання дозволяє активно регулювати температуру кристала і встановлювати її при необхідності вище температури власного нагрівання кристала. При масовому виробництві СВД кристали, звичайно, заливають епоксидною смолою, яка перешкоджає відведенню тепла, і тому вони практично термоізовані від оточуючого середовища. Нагрівний елемент у цьому випадку може бути тільки зовнішнім і передавати тепло через виводи СВД, які мають кращий тепловий контакт із кристалами. Пряме падіння напруги на кристалі залежить від матеріалу напівпровідника, проте воно завжди достатньо сильно змінюється в якості давача для електронних регуляторів режиму. За допомогою зовнішніх нагрівних елементів можна підтримувати температуру кристала на заданому рівні і тим самим стабілізувати випромінюваний світловий або променевий потік і спектральний розподіл випромінювання.

8.1.2. Геометричні параметри світлодіодів

Вимірювання параметрів СВД має проводитись з врахуванням їх розмірів, просторового, кутового і поверхневого розподілу випромінювання й інших характеристик. Для спрощення будемо в подальшому говорити про найбільш масову форму корпусу СВД у вигляді циліндра із прозорої епоксидної смоли з невеликою косинусністю і з діаметром 5 мм (рис. 8.2).

Якщо матеріал корпусу каламутний, то СВД випромінює в широкому куті (дифузне випромінювання). Прозорі корпуси-лінзи, навпаки, формують випромінюваний потік у малих тілесних кутах. У подальшому ми будемо говорити про фотометричні величини, але сказане повністю належать і до енергетичних характеристик.

Для СВД із дифузним характером випромінювання достатньо лише приблизно витримувати положення відносно оптичної осі, оскільки градієнт просторового розподілу випромінювання малий і невеликі відхилення не внесуть помітних похибок у результати вимірювання.

Там, де від СВД потребується максимальна сила світла, навіть невелике відхилення від оптичної осі значно знижує точність вимірювання. Це можна показати на простій моделі колосиметричного розподілу сили світла довкола оптичної осі I_{Θ} , яка з точністю, достатньою для стандартних вимірювань, може бути апроксимована косинусною функцією:

$$I(\Theta) = I_0 \cos^{g-1} \Theta;$$

$$U_{\text{від}}(\cos^{g-1}) = \frac{(g-1)\Theta^2}{\sqrt{2\Theta}}. \quad (8.3)$$

Тут I_0 – сила світла в напрямку оптичної осі, Θ – половинний кут розсіювання, g – показник апроксимуючої експоненти.

За дифузного просторового розподілу випромінювання $g = 2$ кут розсіювання на рівні відносної сили випромінювання 0,5 складає 60° і відхилення від оптичної осі на 1° вносить відносну похибку не більше 0,01 %. Якщо ж просторовий розподіл характеризується малим кутом (близько 5°), то показник експоненти g буде дорівнювати 200. Відхилення оптичної осі на 1° призведе при цьому до відносної похибки $\sim 1\%$.

Через технологічних причин циліндрична частина корпусу СВД має невелику конусність, тому точний затиск СВД неможливий. Струмоводи СВД також не придатні для точної установки, оскільки вони легко можуть згинатися. Нарешті, площа основи може бути нерівною і тому також не придатна для точної установки. Ці недоліки призводять до похибок вимірювань, які можуть бути допустимі при заводському контролі готової продукції, але зовсім неприйнятні при калібровці еталонних зразків робочих еталонів. Для того щоб забезпечити високу відтворюваність вимірювань сили світла СВД були розроблені спеціальні адаптери, в які СВД вклеюються після попереднього юстування (рис. 8.3).

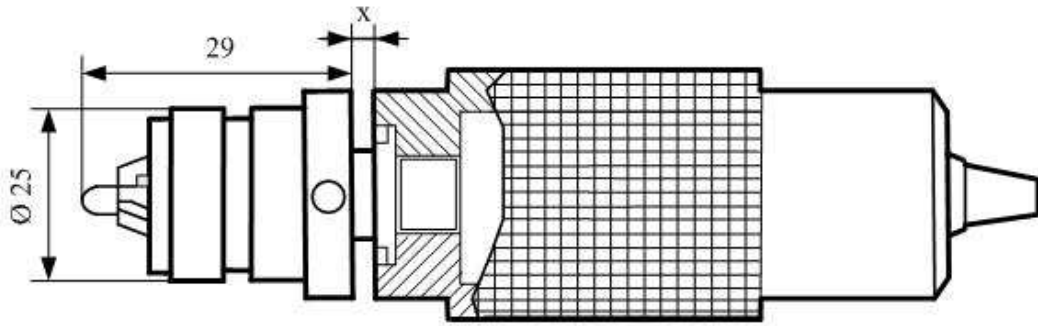


Рис. 8.3 – Прецизійний випробувальний адаптер для 5 мм СВД

Рис. 8.3 показує прецизійний випробувальний патрон для 5 мм СВД. Три затискача завжди тримають СВД-модуль у тій самій точці і, таким чином, це дозволяє ідентичне центрування механічної вісі для всіх СВД із тим самим корпусом.

Цей пристрій відповідає рекомендації МКО, що механічні осі СВД, більшою мірою ніж оптичні осі, необхідно брати як базові для вимірювань [1].

8.1.3. Вимірювання оптичних параметрів світлодіодів. Фотометричні характеристики СВД

Одиночні СВД характеризуються величинами сили світла і світлового потоку; СВД-модулі – яскравістю. Для характеристики джерел світла необхідно також знати обмеження блискості й контраст. Якщо світлодіоди застосовуються не для освітлення, то необхідно знати силу випромінювання (вт/ср), енергетичний потік (вт) і енергетичну яскравість (вт/ср·м²), а також опроміненість (вт/м²).

На вимірювальному стенді з використанням гоніометра сила світла і світловий потік СВД вимірюється практично одночасно. Повний світловий потік розраховується інтегруванням просторового розподілу сили світла в кутах $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ і $0 \leq \Theta \leq \pi/2$.

Спосіб вимірювання у фотометричному шарі

Фотометричні величини, наприклад, світловий потік, можуть бути визначені з радіометричної величини Φ_e шляхом перерахунку з урахуванням спектральної чутливості ока $K(\lambda) = K_{\max} V(\lambda)$ ($K_{\max} = 683 \text{ лм/Вт}$).

При цьому коефіцієнт перерахунку буде мати своє значення для кожного спектрального розподілу випромінювання

$$\frac{\Phi_v}{\Phi_e} = K_m \frac{\int S(\lambda) V(\lambda) d\lambda}{\int S(\lambda) d\lambda} \quad (8.4)$$

Проте загальний коефіцієнт перерахунку між фотометричними і радіометричними величинами відсутній.

Для характеристики колориметричних параметрів СВД застосовується координати колірності (x, y). Для колірних СВД можна використовувати також поняття „домінантна довжина хвилі” і „чистота кольору”, які дозволяють

порівнювати їх випромінення з монохроматичним. Для „білих” СВД застосовується корельована колірна температура, яка також дозволяє проводити оцінку колірності випромінення, але тепер у порівнянні не з монохроматичним, а з „абсолютним” випромінювачем із такою ж температурою. Якість освітлення білими СВД оцінюється також загальним індексом кольоропередачі R_a і ступенем зміни кольору предметів при освітленні їх селективним світлом.

Спектрорадіометричні параметри СВД представляються кривими спектрального розподілу випромінення, домінуючою довжиною хвилі та напівшириною спектральної смуги, як це показано для конкретного зразка (рис. 8.4). Користувачі СВД часто шукають методи перерахунку між домінуючою і „максимальною” довжиною хвилі та між корельованою колірною температурою і спектральним розподілом випромінення ламп розжарювання при такій температурі. Загальне перерахування тут неможливе, оскільки колориметричні величини також пов’язані з функціями спектрального розподілу випромінення.

8.1.4. Вимірювання сили світла (сили випромінення)

Фотометричний закон віддаленості стверджує, що сила світла може бути обчислена за освітленістю, якщо відстань фотометрування більше, ніж фотометрична межа, а формула Фауста показує, що для досягнення точності в 1 % фотометрування необхідно проводити на відстані, яка в 10 разів перевищує максимальний розмір джерела або приймача випромінення.

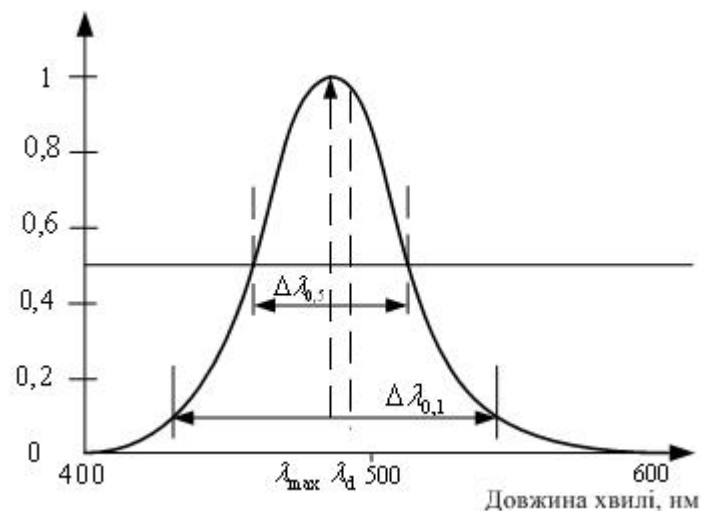


Рис. 8.4 – Типовий спектральний розподіл енергії випромінення СВД з положенням λ_{\max} , λ_d , шириною смуги випромінення $2\Theta_{0,5}$ і $2\Theta_{0,1}$

При вимірюванні середньої освітленості E плоским круговим приймачем від джерела світла з силою світла в напрямку оптичної осі I_0 і тілесним кутом Ω_0 фотометричний закон віддаленості має бути розширений і записаний таким чином:

$$E = \frac{I_0 \Omega_0}{d^2} \left\{ 1 + \frac{g+2}{4} \left(\frac{r_d}{d} \right)^2 - \left(\frac{r_{cd}}{d} \right)^2 + O(3) \right\}. \quad (8.5)$$

Член $O(3)$ в цьому рівнянні вносить поправки третього порядку і вище і, як правило, нехтуючи малим.

Для СВД діаметром 5 мм з дифузним світлорозподілом (тобто $g = 2$) і приймача випромінення площею 100 мм^2 (відповідно $2r_d = 11,28 \text{ мм}$) похибка при вимірюванні сили світла з відстані $d = 100 \text{ мм}$ складає $0,4 \%$. За тих же умов похибка у вимірюванні сили світла СВД з $2\Theta_{0,5} = 5^\circ$ (тобто при $g = 200$) досягає вже 16% . Аналіз показує, що розміри СВД при цьому мало впливають на точність вимірювань, а вирішальним є малий кут випромінення. Для СВД з малими кутами випромінення не допомагає і пошук „центра тяжіння” світлового пучка за рахунок зміни відстані фотометрування, щоб потім можна було застосувати закон віддаленості без коригування.

Виробники мають характеризувати всі СВД, що випускаються, за єдиною методикою. Тому МКО розробило і рекомендувало правила вимірювання сили світла СВД [1]. Колосиметричні корпуси СВД при вимірюваннях мають встановлюватися таким чином, щоб оптична вісь була направлена в центр приймача випромінення перпендикулярно його поверхні. Поверхня приймача має бути круглою з площиною 1 см^2 і мати рівномірну чутливість по всій площині; відстань від „верхівки” СВД до апертурної бленди приймача має складати для СВД типу „А” $d_A = 316 \text{ мм}$ і для СВД типу „В” - $d = 100 \text{ мм}$ (рис. 8.5)

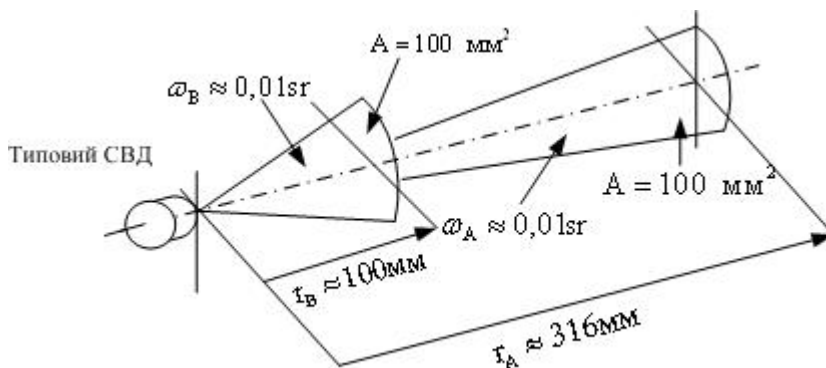


Рис. 8.5 – Рекомендована МКО геометрія „А” вимірювань усередненої сили світла

Для прецизійних вимірювань застосовують термостабілізовані приймачі випромінення з рекомендованою площиною апертурної бленди 1 см^2 , причому їх внутрішня світлочутлива площа має бути значно більшою для того, щоб зменшити вплив внутрішнього відбиття світла в приймачі.

8.1.5. Вимірювання яскравості

При звичайних зорових роботах яскравість окремих СВД, як правило, не має значення, оскільки відстань від СВД до ока завжди така велика, що випромінюючий кристал сприймається як точка, яка світиться, а не поверхня.

Тому сила світла корелюється з сприйняттям світлоти СВД значно краще, ніж яскравість. Але, якщо за помилкою або необізнаністю хтось подумає подивитись на СВД з дуже близьких відстаней, то саме яскравість може стати вирішальним фактором для пошкодження ока.

Відомо, що лазери діляться на класи небезпечності, але значно менше відомо, що такий же поділ існує і щодо СВД. Раніше яскравість СВД не досягала шкідливих значень, зараз же граничні значення яскравості не тільки досягнуті, але часто і перевищуються.

Є спрощений метод оцінки яскравості, відповідно до якого яскравість може бути розрахована за вимірною світимістю. Практично яскравість визначається як частка від ділення сили світла на площу поверхні, яка світиться. При дифузному світлорозподілу цей метод дає достатньо точні результати. Для сучасних СВД з малими кутами випромінення точність визначення яскравості буде значно гірша, що створює певний ризик при розподілі СВД за класами шкідливості.

8.1.6. Вимірювання світлового (енергетичного) потоку

У промислових умовах світловий або енергетичний потік частіше всього вимірюється у фотометричних кулях, наприклад, діаметром 25 см, в яких він порівнюється з потоком близького за параметрами еталонного джерела світла. При цьому потік порівнюється практично за всіма напрямками, але переважно в напрямку оптичної осі. Для точності вимірювань важливо, вимірюється дійсно чи повний потік, чи парціальний, тобто виключається, наприклад, частина, яка виходить із підложки. У дійсності при вимірюванні світлових потоків проблема охопленого тілесного кута менша, ніж точність установки СВД у фотометричній кулі; оскільки світловипромінююча поверхня СВД знаходиться поблизу стінки кулі, виникає поглинання світла, яке не може бути ні кориговане, ні враховане з достатньою точністю. Тому СВД має влаштовуватись в кулі так, щоб виключити можливі джерела похибки вимірювань. Питання влаштування СВД не має значення при використанні еталонного зразка, який випромінює світло тільки в одну напівсферу, завдяки чому поглинання світла ближньою стінкою завжди може бути усунено.

Також для вимірювання світлового (енергетичного) потоку може використовуватись гоніометр. Вимірювальна головка фоторадіометра може знаходитись від СВД на відстані від 20 до 800 мм. Відстань може змінюватись оператором, але у процесі вимірювань залишається постійним, наприклад 316 мм. Світлодіод може повертатися навколо двох перпендикулярних осей. У горизонтальній площині кут повороту φ може змінюватись від 0 до 360° з кроком $\Delta\varphi = 2^\circ$, у вертикальній Θ від 0 до 85° з кроком $\Delta\Theta$ також 2°. Так технічно просто визначається залежність освітленості (опроміненості) від кутового положення СВД.

Розрахунок світлового (енергетичного) потоку виконується як об'ємне інтегрування середнього значення освітленості при постійному куті Θ_i і обертанні СВД навколо горизонтальної осі. Це середнє значення, представлене у вигляді функції кута Θ , є основою числового інтегрування.

$$\Phi = 2\pi l^2 \int_0^{\pi} E(\Theta) \sin \Theta d\Theta. \quad (8.6)$$

В якості приймача використовується прилад із зарядовим зв'язком (ПЗЗ), лазер – для юстування СВД і система обертання СВД. При вимірюванні світлових величин спектральна чутливість приймача автоматично коригується під криву денної спектральної чутливості ока $V(\lambda)$. Для вимірювання радіометричних величин служить кремнієвий приймач. Вимірювальна головка пов'язана зі спектро радіометром кварцовим волоконним світловодом для вимірювання спектрального розподілу енергії випромінення СВД.

8.1.7. Вимірювання спектрального розподілу енергії випромінення світлодіодів

Спектральний розподіл енергії СВД визначається за допомогою спектро радіометра. Раніше променева потужність СВД була дуже мала, тому при вимірюванні поверхня кристалу, яка світиться приставлялась безпосередньо до вхідної щілини спектро радіометра. На цей же час СВД в більшості випромінюють світло в різних площинах. Це світло за допомогою внутрішнього відбивача і лінзи формується у заданому тілесному куті. Променеві потоки досить великі, тому приладом можуть бути сприйняті вимірювані величини в окремих напрямках, наприклад, у напрямку оптичної осі.

Часто в якості приймача спектро радіометра використовують ПЗЗ з 1024-ма фотодіодами (поліхромат), який одночасно охоплює всю видиму зону спектра. На вимірювальному стенді деяких національних метрологічних інститутів спектральна зона чутливості складає 380 – 800 нм з ефективною шириною щілини біля 2,2 нм. Розкладання світла голографічною решіткою забезпечує приблизно лінійну шкалу довжин хвиль, яка може бути калібрована за допомогою спектральних ламп. Спектральна чутливість приладу залежно від довжини хвилі калібрується за допомогою еталонної лампи. Крок між калібрувальними значеннями, які задаються через 10 нм, інтерполюються через 1 нм. Завдяки цьому спектральний розподіл випромінення СВД має хорошу кореляцію між сусідніми значеннями.

Методи вимірювання основних параметрів СВД торкаються просторових і спектральних розподілень випромінення. Ці розподіли відрізняються високим градієнтом для багатьох параметрів, які можуть бути виміряні з певними похибками. Тому необхідні міжнародні рекомендації для вимірювання світлового (енергетичного) потоку та яскравості, оскільки це вже зроблено для сили світла і домінуючої довжини хвилі.

Єдність вимірювання світлового потоку особливо необхідна, оскільки СВД будуть застосовуватись і для загального освітлення, і знання світлового потоку буде необхідне як база для розрахунку освітленості. Зі зростанням яскравості сучасних СВД зростає і можливість їх шкідливої дії на око, тому яскравість також необхідно вимірювати і в ідентичних умовах.

8.2. Властивості світлодіодів

8.2.1. Оптичні властивості світлодіодів

Випромінення від світлодіодів може бути охарактеризовано радіометричними і спектрорадіометричними величинами. Якщо СВД випромінює у видимій зоні спектра, то необхідні фотометричні та колориметричні величини, щоб характеризувати вплив на людське око. Таким чином, радіометричні, спектрорадіометричні, фотометричні та колориметричні величини з пов'язаними з ними одиницями можуть усі використовуватися для характеристики оптичного випромінення, емітованого СВД.

Відмітимо, що для кожної енергетичної величини є фотометричний аналог [2]. Єдина відмінність – те, що для енергетичної величини випромінення оцінюється в одиницях потужності, у той час як для фотометричних величин випромінення базується на функції відносної спектральної світлової ефективності випромінення $V(\lambda)$ і помножується на $K_m (= 683 \text{ лм/Вт})$. Щоб уникнути непотрібних повторів, у всіх коментарях, де вони належать одночасно до радіометричних і фотометричних величин, посилання робляться тільки на фотометричні величини. Якщо вимірювання проведені відносно радіометричних величин, то фотометричний термін може бути замінений радіометричними еквівалентом.

Визначення оптичних властивостей СВД має бути засновано на тих же методах і засобах вимірювання, як і для інших типів джерел світла.

Є сотні різних поширених на ринку СВД, які відрізняються не тільки спектральним розподілом випромінення в межах від квазіламбертівських характеристик до вузькоколіматованого променя з усіма можливими проміжними різновидами. Отже, доцільно застосувати деякі із величин, які, звичайно, описують випромінення світильників, щоб охарактеризувати випромінення від СВД.

8.2.2. Просторовий розподіл

Оптичне випромінення, створюване СВД, генерується напівпровідниковим кристалом, закріпленим у корпусі певної форми (модуля) (див. рис. 8.6).

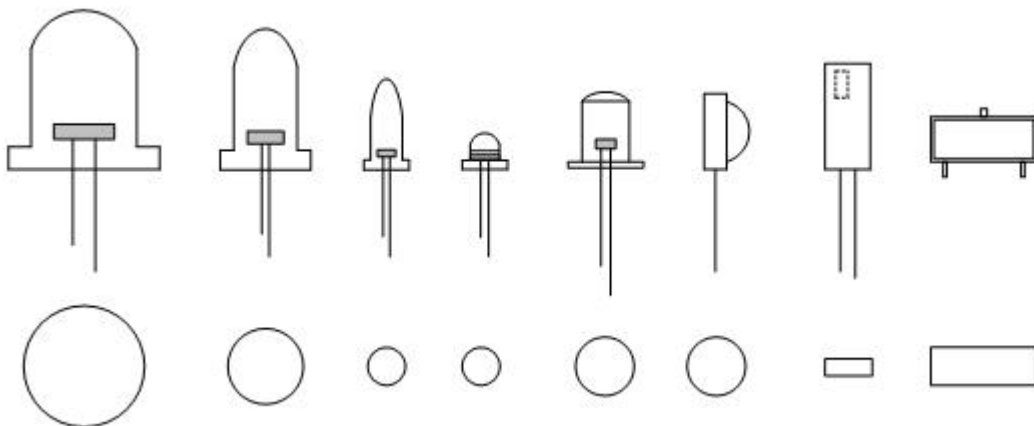


Рис. 8.6 – Різні конструкції СВД

Модуль захищає чіп під час роботи, забезпечує з'єднання електричних контактів і підтримує його при маніпуляціях. Необхідно зазначити, що світлодіоди можуть бути виконані в широкому діапазоні конструкцій, які спричиняють суттєвий вплив на просторові характеристики окремих СВД. Лінзи, дзеркала, розсіювачі можуть бути вбудовані в модуль для досягнення специфічних просторових характеристик випромінювання. Деякі з різноманітних просторових розподілів сили світла СВД представлені схематично на рис. 8.7.

Розподіли нанесені з максимальним значенням, нормованим на одиницю.

Вони показують можливість створення значної кількості варіантів і труднощі визначення універсального методу вимірювання.

8.2.3. Спектральні розподіли

Спектральні розподіли оптичного випромінювання СВД є характеристикою цих приладів і відрізняється різними аспектами від спектральних розподілів інших джерел оптичного випромінювання. Спектральний розподіл типового одноколірного СВД не є ні монохроматичним (як випромінювання лазером), ні широкосмуговим (як у ламп розжарювання), але чимось поміж ними (квазімонохроматичним), із шириною спектральної смуги в декілька десятків нанометрів. Типові відносні спектральні розподіли СВД для видимої зони спектра показані на рис. 8.8. Відмітимо, що ефективність випромінювання СВД значно змінюється від їхньої пікової довжини хвилі.

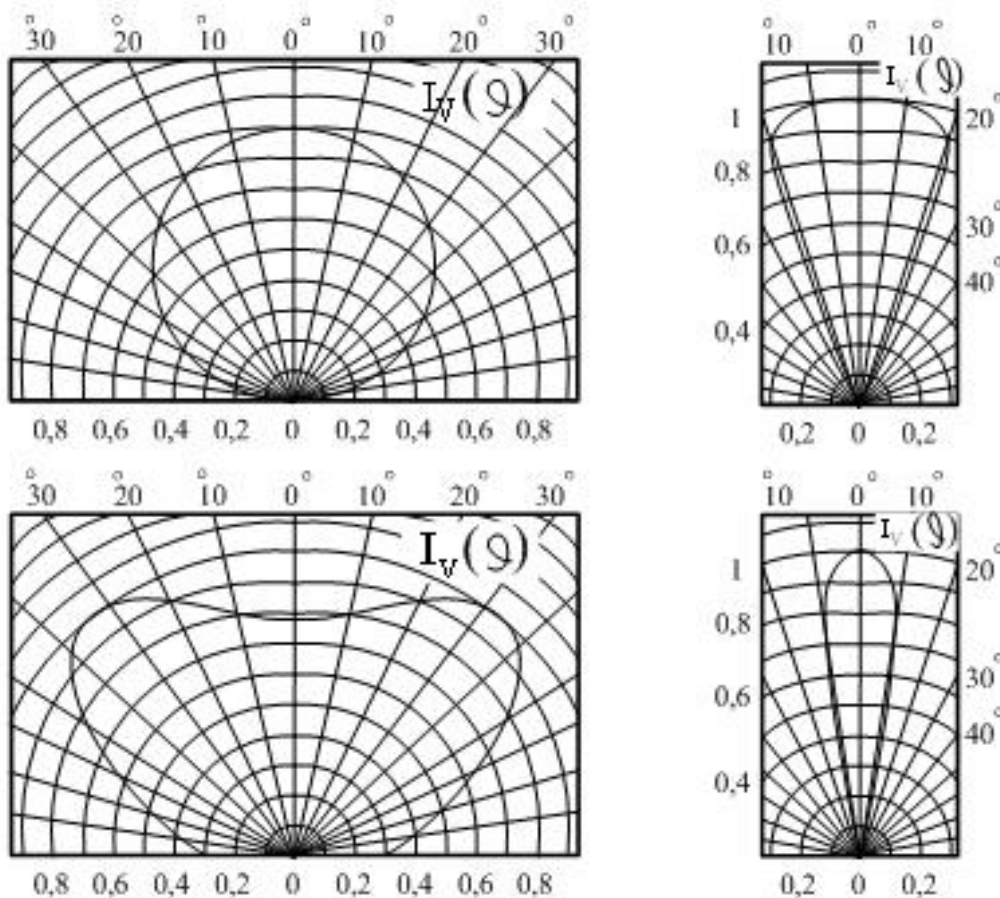


Рис. 8.7 – Деякі типові просторові розподіли сили світла

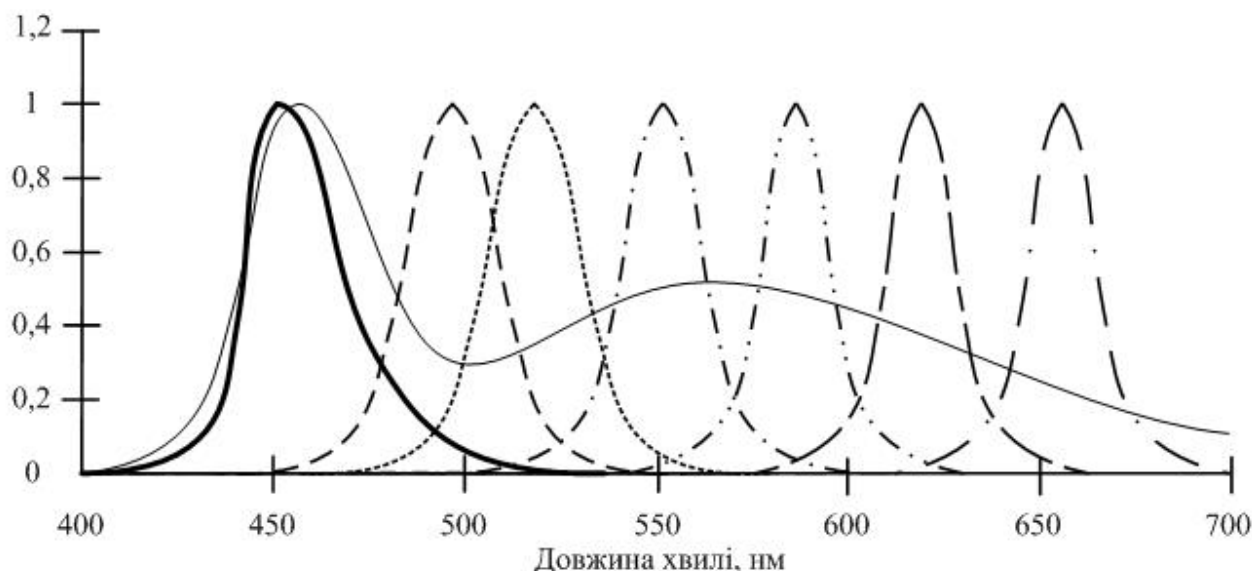


Рис. 8.8 – Відносний спектральний розподіл потужності низки типових СВД

Невеликі модулі, які використовуються для СВД, мають велику різноманітність розмірів і форм для світловипромінюючої поверхні. Поверхня світимості характеризується формою, розміром і розподілом яскравості вздовж неї. Яскравість всієї світловипромінюючої поверхні є усередненою величиною розподілу яскравості вздовж випромінюючої поверхні. Як правило, яскравість має максимум у центрі вихідного світлового пучка з значно більш низькими значеннями на краях, проте є розподіли, які суттєво відрізняються в такій сфері застосування, як у світлодіодних лампах.

У деяких сферах застосування СВД використовуються за умов, коли відстань між вихідним отвором модуля і приймачем відносно мала, так що світловипромінююча поверхня діє як площа значної величини, і джерело світла не може більше сприйматися як точкове. У цьому випадку відношення освітленостей, які вимірюються на різних відстанях, більше не відповідає умовам закону обернених квадратів, і діаграма спрямованості випромінювання залежить від відстані від випромінювача. Це описується як умова „ближнього поля”.

Навпаки, умова „далекого поля” з’являється, коли розмір випромінюючої поверхні достатньо малий у порівнянні з відстанню, на якій виконують вимірювання, так що закон обернених квадратів виконується, або коли діаграма спрямованості випромінювання вже не залежить від відстані до випромінювача.

8.2.4. Модель СВД

У багатьох випадках зручно мати математичну модель спектрального розподілу СВД, наприклад, коли аналізуються похибки спектральної невідповідності фотометрів для СВД різних пікових довжин хвиль. Наступна формула може бути використана для апроксимації спектра $S_{\text{СВД}}(\lambda)$ з будь-якою піковою довжиною хвилі та половиною ширини спектра $\Delta\lambda_{0,5}$:

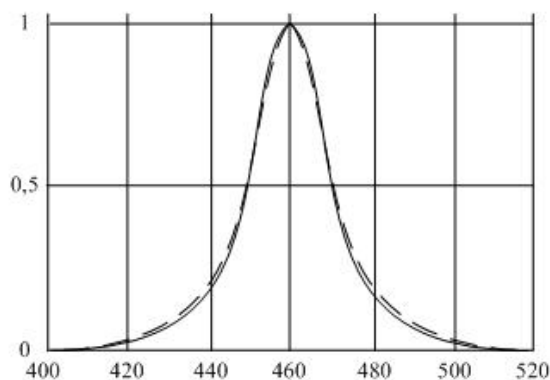


Рис. 8.9 – Показує порівняння моделі $S_{\text{СВД}}(\lambda, \lambda_0)$ з реальним спектром СВД

$$S_{\text{СВД}}(\lambda, \lambda_0) = \frac{\{g(\lambda, \lambda_0) + 2g^5(\lambda, \lambda_0, \Delta\lambda_{0.5})\}}{3},$$

$$\text{де } g(\lambda, \lambda_0) = \exp\left[-\left\{\frac{(\lambda - \lambda_0)}{\Delta\lambda_{0.5}}\right\}^2\right]. \quad (8.7)$$

Одиницею довжини хвилі є нм.

8.2.5. Вихідні еталони

Апаратура, яка використовується для вимірювання характеристик СВД, має бути калібрована вихідними еталонами СВД, які спеціально відбираються і досліджуються. Вони мають працювати на постійному струмі з температурою кристала, яка підтримується на постійному рівні. Коли для регулювання температури кристала використовується допоміжна система нагріву, СВД може бути стабілізований, використовуючи як індикатор температурну залежність прямої напруги, яка буде підтримуватись при знайденому значенні.

Світлодіоди, які використовуються як вихідні еталони, можуть бути виготовлені спеціально, включаючи окремі елементи опору або транзистор, встановлені в модуль СВД для оптимізації теплового контакту між нагрівником і кристалом. Рис. 8.10 показує схематичне зображення такого вихідного еталона. Цей принцип наполегливо рекомендується для всіх вихідних еталонів СВД.

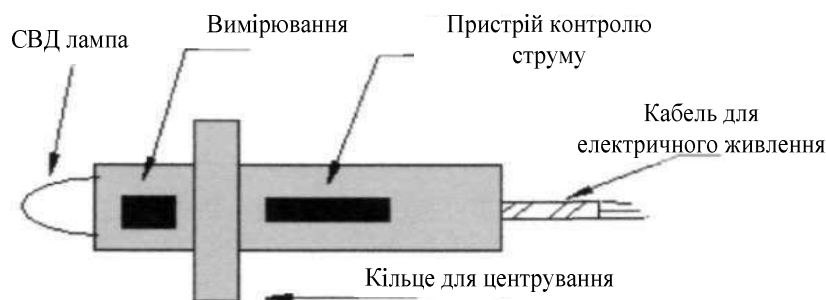


Рис. 8.10 – Схематична діаграма температури стабілізованого еталона СВД

Калібрування первинних еталонів має бути виконано національним метрологічним інститутом (НМІ) або лабораторією, пов'язаною з НМІ. Точний опис вимірювальної процедури (методики) і бюджет невизначеностей мають бути дані для кожного каліброваного еталонного СВД. Національний метрологічний інститут, який проводить калібрування, має бути також ідентифікованим.

Вихідний еталон СВД, встановлений у спеціально розроблений модуль, має бути типовим, як СВД. Вибраний СВД має бути „відпаленим” (тобто має

напрацювати певний час) протягом звичайно, 500 годин при потужностях, які пізніше будуть використовуватися під час роботи. Прискорене піддавання старінню, витримане при більш високих струмах, не рекомендується. Важливо, щоб СВД, підібраний для використання в якості еталона, мав спектральний і просторовий розподіли потужності, максимально близькі до відповідних характеристик тестованих СВД. Модуль мусить мати термостат для підтримки еталонного СВД при заданій температурі, а також пристрій для забезпечення постійного струму, щоб гарантувати постійний оптичний вихідний сигнал.

8.3. Режими функціонування з часовими залежностями

У багатьох сферах застосування СВД працюють при неусталених режимах, таких як модульований струм, однократний або мультиплексний режими. Оскільки вихідні характеристики СВД піддаються впливу цих робочих умов, важливо вказувати режим роботи при складанні даних про характеристики СВД.

8.3.1. Режим модульованого струму

Збільшення струму викликає збільшення світлового виходу і температури кристала, яке в свою чергу спричиняє збільшення світлового виходу. У випадку режиму модульованого струму температура кристала буде також змінюватися так, що усереднений вихідний сигнал буде відрізнятися від того, який одержується при роботі у сталому режимі з постійним струмом того самого значення. Таким чином, радіаційна ефективність h_e , яка є відношенням потужності випромінення Φ_e до вихідної електричної потужності P , є функцією усередненого струму, навіть якщо СВД працює повністю в межах нормального робочого діапазону між пусковим рівнем і рівнем насичення.

8.3.2. Імпульсний режим

Під час виробничого контролю вимірювання для визначення характеристик кожного СВД, часто виконуються як однократні дії в межах частки секунди і при рівнях струмів, які типово використовуються при сталих режимах роботи. Для більшості СВД теплоємність і теплопровідність кристала і модуля є надто великими, щоб досягнути значення температури сталого режиму за такий короткий час. Таким чином, цей режим модифікує одержані значення СВД характеристик. На щастя, ці значення за умови однократного режиму строго корельовані зі значеннями усталеного режиму. Істинні характеристики можуть бути обчислені за допомогою корегувань, визначених на основі кількох додаткових вимірювань.

8.3.3. Мультиплексний режим

За умов мультиплексного режиму періодично на короткий час вмикається та вимикається струм, середнє за часом значення якого дорівнює значенню постійного струму за умов звичайного функціонування. Як і у випадку однократного режиму, має бути досягнуто кореляції між відношеннями вихідних параметрів до струмів у мультиплексному режимі та в режимі

постійного струму, що можна також досягти кількома додатковими вимірюваннями.

8.3.4. Пряме падіння напруги

Значення прямого падіння напруги залежить від напівпровідникового матеріалів СВД з різноманітністю до 5 різних видів, які є в наявності. За встановлюваного зазвичай значення струму функціонування 20 мА типові значення падіння напруги становлять від 1,2 В у діодів інфрачервоного випромінювання до 6,5 В у синіх СВД. Падіння напруги U_n окремих СВД залежить від струму I_n та від температури напівпровідникового р–п-переходу, яку в першому наближенні може бути замінено температурою T_k кристала

$$U_n = U_n(T_k, I_n). \quad (8.8)$$

Повний диференціал dU_n розрізняє два впливи:

$$dU_n = \frac{U_n}{I_n} \cdot dI_n + \frac{U_n}{T_k} \cdot dT_k. \quad (8.9)$$

8.3.5. Залежність прямого падіння напруги від струму

За умов стабілізованої температури залежність між прямим падінням напруги та струмом має добре відомий характер, загальний для всіх напівпровідникових діодів. У діапазоні звичайного функціонування – між післяпусковим рівнем та рівнем насичення, вона добре наближається до лінійної залежності з тангенсом кута нахилу

$$\frac{\partial U_n}{\partial I_n} \approx 10 \text{ В} \cdot \text{А}^{-1}. \quad (8.10)$$

Якщо СВД функціонує, маючи робочу точку, що відповідає струму I_{n0} з відповідним прямим падінням напруги U_{n0} , і диференціальний опір, у цій точці визначається як:

$$R_{n0} = \frac{\Delta U_{n0}}{\Delta I_{n0}}, \quad (8.11)$$

то ампер-вольтова характеристика може бути апроксимована формулою:

$$U_n(I_n) = R_{n0} \cdot I_{n0} \cdot \ln \left(b \cdot \frac{I_n}{I_{n0}} - 1 \right), \quad (8.12)$$

де

$$b = \exp \left(\frac{U_{n0}}{R_{n0} \cdot I_{n0}} \right) R_{n0} \cdot I_{n0}. \quad (8.13)$$

На рис. 8.11 показано залежність між прямим падінням напруги на СВД та струмом за робочої точки, що відповідає умовам $U_{n0} = 2 \text{ В}$ та $I_{n0} = 20 \text{ мА}$, за чотирьох різних значень диференціального опору R_{n0} .

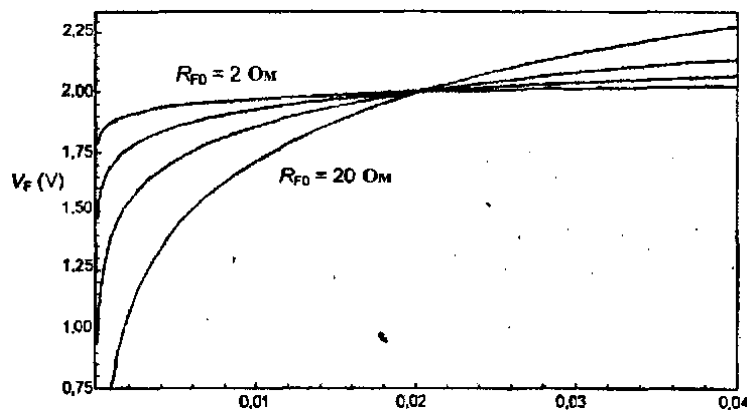


Рис. 8.11 – Залежність між прямим падінням напруги і струмом типових СВД за умов $U_{п0} = 2 \text{ В}$ та $I_{п0} = 20 \text{ мА}$ та за різних значень $R_{п0}$.

8.3.6. Залежність прямої напруги від температури

У разі функціонування за звичайної температури середовища питомі значення температурного коефіцієнта $\frac{\partial U_{п}}{\partial T_{к}}$ прямого падіння напруги в більшості СВД за умов постійного струму припадають на діапазон:

$$\frac{\partial U_{п}}{\partial T_{к}} [-1,5; 2,5] \text{ мВ} \cdot \text{°C}^{-1}. \quad (8.14)$$

8.3.7. Температура середовища

Якщо не встановлюється інше, температура середовища $T_{с}$, за якою оцінюються параметри СВД, має становити 25 °C . Після подачі вхідної потужності на кристал його температура $T_{к}$ зростає та стабілізується на рівні $T_{к} > T_{с}$. Рівень температурних змін залежить від величини вхідної потужності, теплоємності та теплотужності корпусу СВД. Після досягнення теплової рівноваги значення $T_{к}$ визначається передачею тепла до середовища, яка відбувається в основному через підкладку СВД (у випадках старих конструкцій – через струмоводи СВД). Як наслідок, теплообмінні властивості електричних контактів живлення СВД та довжини дротів між кристалом і контактами можуть суттєво впливати на результати вимірювань.

Температура кристала СВД буде більш або менш незмінною за умов короткочасного однократного режиму функціонування, але в разі функціонування за умов постійного струму зазвичай буде мале зростання температури. Температурні явища, які відбуваються в разі модульованого або мультиплексного функціонування, описано вище.

8.4. Вплив температури на випромінення

8.4.1. Зміщення довжини хвилі максимуму випромінення за змінення температури

За постійного струму та температурно стабілізованого падіння напруги потужність, споживана СВД, буде сталою. Проте слід зазначити, що стабілізація потужності без регулювання температури буде спричинити досить

різні умови функціонування. На спектральний розподіл відносної інтенсивності випромінювання це буде впливати двома шляхами. З одного боку, буде дещо змінюватися форма кривої розподілу; з іншого боку, зі зростанням температури весь графік розподілу може суттєво зміщуватися: у СВД на основі GaAsP – у бік довгих хвиль, а у СВД на основі GaInN (наприклад, у синіх СВД) – у бік коротких. Стосовно типових СВД це зміщення становить:

$$\frac{\partial \lambda_p}{\partial T_k} [0,1;0,3] \text{ нм} \cdot \text{°C}^{-1}. \quad (8.15)$$

8.4.2. Вплив температури на ККД та світлову віддачу

Малі зміни температури дуже слабо впливають на випромінювальні ККД – СВД. Світлові видачі зелених СВД є завжди майже сталими, оскільки довжини хвиль максимумів випромінювання таких СВД і функції $V(\lambda)$ є близькими. На світлові віддачі СВД з максимумами випромінень на «хвостах» функції $V(\lambda)$ зміщення спектрального розподілу впливає сильніше. Тому світлові віддачі червоних або синіх СВД змінюються суттєво за відносно малих змінень температури. Оскільки характери спектральних розподілів СВД залежать як від споживаної потужності, так і від температури кристала, стабілізація струму та температури є найкращими способами регулювання умов функціонування та підтримування устанавленого спектрального розподілу.

8.5. Технологічні відхилення

Деякі з важливих величин, використовуваних для характеризування оптичних випромінювань діодів залежать від просторових розподілів. Тому важливо точно орієнтувати СВД перед вимірюваннями їхніх параметрів. На жаль, існує дві осі обертання навколо напрямку від СВД – одна пов'язана з корпусом, а друга – із просторовим розподілом утворюваного випромінювання. Зони випромінюваності, які можуть мати різні форми, розміри та структури, часто не мають чітко вираженого обмеження контурів; тому може бути складно точно визначити місце розташування світлового центра. Із додаванням типових технологічних відхилень це спричиняє ускладнення з розташуванням та орієнтуванням і призводить до збільшення невизначеностей вимірювань.

На рис. 8.12 показано СВД, у якого геометрична вісь корпусу та оптична вісь пучка світла не збігаються. Під час виробничих випробувань зазвичай бракує часу для встановлення СВД у випробний затискач так, щоб сила світла вимірювалася в напрямку оптичної осі. У разі відбирання СВД для еталонів важливим є те, щоб у них оптичні та геометричні осі збігалися.

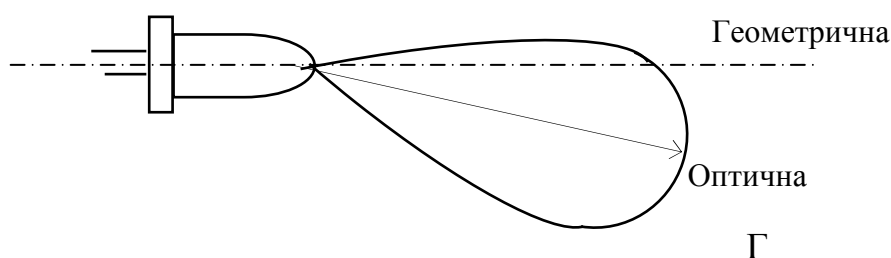


Рис. 8.12 – СВД, в якого геометрична та оптична осі не збігаються

8.6. Властивості фотометрів / радіометрів

Для вимірювань СВД використовується фотометри або радіометри, і / або спектро радіометри залежно від того, радіометричні чи фотометричні величини або ті, і другі вимірюються. Фотометр або радіометр для СВД вимірювань, звичайно, складається із приймача, фільтра, вхідної апертури, електричного пристрою для підсилення та електронного кола для посилення вихідного сигналу. Щодо загальних вимог до фотометрів див. [3].

8.6.1. Фотоприймачі

При конструюванні фотометрів або радіометрів, звичайно, використовуються кремнієві фотодіоди. Кремнієві фотодіоди мають діапазон, чутливості від ультрафіолету до ближнього інфрачервоного діапазону приблизно до 1100 нм з піковою чутливістю близько 900 нм. Кремнієві фотодіоди, звичайно, мають лінійну характеристику в кілька порядків вхідного світлового потоку, і також нехтуючи малу температурну залежність чутливості у видимій зоні. Слід відмітити, що фільтри мають більшу температурну залежність їх коефіцієнтів пропускання.

8.6.2. Кутова і просторова чутливість фотометрів і радіометрів

Фотометр і радіометр для вимірювань. Усередненої СВД сили світла / енергетичної сили світла не потребує косинусної насадки, оскільки світло падає в малому куті. Вони мусять мати однорідну чутливість тільки в діапазоні кутів, під яким випромінення від досліджуваного СВД може падати на фотометр або радіометр. Тому косинусна насадка взагалі не потребується на фронтальній площині фотометра або радіометра для вимірювання сили світла; проте розсіювач може бути використаний для утворення світної зони поверхні, яка більша, ніж світлочутлива зона приймача, (необхідно відзначити, що мала відстань до джерела потребує суттєво більшої світлочутливої поверхні приймача, ніж вхідна апертура фотометра). З іншого боку, фотометр / радіометр, який використовується з інтегруючою сферою для вимірювання сили світла або потоку випромінення, потребує косинусного коригування.

Для вимірювання „Усередненої СВД інтенсивності” чутливість вхідної апертури фотометра / радіометра має бути однорідною, щоб гарантувати, що все випромінення, яке досягає вхідної апертури, вимірюється з однаковою вагомістю. Деякі СВД мають вузькі кути або нерівномірний розподіл сили світла, які можуть створювати нерівномірний розподіл освітленості вздовж апертури. Якщо чутливість уздовж вхідної апертури неоднорідна, це може визначити суттєву похибку при вимірюванні „Усередненої СВД сили світла”, зокрема в разі геометрії МКО – В для таких СВД. Фотометр із хорошою просторовою однорідністю часто конструюється при використанні недифузного типу фотометра (це потребує фотодіода з великою приймальною поверхнею), або використовуючи малу інтегруючу сферу як вхідну оптику. Розсіювачі (такі як опалове скло) також часто використовуються з цією метою, особливо коли використовується малий фотодіод. Взагалі складно досягнути хорошої просторової однорідності, використовуючи розсіювач. Ретельне конструювання

і вибір розсіювальних матеріалів необхідні для досягнення суттєво хорошої просторової однорідності.

8.6.3. Спектральна чутливість фотометрів / радіометрів

Спектральна чутливість $S(\lambda)$ фотометра / радіометра може бути виражено через абсолютний коефіцієнт S_0 і функцію $S_r(\lambda)$ відносної спектральної чутливості формулою:

$$S(\lambda) = S_0 S_r(\lambda). \quad (8.16)$$

Якщо приймач опромінюється випроміненням зі спектральним розподілом $X(\lambda)$, фотострум I може бути обчислений із виразу:

$$I = X_0 S_0 \int_0^{\infty} S_r(\lambda) S(\lambda) d\lambda. \quad (8.17)$$

Тут $X(\lambda) = X_0 S(\lambda)$, де X_0 – нормувальний фактор і $S(\lambda)$ – відносний спектральний розподіл. $X(\lambda)$ репрезентує, яка із фотометричних або радіометричних величин має вимірюватися.

Відносна спектральна чутливість фотометра має бути наближена якомога більше до $V(\lambda)$, функції спектральної світлової ефективності для фотопічного бачення. Відносна спектральна чутливість радіометра має бути якомога сталою у всьому вибраному спектральному діапазоні.

8.6.4. Фотометр для вимірювання білих СВД

Робочі (комерційні) фотометри, як правило, класифікуються за величиною f'_1 [4], f'_1 – характеризує похибку, обумовлену відхиленням спектральної характеристики фотометра від $V(\lambda)$ – кривої. Фотометри з такою класифікацією рекомендується для вимірювання параметрів білих СВД.

Якщо застосовується коригування на спектральну невідповідність, то рекомендується, щоб фотометри для вимірювання параметрів білих СВД мали значення $f'_1 < 3,0\%$. При цьому f'_1 визначається як:

$$f'_1 = \frac{\int |S^*(\lambda)_{\text{rel}} - V(\lambda)| d\lambda}{\int V(\lambda) d\lambda}, \quad (8.18)$$

де $S^*(\lambda)_{\text{rel}}$ є нормована відносна спектральна чутливість приймача:

$$S^*(\lambda)_{\text{rel}} = S(\lambda)_{\text{rel}} \cdot \frac{\int S(\lambda)_A V(\lambda) d\lambda}{\int S(\lambda)_A S(\lambda)_{\text{rel}} d\lambda}. \quad (8.19)$$

$S(\lambda)_A$ – відносний спектральний розподіл променевого потоку стандартного випромінення (ілюміната) типу А МКО. Останній включений для того, щоб мати на увазі той факт, що фотометри, звичайно, калібруються, використовуючи набір вольфрамових ламп розжарювання з розподілом температури для стандартного джерела типу А. Похибки для білих СВД можуть

бути мінімізовані, якщо f_1' мала, але завжди необхідно належним чином оцінювати невизначеності.

Якщо фотометри, які використовуються для СВД вимірювань, не відповідають рекомендаціям для f_1' , використання таких фотометрів має бути обмежено прямою підстановкою (порівнянням того ж типу еталонного і випробуваного світлодіодів, які мають той самий колір) або такі фотометри оснащуються індивідуальними даними з виміряною відносною чутливістю так, що може бути застосовано коригування різниці у спектрах.

8.6.5. Фотометр для вимірювання колірних (не білих) СВД

У випадку одноколірних СВД похибки спектральної невідповідності можуть бути значно більшими, навіть якщо f_1' є достатньо малою величиною, завдяки тому факту, що спектри деяких СВД мають максимум на „крилах” функції $V(\lambda)$, де різниця у формулі (8.18) слабо впливає на значення, спричиняють незначний вплив на f_1' , але саме воно може спричинити великі похибки.

Фотометри, які вимірюють одноколірні СВД, рекомендується забезпечувати відносною спектральною чутливістю їх із прикладами коригування похибок спектральної невідповідності й оцінювання невизначеності вимірюваної фотометричної величини даних кольорових СВД.

8.7. Величини, які визначаються просторовими співвідношеннями

8.7.1. Нормувальний коефіцієнт і відносний просторовий розподіл

Взагалі сила світла $I(\Theta, \varphi)$ залежить від напрямку (Θ, φ) , і ця залежність називається просторовим розподілом сили світла. Необхідно відмітити, що вимірювання сили світла, у тому числі стосовно креслення просторового розподілу, мають бути зроблені в межах елементарного тілесного кута $d\Omega$, і це потребує приймача, діаметри вхідної апертури якого і розміри джерела були малими в порівнянні з відстанню між ними. Якщо абсолютна величина сили світла $I(\Theta, \varphi)$ вимірюється в певному вибраному напрямку, що відповідає умовам $\Theta = \Theta_0$ і $\varphi = \varphi_0$ і позначається $I_{00} = I(\Theta_0, \varphi_0)$, тоді це може бути використано, як нормувальний коефіцієнт може бути визначена функція $G(\Theta_0, \varphi_0)$ відносно просторового розподілу сили світла. Просторовий розподіл сили світла $I(\Theta, \varphi)$ може бути виражений як:

$$I(\Theta, \varphi) = I_{00} \cdot G(\Theta_0, \varphi_0), \quad (8.20)$$

який може бути переписано таким чином:

$$G(\Theta, \varphi) = \frac{I(\Theta, \varphi)}{I_{00}}. \quad (8.21)$$

Для просторового розподілу сили світла відсутня залежність від кута φ при кутах $\Theta = 0$ і $\Theta = \pi$. Таким чином, значення в напрямку $\Theta = 0$ є одним із звичайно маючим переваги для нормування, беручи $I_{00} = I(\Theta = 0)$.

Найпростішою формою функції $G(\Theta, \varphi)$ є:

$$G(\Theta) = G, \quad (8.22)$$

де G є константою. Вона становить сферичний, просторовий розподіл повністю ізотропного точкового джерела.

Іншим просторовим розподілом, який легко виражається математично, є Ламбертівський розподіл: просторовий розподіл з Θ – вимірним кутом між вибраним напрямком і перпендикуляром до поверхні для всіх значень φ дається

$$G(\Theta) = G_0 |\cos \Theta|, \quad (8.23)$$

де діапазон кутів обмежується напівсферою з $0 \leq \Theta \leq \pi/2$. Цей просторовий розподіл, звичайно, використовується як базовий.

Неможливо виразити більшість практичних просторових розподілів у термінах простої математичної функції, проте симетричні просторові розподіли часто характеризуються кутами, які відповідають 50 % і 10 % максимального значення. Необхідно зазначити, що для структурованих кривих (зі складним порізаним профілем) просторових розподілів може вибиратися більше, ніж один, кутів, які відповідають 50 % або 10 % максимального значення. При використанні цього методу рекомендується, відкладати кутів, що відповідають таким значенням поглинання з $\Theta = 0^\circ$ (з вимірюваннями від напрямку геометричної осі).

Більшість СВД сконструйовано для забезпечення розподілу з максимумом сили світла в напрямку $\Theta = 0$, проте це не завжди можливо і для деяких СВД конструкція приладу дає суттєво нижче значення в напрямку геометричної осі, ніж для деяких кутів поза восями. Один із таких прикладів на рис. 8.7 показує цей ефект.

Інколи, через промислові припуски, навіть коли СВД змонтовано в циліндричному корпусі, механічна вісь модуля (яка використовується для юстування СВД у вимірюваній системі) й оптична вісь (яка є віссю обертальної симетричної просторового розподілу) можуть мати деякі різні напрямки (див. рис. 8.12).

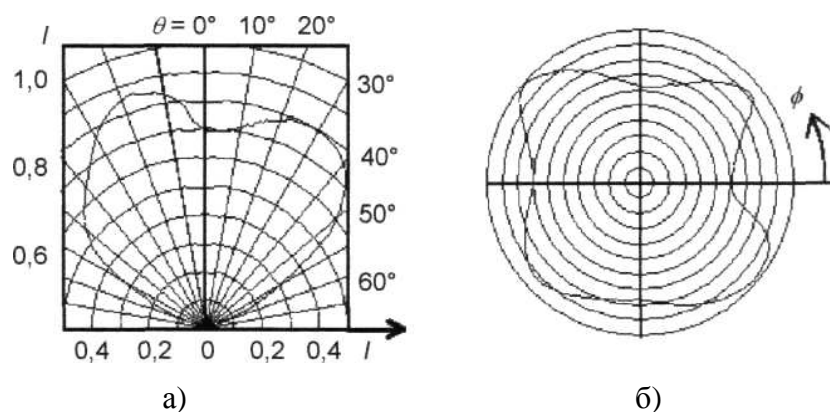


Рис. 8.13 – Два несиметричних розподіли сили світла, які часто зустрічаються: а) оптична вісь, далека від геометричної; б) просторовий розподіл сили світла не віссеметричний

Процедура вимірювання має прийняти до уваги те, що цей вплив може відбитися на результатах.

У будь-якому разі всі серійні СВД не мають абсолютно аксіально симетричних розподілів. Рис. 8.13 показує два приклади, звичайно, асиметричного розподілу, які інколи трапляються в СВД і можуть спричинити складності з орієнтуванням. Просторовий розподіл СВД, зображений на рис. 8.13, а, має мінімум у напрямку осі корпусу ($\Theta = 0^\circ$) і максимум поза осьового напрямку. Рис. 8.13, б (просторовий розподіл $I(\varphi)$) показано переріз $\Theta = \text{const}$ стосовно СВД, форма розподілу сили світла якого спричинена відхиленням від кругової симетрії.

8.7.2. Вимірювання направлених величин

Сила світла

Сила світла визначається як відношення світлового потоку $d\Phi$, що утворюється джерелом і поширюється в елементарному тілесному куті $d\Omega$ у певному напрямку, до величини кута:

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega}. \quad (8.24)$$

Хоча на перший погляд це може показатися простим питанням – проведення вимірювання світлового потоку в тілесному куті в певному напрямку – в дійсності часто ситуація значно більш складна. Концепція сили світла потребує припущення про точкове джерело, або щоб, у крайньому разі, розміри джерела були нехтуючи малими в порівнянні з відстанню між джерелом і приймачем; і є також вимога, щоб вимірювання були проведені в межах дуже малого тілесного кута.

Багато СВД мають відносно широку поверхню випромінення, яка при малих відстаннях, на яких доводиться вимірювати, може бути достатньо великою, щоб вважатися точковим джерелом. Крім того, корпуси СВД часто містять лінзи, які зміщують світлові центри.

Освітленість

Освітленість $E_v(\Theta, \varphi)$, утворенна на відстані d від джерела в напрямку (Θ, φ) на елементі поверхні, перпендикулярному до цього напрямку, пов'язана з силою світла в тому ж напрямку рівнянням:

$$E_v(\Theta, \varphi) = \frac{I_v(\Theta, \varphi)}{d^2} \quad (8.25)$$

за умови, що відстань є достатньо великою, щоб джерело могло вважатися точковим, і кутовий розмір фотоприймача був принаймні малим настільки, щоб освітленість була рівномірною. Рівняння (8.25) відоме як „закон обернених квадратів”, проте воно може бути переписане як:

$$I_v(\Theta, \varphi) = E_v(\Theta, \varphi) \cdot d^2. \quad (8.26)$$

Це є основою для практично всі вимірювань сили світла. Дійсно, вимірюваною величиною є освітленість на поверхні фотометра, і сила світла тоді обчислюється на основі рівняння (8.26) перемноженням освітленості на квадрат відстані від джерела.

Проте, для точних вимірювань сили світла важливо не тільки, щоб були відносно малих розмірів джерела та кутовий розмір приймача, а й те, щоб можна було точно вимірювати відстань між джерелом і фотометром. Оскільки може бути складно визначити фактичне місце розташування світлового центра СВД через наявність у нього лінзи або з інших причин, відстань часто вимірюється від довільної точки на корпусі модуля СВД.

Місце розташування випромінюючої поверхні

Якщо відстань для вимірювання досить велика, фактичне положення базової точки не повинне мати суттєвого значення, але через значну різноманітність типів СВД не має загального правила, яке може бути сформульоване, щоб визначити мінімальну відстань для точного вимірювання [5]. Це є причиною того, чому МКО рекомендує використання поняття „Усередненої сили світла СВД”.

Вимірювання за умов „ближнього поля” і „дальнього поля”

Під час реальних вимірювань сили світла розміри поверхні випромінюючої зони та сприймаючої поверхні фотометра мають бути малими настільки, щоб ними можна було нехтувати в порівнянні з відстанню між ними. В цьому випадку закон обернених квадратів буде виконуватись, і освітленість на поверхні приймача буде дорівнювати $E_v = \frac{I_v}{d^2}$, де I_v – сила світла джерела в даному напрямку і d – відстань між світловим центром джерела і приймача. На таке інколи посилаються як на умову „дальнього поля”. Проте в багатьох випадках вимірювання виконуються на відносно малих відстанях від СВД, коли будь-який відносний розмір джерела є достатньо великим, щоб його трактувати як точкове джерело, або кут, що охоплює приймач від джерела, є також великим. Ця умова відома як умова „ближнього поля”. Закон обернених квадратів в цьому випадку більше не виконується, і освітленість, яка вимірюється приймачем, критично залежить від умов вимірювання.

8.8. Усереднена сила світла СВД

В документації виробника одним з найбільш загальних параметрів, на який посилаються, як на вихідний сигнал СВД, є сила світла. На жаль, в багатьох випадках цей термін некоректно використовується, і вимірювана величина не є дійсною силою світла.

Фактично застосована процедура передбачає вимірювання потоку, що падає на приймач, розташований на відстані вимірювань від СВД, і обчислення тілесного кута діленням площі приймача на квадрат відстані. Оскільки ці вимірювання зазвичай проводять при відносно малих відстанях між приймачем і СВД, випромінююча зона СВД в багатьох випадках достатньо велика в порівнянні з відстанню до приймача, діє переважно як скоріше протяжне джерело, ніж точкове. Ця ситуація відома як „умова ближнього поля”, яка описана вище. Також можливо, якщо приймач так близько до джерела, що значення істинної сили світла будуть суттєво відрізнятися від тих, що спостерігаються з окремих частин поверхні приймача.

В таких ситуаціях, які є дуже поширеними в сфері вимірювань параметрів СВД, вимірювана величина не є силою світла в традиційному сенсі, але являє собою середню силу світла, усереднену як по різних окремих елементах, що утворюють протяжну випромінюючу поверхню СВД, так і по різних частинах поверхні приймача. На жаль, ця різниця не є грою слів у існуючому формулюванні визначення. Це є реальною проблемою, тому що за такої ситуації результати вимірювань та використовуваність знайдених вимірюваннями значень критично залежить від умов, за яких проводяться вимірювання. Це потребує узгодження та визначення точної геометрії вимірювань, яка б могла використовуватися стосовно широкого асортименту СВД, для правильного порівняння різних виробів і, що не менш важливо, однакових виробів різних виробників.

Як спосіб подолання цієї проблеми, МКО вирішила рекомендувати впровадження нового підходу, специфічного для випробувань СВД, – описувати вимірювані величини за умов так званого «ближнього поля» та визначити дві пов'язані з цим стандартні геометрії вимірювань. Ці геометрії базуються на поточних методиках в промисловості та на думках, висловлених як виробниками, так і користувачами СВД.

Цей новий термін має назву «Усереднена сила світла СВД» (усереднена сила випромінення СВД).

Геометрії вимірювань позначаються як стандартні умови А та В МКО для випробувань СВД. Відповідно, усередненим силам світла СВД, визначеним за цих умов рекомендуються позначення $I_{\text{СВД А}}$ та $I_{\text{СВД В}}$. Вони можуть використовуватися як стосовно енергетичних, так і світлових величин (наприклад, $I_{\text{СВД А е}}$; $I_{\text{СВД В в}}$).

За умов обох геометрій використовуються приймачі з коловою вхідною апертурою площею в 100 мм^2 (що відповідає діаметру 11,3 мм).

СВД повинен бути встановлений перед приймачем і виставлений таким чином, щоб механічна вісь СВД проходила через центр апертури приймача. Це відстань між СВД і приймачем, яка складає різницю між умовами А і В.

Відстані такі:

для МКО Стандартна Умова А: 316 мм,

для МКО Стандартна Умова В: 100 мм.

В обох випадках відстань вимірюється від передньої маківки СВД до площі вхідної апертури фотометра або радіометра.

Якщо приймач був калібрований за освітленістю, усереднена сила світла СВД може тоді бути обчисленою за співвідношенням:

$$I_{\text{СВД в}} = E_v \cdot d^2, \quad (8.27)$$

де E_v – усереднена освітленість в лк, виміряна приймачем, і d – відстань, виражена в метрах.

Для умови А, $d = 0,316 \text{ м}$ і умова В, $d = 0,100 \text{ м}$. Ці умови відповідають тілесному куту поля зору в 0,001 ср для умови А і 0,01 ср для умови В, проте фактичні розміри також важливі, як і кути в забезпеченні узгоджених

результатів. Еквівалентні повні плоскі кути дорівнюють приблизно 2° для умови А і $6,5^\circ$ для умови В.

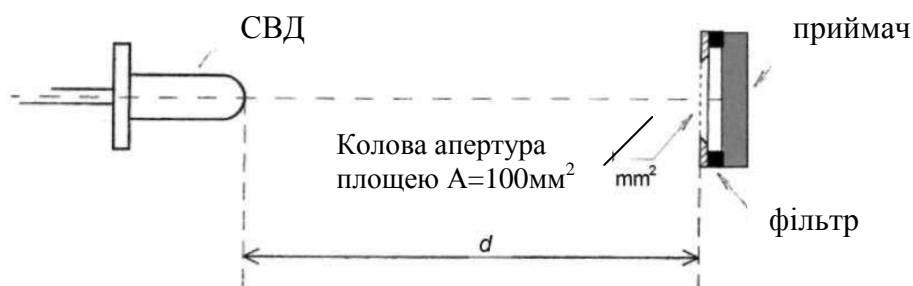


Рис. 8.14 – Схематична діаграма МКО – Стандартні умови для випромінення усередненої сили світла СВД. Відстань $d = 316$ мм для умови А, $d = 100$ мм для умови В

8.9. Вимірювання просторових і спрямованих параметрів

Бажано, щоб світлодіоди, відібрані для використання в якості робочих еталонів, мали відносний просторовий розподіл сили світла такий самий, як у випробуваних СВД. В разі вимірювань світлових потоків СВД з використанням інтегруючої сфери використання еталонних СВД, які мають подібні пучкові характеристики, будуть мінімізувати просторові похибки через неоднорідність інтегруючої сфери. Для вимірювань сили світла ця вимога не є такою критичною, проте використання еталонних СВД, які мають подібні пучкові характеристики, допоможуть зменшити похибку від розсіяного світла (похибка, пов'язана зі світлом, яке потрапляє на фотометр не безпосередньо від джерела).

Еталонні СВД для вимірювань інтенсивності повинні бути відібрані таким чином, щоб оптична вісь променя співпадала приблизно з механічною віссю, і просторовий розподіл навколо центральної осі (в межах $\pm 10^\circ$) був плавним і достатньо сталими, постійним, так щоб похибка юстування не визивала значних вимірювальних невизначеностей. Таким чином, світлодіодів, які мають вузький пучок або деяку структурність кривих розподілу сили світла, необхідно уникати. Вимірювання для перевірки характеристик просторового розподілу інтенсивності необхідно проводити як перший крок у відборі відповідних еталонних СВД. Якщо лабораторія оснащена гоніометром, це необхідно використати для проведення прямих вимірювань просторового розподілу інтенсивності. Найкращим способом є розташування передньої маківки СВД в центрі гоніометра і вимірювання випромінення на такій далекій відстані, наскільки дозволяє прилад.

В лабораторіях, де відсутній гоніометр, випробування можуть полягати в освітленні аркуша білого паперу пучками від СВД з порівняннями характеристик пучків.

8.10. Вимірювання усередненої сили світла СВД

Метод заміщення

Досліджуваний СВД калібрується порівнянням з еталонним СВД того ж самого типу з подібним спектральним розподілом. Еталонний СВД повинен

калібруватися за тієї ж самою геометрією (умови МКО А або В), що і при вимірюваннях випробуваного СВД.

Усереднена сила світла СВД I_{LED} [кд] випробуваного СВД одержується із

$$I_{СВД, test} = \frac{y_{test}}{y_{ref}} I_{СВД, ref}, \quad (2.28)$$

де $I_{СВД, ref}$ і $I_{СВД, test}$ є усередненою силою світла СВД випробуваного СВД, відповідно, y_{ref} і y_{test} – фотометричні сигнали еталонного СВД і випробуваного СВД відповідно.

За такими методом заміщення не має ніякої потреби у виправленні спектральної невідповідності, й вимірювання є найбільш простим. Проте, якщо вимірюється багато різних типів випробуваних СВД, потрібно мати багато різних типів еталонних СВД. Крім того, все ще будуть деякі похибки спектральної невідповідності через малу різницю в спектральному розподілі між еталонним СВД і випробуваним СВД, які можуть бути оцінені як компоненти невизначеності.

8.11. Заміщення з меншою кількістю еталонів

В багатьох випадках виникає потреба випробувати СВД такої великої кількості типів і, відповідно, складно мати так багато еталонних СВД. В таких випадках описаний попередній метод не може бути застосованим. В цьому методі рекомендується, щоб калібрувальний еталон СВД (який одержує одиницю від національної метрологічної лабораторії) вимірювався на кількох довжинах хвиль (кольорах) в умовах установки споживача, а результати порівнювалися за невизначеностями вимірювань.

8.12. Коригування в разі різниці у спектрах

Цей метод потребує знання відносної спектральної чутливості фотометричної головки. Фотометрична головка прокалібрована за еталонним СВД певного кольору (наприклад, зеленим або білим), і випробувані СВД будь-яких інших кольорів вимірюються з виправленням спектрального неспівпадіння відповідно до:

$$I_{СВД, test} = F \frac{y_{test}}{y_{ref}} I_{СВД, ref}, \quad (8.29)$$

де F – спектральний коригувальний коефіцієнт неспівпадіння, обчислений для кожного випробуваного СВД як:

$$F = \frac{\int S_t(\lambda) V(\lambda) d\lambda}{\int S_r(\lambda) S(\lambda)_{rel} d\lambda} \cdot \frac{\int S_t(\lambda) S_{rel}(\lambda) d\lambda}{\int S_r(\lambda) S_{rel}(\lambda) d\lambda}, \quad (8.30)$$

де $S_t(\lambda)$ – відносна густина спектрального розподілу променевого потоку випробуваного СВД, $S_r(\lambda)$ – відносний спектральний розподіл еталонного СВД, $S_{rel}(\lambda)$ – відносна спектральна чутливість фотометричної головки, $V(\lambda)$ –

відносна спектральна світлова ефективність випромінення для стандартного фотометричного спостерігача МКО.

Коефіцієнт F є коригуючим множником співвідношення значень вихідних сигналів головки фотометра.

8.13. Використання спектро радіометра

Спектро радіометр може бути використаним замість фотометричної головки для вимірювання усередненої сили світла СВД, якщо спектро радіометр відповідно сконструйований для СВД-вимірювань.

Метод еталонного приймача

Замість того, щоб використовувати еталонні СВД для калібрування фотометричної головки, можна використовувати фотометр як еталон (названий еталонним фотометром), що є звичайною практикою в загальній фотометрії. Відібрані фотометри високої якості є стабільними протягом тривалого часу. Фотометрична головка, яка має відповідну апертуру для усередненої сили світла СВД, калібрується за чутливістю, за освітленістю $[A/лк]$, за джерелом з еталонним спектром (еталонний випромінювач типу А) на відстанях, які відповідають умовам МКО А і В. Чутливості для умов МКО можуть дещо відрізнятися внаслідок ефекту ближнього поля. Таке калібрування фотометричної головки можливе в національному метрологічному інституті НМІ, а також може бути виконане використовувачами калібруванням фотометричної головки за еталонним СВД, який калібрований в НМІ. Коли фотометрична головка розміщена на точній відстані d (316мм або 100мм для умов МКО геометрії А і В), можна виміряти усереднену силу світла СВД випробуваного СВД таким чином:

$$S_{СВД,А} = F \cdot d^2 \frac{y}{S_{СВД,А}}; d = 0,316\text{мм}, \quad (8.31)$$

$$S_{СВД,В} = F \cdot d^2 \frac{y}{S_{СВД,В}}; d = 0,100\text{мм}, \quad (8.32)$$

де y – сигнал фотометричної головки, $S_{СВД,А}$ і $S_{СВД,В}$ – чутливість за освітленістю фотометричної головки для умов МКО А і В відповідно, F є спектральним коригуючим фактором.

Спектральний коригуючий фактор F обчислюється за формулою (8.32). Відмінність цього методу від методу, описаного в розділі (8.12) полягає в тому, що за методом еталонного приймача шкала тримається на фотометричній головці. Чутливість встановлюється тільки для одного еталонного джерела, і СВД завжди вимірюються із застосуванням спектрального коригування. За цього методу дізнаємося відносну спектральну чутливість фотометричної головки, також як і відносний спектральний розподіл потужності випробовуваних СВД. Для підтримки спектральної характеристики фотометрична головка може періодично перекалібровуватись. При застосуванні даного методу, рекомендується, щоб калібровані еталонні СВД (які прокалібровані в НМІ) декількох кольорів, в яких є зацікавленість,

вимірювалися за допомогою установок споживачів і порівнювалися з результатами за невизначеностями вимірювань.

8.14. Вимірювання світлових потоків

8.14.1. Вимірювані величини

Термін «повний світловий потік» означає весь потік, утворюваний джерелом, тобто сумарний потік, що поширюється в усіх напрямках (в тілесному куті 4π ср.). Проте він не завжди є важливішою величиною, яка потрібна у використанні окремих СВД. У деяких випадках є необхідним поняття часткового потоку, випромінюваного в межах певного тілесного кута, з нехтуванням потоком в непризначених напрямках (наприклад, у зворотному напрямку). Тому, окрім повного світлового потоку, в сфері випробувань СВД з'явилася нова величина – «частковий світловий потік».

8.14.2. Повний світловий потік

Повний світловий потік є основним параметром джерел світла. Він визначається сукупним потоком джерел світла в тілесному куті 4π ср. Повний світловий потік має позначення Φ або Φ_V , і одиницею його є люмен. Він визначається інтегралом від сили світла джерела по повному тілесному куті:

$$\Phi = \int_{\Omega} I \cdot d\Omega, \quad (8.33)$$

або інтегралом від освітленості, утворюваної джерелом на замкненій явній поверхні A , розташованій навколо джерела світла:

$$\Phi = \int_A E \cdot dA \quad (8.34)$$

Тому повний світловий потік має містити всі потоки, що утворюються в СВД (в тому числі і в зворотному напрямку).

8.14.3. Частковий потік СВД

Частковий потік СВД – величина, яка використовується для специфічних застосувань СВД. Вона визначається як потік, що покидає СВД і розповсюджується в межах заданого конусного кута (центрованого механічною віссю СВДа), який визначається круговою апертурою діаметром в 50 мм і відстанню, виміряною від маківки СВД. Рис. 8.15 ілюструє це визначення. Відстань d для конусного кута x^0 дається:

$$d = \frac{25}{\operatorname{tg}x/2} \text{ [мм]}, \quad (8.35)$$

де $x^0 \leq x \leq 180^0$.

Це величина має позначення $\Phi_{\text{СВД},x}$ зі значенням конусного кута x в градусах.

Наприклад, $\Phi_{\text{СВД},180}$ відповідає потоку у фронтальній півсфері (передній потік), в разі якого $d=0$. Будь-які частки (повного) потоку,

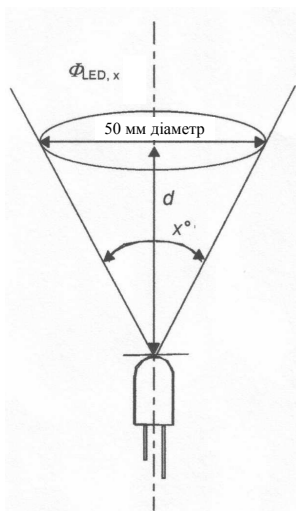


Рис. 8.15 – Частковий потік СВД

що випромінюється поза показаним конусним кутом, ігноруються.

Базовою точкою СВД є маківка, не тому що вона є його ефективним світловим центром, а тому, що її місце розташування можна легко визначити у СВД, тоді як розташування світлового центру визначається складно, а інколи – взагалі невідоме. Це важливо для простоти вимірювань та відтворюваності їх результатів. Для цього також встановлено єдине значення діаметра апертур (50 мм) (результати вимірювань будуть різними за різних розмірів апертур, використовуваних з однаковими конусними кутами). Це не є реальним частковим потоком, визначеним у «дальньому полі», скоріше він називається частковим потоком СВД, тобто величиною, яка може використовуватися в практичних випробуваннях СВД з простим оснащенням та відтворюваністю результатів.

Рекомендується, щоб поняття повного світлового потоку застосовувалося настільки, наскільки можливо. Поняття часткового потоку СВД застосовується лише тоді, коли поняття повного потоку не достатнє у певних використаннях СВД. В разі застосування часткового потоку СВД рекомендується, щоб по можливості використовувалися кути: 40° ; 60° ; 90° та 120° . Використання багатьох різних кутів призведе до складностей при порівнянні результатів. Крім того, перевага має надаватися куту, який вибирається так, щоб більша частина світлового пучка від СВД містилася в цьому тілесному куті. Такі умови роблять вимірювання менш чутливими до похибок в орієнтуванні СВД та у визначеннях відстаней вимірювань і діаметрів апертур.

У виробничому середовищі частковий потік СВД може вимірюватися за умов модифікованих геометрій (менших діаметрів і відстаней). В таких випадках результати вимірювань можуть порівнюватися з результатами, одержаними за встановлених умов (з діаметром апертури 50 мм) або коригуватися згідно з результатами останніх на основі кореляції результатів за умов двох геометрій стосовно світлодіодів певних типів з урахуванням додаткових невизначеностей.

8.15. Методи вимірювання потоку

Для вимірювання повного світлового потоку використовуються гоніометри або інтегруючі сфери. Для вимірювань часткового потоку СВД зазвичай використовуються інтегруючі сфери.

8.15.1. Гоніометричний метод. Вимірювання повного світлового потоку

Гоніометр є приладом для вимірювання сили світла джерел (або освітленості від джерел на заданій відстані) в багатьох різних напрямках від джерела. На відміну від методу інтегруючої сфери, гоніометричний метод теоретично вільний від похибок, пов'язаних з відмінністю в розподілі інтенсивності випробуваних джерел світла. Він не потребує еталонів повного світлового потоку. Замість цього він потребує більшого часу для вимірювань кожного зразка.

За допомогою вимірювання розподілу сили світла $I(\theta, \varphi)$ джерела повний світловий потік одержують за формулою:

$$\Phi = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_0^{\pi} I(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (8.36)$$

Гоніометр може бути конфігурований таким чином, щоб розподіл освітленості $E(\theta, \varphi)$ був вимірний по уявній сферичній поверхні радіуса r (м), замість того, щоб вимірювати силу світла. В цьому випадку, повний світловий потік визначають виразом

$$\Phi = r^2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} E(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi. \quad (8.37)$$

За рівнянням (8.37) можна визначити, що місце знаходження джерела світла в уявній сфері не має значення.

Інтервал кутів вимірювання необхідно ретельно вибирати залежно від різкості діаграми пучка СВД. В дійсності СВД не є точковими джерелами і мають неоднорідний розподіл світла. Вимірювана відстань (радіус обертання фотометра) повинна бути вибрана достатньо великою (типово 300 мм або більше), такою, щоб похибки вимірювань відстані (включаючи похибку визначення положення базової площини фотометра), коли рівняння (8.35) використовується, або похибкою вирівнювання СВД, коли рівняння (8.35) використовується, знехтували. Якщо гоніометр також сконструйований для вимірювання усередненої сили світла СВД, відстань r може бути вибраною для умов А і В (100 мм або 316 мм). Необхідно зазначити, що кутова роздільна здатність за цих умов достатньо низька завдяки відносно великому тілесному куту, за яким вимірюється потік.

Фотометрична головка гоніометра повинна задовольняти вимогам щодо спектральної чутливості, наведеної в Розділі 8.6.3. Калібрування фотометричної головки (і спектральне коригування) повинно відповідати рекомендації для вимірювань Усередненої сили світла (розділ 8.10). Прилад також потребує ретельного екранування від зовнішнього світла і відбитого світла всередині.

Діапазон кутового сканування повинен покривати весь тілесний кут, в якому випробуваний СВД випромінює світло. Відмітимо, що деякі СВД мають суттєву величину випромінювання в оберненому напрямку, навіть тоді, коли вони мають вузьку пучкову діаграму в прямому напрямку. Таке випромінювання в оберненому напрямку має бути включене для визначення повного світлового потоку. Зазначимо, що деякі гоніометри можуть сканувати тільки в передній напівсфері; в такому випадку будь-яке випромінювання в оберненому напрямку ігнорується, що призводить до похибки визначення світлового потоку.

8.15.2. Метод інтегруючої сфери

Вимірювання повного світлового потоку

Найбільш простий шлях вимірювання повного світлового потоку СВД – використання фотометра на базі інтегруючої сфери. Це є прикладом того, як проводити оптичне просторове інтегрування потоку таким чином, щоб

повний світловий потік виміряти однією фіксованою фотометричною голівкою, і вимірювання є поточним. Фотометр на базі інтегруючої сфери калібрується за еталонним повного світлового потоку. Джерело світла, яке випробовується, вимірюється порівнянням з еталонним джерелом, яке має подібні просторовий і спектральний розподіли. Таким чином, цей метод потребує еталонних СВД, каліброваних за повним світловим потоком. В порівнянні з гоніометром вимірювання є швидкими, але їм властиві похибки, коли просторові розподіли сили світла еталонного СВД і випробуваного СВД різні.

Цей тип похибки важливо коригувати, щоб похибку мінімізувати використанням добре сконструйованою конфігурацією сфери і подібним типом еталонних СВД, таких як і випробуваний СВД.

Рис. 8.16 показує рекомендовані конфігурації сфери для вимірювання повного світлового потоку СВД.

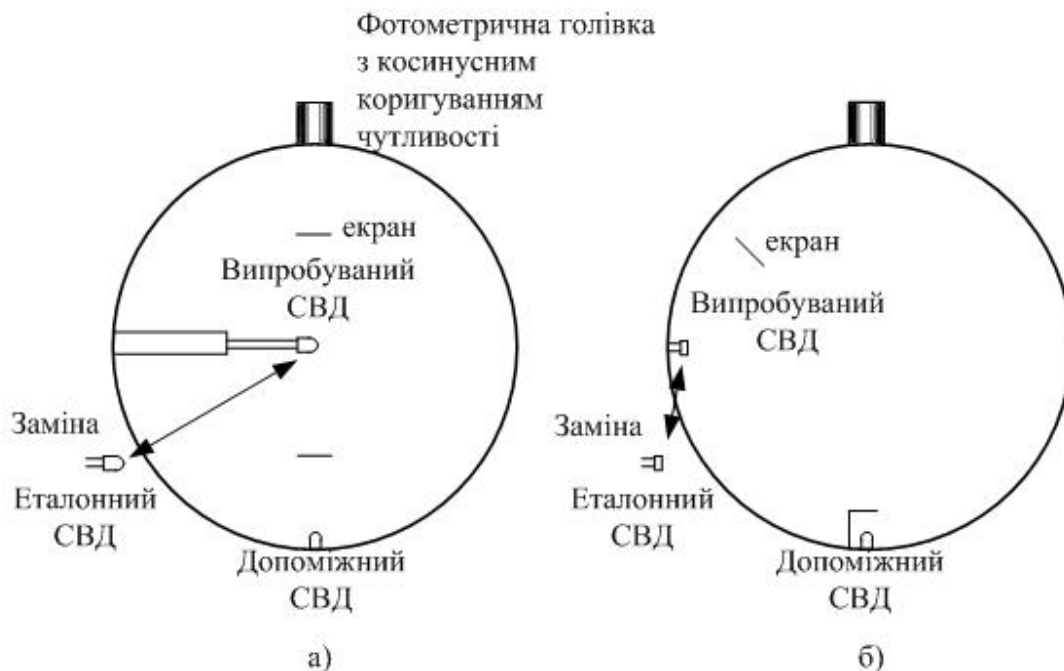


Рис. 8.16 – Рекомендовані конфігурації сфери для світлового потоку СВД:
а) для всіх типів СВД, в) для СВД з вимірюванням в оберненому напрямку

Конфігурація (а) рекомендується для всіх типів СВД, включаючи ті, які мають профіль вузького світлового пучка або ті, які мають широкі діаграми і випромінення в оберненому напрямку. Ці конфігурації сфери забезпечують хорошу просторову однорідність чутливості по всім стінкам сфери і є менш чутливими до відмінностей в просторовому розподілі сили світла СВД. За старої практики випробуваний СВД закріплювався на стінці сфери, що взагалі не рекомендується для вимірювань повного світлового потоку через втрату випромінення в зворотному напрямку.

Проте конфігурація (б) прийнятна для СВД, які не мають випромінення в оберненому напрямку. Ця конфігурація має перевагу завдяки тому, що випробуваний СВД може бути легко закріплений на стінці сфери. Відмітимо, що СВД на епоксидній основі можуть мати суттєві частки випромінення в

зворотному напрямку, і відповідно, необхідно використовувати конфігурацію (а). Високопотужні СВД, які мають великий тепловідвід і не мають зворотного випромінення, можуть вимірюватись за конфігурацією (в), коли тільки СВД – головка вмонтовується в сферу, а великий тепловідвід залишається поза сферою.

Для будь-якої конфігурації для сфери рекомендується мінімальний діаметр – 20 см.

Для вимірювань СВД зазвичай використовуються сфери діаметром від 20 см до 50 см. Чим більша сфера, тим менше похибок просторової неоднорідності (пов'язаних з відносно меншим розміром екрана), а чутливості до самопоглинання менше, але і сигнал також зменшуються.

Високопотужні СВД (наприклад такі, які споживають більше 1 Вт електричної енергії) можуть вимірюватися у великих інтегруючих сферах (наприклад, в сфері діаметром 2 м, яка використовується для вимірювань традиційних ламп), і в якій цілком СВД і тепловідвід може бути вмонтовано в центрі сфери за конфігурацією (а).

Сфера повинна бути оснащена допоміжним СВД. Вимірювання самопоглинання має бути виконане, якщо випробовуваний і еталонні СВД не є того самого типу і розміру (пряме заміщення) або розмір сфери не є досить великим, щоб самопоглинанням СВД можна було знехтувати. Самопоглинання може бути різним для різних кольорів СВД залежно від характеристик сфери. Краще використовувати допоміжний СВД, який має подібний колір, як і випробовуваний СВД, якщо відмінності мають суттєвий характер.

Для внутрішнього покриття віддають перевагу матеріалам з коефіцієнтом відбиття від 90 % до 98 % залежно від розміру сфери і її використання. Чим більше значення коефіцієнта відбиття, тим більше отриманий сигнал і тим менші похибки, пов'язані з різницями в розподілах сил світла. Проте вищою відбиваючою здатністю чутливість сфери більше залежить від ефектів самопоглинання, довгострокового дрейфу і відмінностей спектрального розподілу потужності. Розмір екрана повинен бути настільки малим, наскільки можливо захистити фотометр від прямого освітлення від еталонного і випробовуваного СВД найбільших вимірюваних розмірів.

За будь-якої геометрії (а) або (б) важливо, щоб фотометрична головка мала необхідну косинусну характеристику і узгодження відповідно до кривої видності $V(\lambda)$. Вимоги до спектральної чутливості застосовуються в цілому до системи (фотометрична головка + інтегруюча сфера).

Для методів коригування спектральної невідповідності, якщо таке коригування не здійснюється (див. розділ 8.15.6), потрібно провести пряме заміщення, коли випробовувані СВД порівнюються з еталонними СВД того ж самого типу (приблизно того ж самого спектрального розподілу). Необхідно взяти до уваги, коли СВД, які вимірюються, здатні генерувати флуоресценцію у сфері. Похибка може бути суттєвою, коли пікова довжина хвилі СВД знаходиться на крилах $V(\lambda)$ (наприклад, сині СВД), флуоресценція відбувається в зеленій області, де значення $V(\lambda)$ є великим, в такому випадку ефект флуоресценції збільшується у вимірюваному світловому потоці.

8.15.3. Вимірювання часткових потоків СВД

Для вимірювання часткових потоків СВД рекомендується інтегруючий сферичний фотометр з геометрією, зображеною на рис. 8.17. Сфера має отвір, до якого припасовано прецизійну апертуру (діаметром 50 мм). Базова площина (площина, що проходить через призматичні краї) має розташовуватися на одному рівні з внутрішньою поверхнею сфери (так щоб в апертуру вписувалися повні конічні кути X в діапазоні від 0° до 180°). Площа апертури має бути виміряна зі сталою невизначеністю, оскільки це безпосередньо впливає на невизначеність вимірювань часткового потоку СВД. Рекомендується, щоб сфера мала діаметр не менше 20 см. Перевага має надаватися покриттям внутрішньої поверхні кулі з високими рівнем відбиття (95 % – 98 %) для збільшення вхідного сигналу та кращої просторової однорідності чутливості кулі, оскільки ефективність відбивань в кулі дещо зменшується через наявність великого отвору. Відстань d (від купола СВД до базової площини в апертурі) визначається стосовно повного конусного кута X згідно з формулою (8.35).

Екран розташовується на середині відстані між отвором та фотометричною голівкою, і він має бути за можливості малим, але достатнім, щоб затінити фотометр (світлочутливу поверхню) в межах усього отвору апертури.

Простір навколо випробуваного СВД та отвору має бути захищений від сторонніх випромінювань, і потрібно звертати увагу на те, щоб тільки пряме світло від випробуваного СВД могло потрапляти в отвір без сторонніх випромінювань та/або випромінювань, що відбиваються від інших об'єктів навколо СВД.

Значення параметрів випробуваних СВД знаходять шляхом порівняння зі значеннями параметрів еталонних СВД тих самих типів. Рекомендується використовувати еталонні СВД з подібними розподілами інтенсивності, оскільки це усуває або зменшує різні похибки, пов'язані, наприклад, зі сторонніми випромінюваннями, вимірюванням відстані d та площі A апертури.

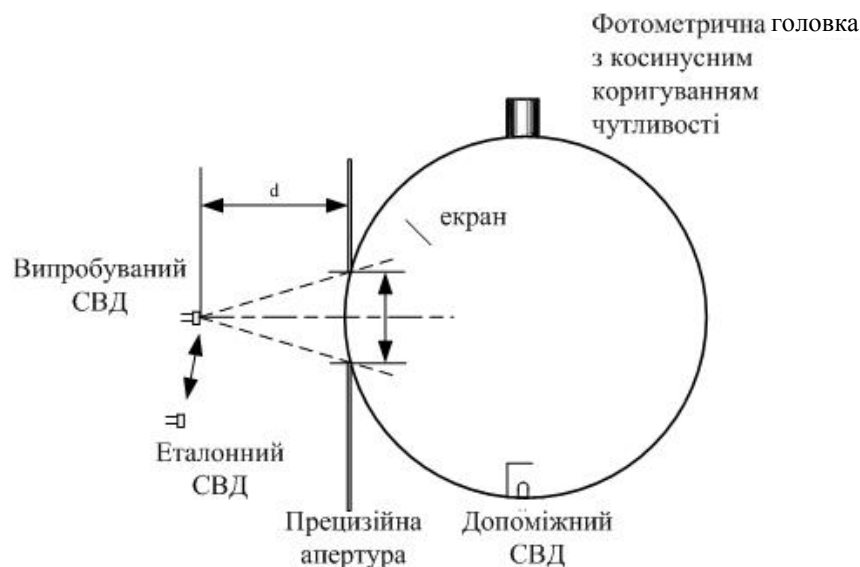


Рис. 8.17 – Рекомендована геометрія сфери для вимірювань Часткового потоку СВД

8.15.4. Методи калібрування сфери та подальші коригування

Коли проводяться вимірювання випробуваного СВД певного кольору (спектрального розподілу), фотометр на базі інтегруючої сфери калібрується за еталонним СВД того ж самого кольору (або приблизно того ж самого спектрального розподілу). Коли вимірюється випробуваний СВД іншого кольору, сферичний фотометр калібрується за іншим еталонним СВД того ж самого кольору. За таким методом прямого заміщення не має необхідності спектрального коригування, і вимірювання є найбільш простим. Проте, якщо є багато різних типів (кольорів) випробуваних СВД, необхідно мати також багато інших еталонних СВД. Також зазначимо, що навіть при такому прямому заміщенні похибки спектральної невідповідності не будуть дорівнювати нулю через малу різницю в спектральному розподілі між еталонним і випробуваним СВД, і ці похибки повинні бути оцінені як складова невизначеності. Повинні бути використані допоміжні лампи для визначення самопоглинання у тих випадках, коли випробувані СВД відрізняються від еталонного СВД, тоді як колір і просторовий розподіл є несуттєвими: під час роботи допоміжного СВД випробуваний СВД виключається. Важливо те, що ці два світлодіода є різними, так що їх поглинання відрізняються.

8.15.5. Заміщення з меншою кількістю еталонів

В багатьох випадках, коли вимірюється багато різних типів (колірності) СВД, важко забезпечити такою кількістю еталонних СВД. В таких випадках рекомендується метод, описаний в Розділі 8.15.6. А ще рекомендується, щоб еталонні СВД певних кольорів калібруються в національних метрологічних інститутах (НМІ), вимірювались з використанням установок споживача, і результати порівнювались для узгодження результатів в рамках встановлених невизначеностей для кожного колірної СВД.

8.15.5.1. Використання сферичного фотометра з хорошим спектральним узгодженням

Якщо величина $f_{1, \text{СВД}}$ сферичного фотометра достатньо мала ($< 10\%$) і прийнятна як додатня невизначеність, тоді фотометрична головка калібрується еталонним СВД певного кольору (зеленим, білим та ін.) і випробувані СВД будь-яких інших кольорів вимірюються без коригування на спектральну відмінність. Значення $f_{1, \text{СВД}}$ береться як додатня компонента невизначеності у вимірюваннях.

Зазначимо, що відносна спектральна чутливість сферичного фотометра складається із спектральної чутливості фотометричної головки і спектральної пропускну здатності сфери.

8.15.6. Застосування коригувань, пов'язаних з різницею в спектрах невідповідності

Якщо відносна спектральна чутливість сферичного фотометра відома, сферичний фотометр калібрується за еталонним СВД певного кольору (зелений, білий і т. д.), тоді випробувані СВД будь-якого кольору вимірюються

із застосуванням спектрального коригування. Якщо відносний спектральний розподіл випробуваного СВД невідомий, то він має бути вимірний. Коефіцієнт спектрального коригування обчислюється за рівнянням (8.30), з $S_{rel}(x)$:

$$S_{rel} = S_{ph\ rel}(\lambda) \cdot T_{rel}(\lambda), \quad (8.38)$$

де $S_{ph\ rel}(\lambda)$ – відносна спектральна чутливість фотометричної головки, $T_{rel}(\lambda)$ – відносний спектральний коефіцієнт пропускання інтегруючої сфери.

8.15.7. Вимірювання відносного спектрального коефіцієнта пропускання

Відносний спектральний коефіцієнт пропускання T_{rel} інтегруючої сфери може бути вимірним з використанням наступних методів.

1) Для вимірювання повного потоку спочатку вимірюють спектральний розподіл еталонної вольфрамової лампи всередині сфери за допомогою спектро радіометра. Вимірюючи в кількох різних напрямках, перевіряють, що лампа має просторово однорідний спектральний розподіл. Спектро радіометр повинен бути в режимі опроміненості й мати косинусне коригування чутливості. Тоді включають лампу в сфері та вимірюють спектральний розподіл на приймальному порті (захищеному від прямого світла), використовуючи той самий спектро радіометр. Співвідношення виміряного спектрального розподілу всередині сфери до даних зовні сфери дасть відносний спектральний коефіцієнт пропускання сфери.

2) Використовуючи інтегруючу сферу для вимірювання часткового потоку СВД, введемо пучок світла від еталонної вольфрамової лампи. Вимірюємо спектральний розподіл лампи спектро радіометром (в режимі опромінення) в напрямку вхідного отвору. Потім вимірюємо спектральний розподіл на приймальному порті інтегруючої сфери, використовуючи той же самий спектро радіометр. Співвідношення виміряного спектрального розподілу на приймальному порті сфери до даних, виміряних прямо від лампи, дасть відносний спектральний коефіцієнт пропускання сфери.

Зауважимо, що цей метод чутливий до похибок, якщо сфера має неоднорідне покриття і/або має флуоресценцію. Вольфрамова лампа, яка використовується при вимірюваннях, має бути достатньо малою відносно розміру сфери (наприклад, мініатюрна вольфрамова галогенна лампа може бути в сфері 20 см).

Визначити коефіцієнт пропускання сфери $T_{rel}(\lambda)$ можливо також за допомогою формули:

$$T_{rel}(\lambda) = k \frac{\rho(\lambda)}{1 - \rho(\lambda)}, \quad (8.39)$$

де $\rho(\lambda)$ – спектральний коефіцієнт відбиття покриття сфери, k – нормуючий множник. Зазначимо, що з часом покриття забруднюється. Таким чином, обчислені результати від даних зразка покриття можуть не бути точними для фактичних інтегруючих сфер. $\rho(\lambda)$ потрібно вимірювати в геометрії напівсферової опроміненості. Крім того, через зменшення $1 - \rho(\lambda)$ вимірювальні похибки в $\rho(\lambda)$ мають тенденцію збільшуватись.

8.15.8. Використання спектрорадіометра

Спектрорадіометр може бути використаний в якості приймача для інтегруючої сфери, і повний світловий потік може бути вимірний без коригування на спектральну невідповідність, якщо спектрорадіометр налаштовано для вимірювання повного спектрального розподілу променевого потоку СВД (див розділ 8.16.12).

8.16. Спектральні вимірювання. Концепція спектрального розподілу

Спектральна густина

Для будь-якої заданої радіометричної величини X_e спектральна густина цієї величини є похідною від цієї величини по довжині хвилі λ і задана формулою:

$$X_\lambda(\lambda) = \frac{dX_e(\lambda)}{d\lambda}, \quad (8.40)$$

де $X_\lambda(\lambda)$ також відома як спектральний розподіл даної величини. Ця функція залежить від довжини хвилі. Одиницею спектрорадіометричної величини є одиниця радіометричної величини, поділена на одиницю довжини, метр. Наприклад, розмірність одиниці сили випромінення I_e – Вт ср^{-1} , а розмірність одиниці спектральної сили випромінення – $I_{e\lambda}$, яке часто записується просто як I_λ , є $\text{Вт ср}^{-1} \text{ м}^{-2}$, а для забезпечення зручнішого діапазону величин часто записується як $\text{мВт ср}^{-1} \text{ нм}^{-1}$ або $\text{мкВт ср}^{-1} \text{ нм}^{-1}$.

Примітка: спектральна густина може також бути виражена як функція частоти або хвильового числа, проте зазвичай вибирається функція довжини хвилі, щоб охарактеризувати спектральний розподіл СВД. Контур спектрального розподілу буде суттєво змінюватись залежно від використовуваної ширини смуги спектрорадіометра. Ширина смуги на половині максимуму інтенсивності (FWHM – full width at half maximum), яка використовується при вимірюванні, і будь-яке коригування на нульову ширину діапазону має бути відмічене, коли представляються дані про спектральний розподіл. Ширина смуги не повинна бути більше 5 нм.

8.16.1. Нормувальний коефіцієнт і відносна густина спектрального розподілу

Світлодіоди має оптичне випромінення в обмеженому діапазоні довжин хвиль $\lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2$. Часто корисно нормувати функцію спектрального розподілу і розділити її на дві частини, абсолютний коефіцієнт нормування взяти на довжині хвилі $\lambda = \lambda_0$ в одиниці густини спектрального розподілу:

$$X_{e0} = X_\lambda(\lambda_\lambda = \lambda_0) \quad (8.41)$$

і відносну густину спектра $S_\lambda(\lambda)$:

$$S_\lambda(\lambda) = \frac{X_\lambda(\lambda)}{X_{e0}}, \quad (8.42)$$

яка є безрозмірною величиною, асоціюється з геометричним змістом розподілу, що характеризує первісну величину. Із рівняння (8.42) абсолютний

спектральний розподіл може бути записаний як:

$$X_{\lambda}(\lambda) = X_{eo}S_{\lambda}(\lambda) \quad (8.43)$$

8.16.2. Параметри спектральних розподілів

Рис. 8.18 ілюструє положення характерних довжин хвиль, описаних в наступних розділах. Характер розподілу є типовим для всіх СВД з нульовими значеннями за межами діапазону довжини хвиль $\lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2$ і одним суттєвим максимумом в ньому.

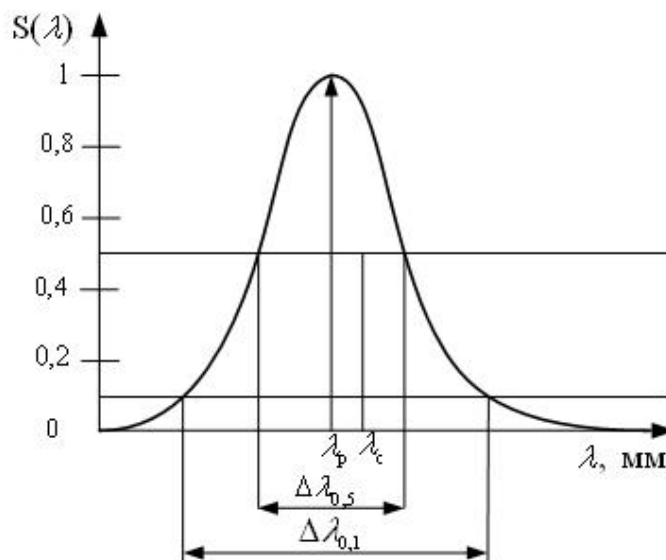


Рис. 8.18 – Типовий відносний спектральний розподіл СВД, який показує положення характерних довжин хвиль та інтервалів довжин хвиль

8.16.3. Пікова довжина хвилі

Довжина хвилі в максимумі спектрального розподілу відома як пікова довжина хвилі λ_p . Абсолютний спектральний розподіл переважно нормується на цій довжині хвилі краще, ніж на будь-якій іншій хвилі, для того щоб одержати відносний спектральний розподіл з максимальним значенням, який дорівнює одиниці.

8.16.4. Спектральна ширина смуги на рівні половини максимуму інтенсивності

Ширина спектральної смуги на рівні половини максимуму інтенсивності обчислюється за двома довжинами хвиль $\lambda'_{0,5}$ і $\lambda''_{0,5}$, які перебувають по обидві сторони від λ_p , і на яких інтенсивності становлять 50 % максимальної:

$$\Delta\lambda_{0,5} = \lambda''_{0,5} - \lambda'_{0,5} \quad (8.44)$$

Примітка: в деяких областях застосування також використовується значення $\Delta\lambda_{0,1}$ (див. рис. 8.18), ширина діапазону визначається між двома довжинами хвиль, на яких інтенсивності становлять 10% максимальної.

8.16.5. Центральна довжина хвилі між половинними рівнями

Довжина хвилі посередині двох обмежуючих довжин хвиль $\lambda'_{0,5}$ і $\lambda''_{0,5}$ спектральної смуги, на яких інтенсивності становлять 50 % встановленого

рівня, обчислюється за допомогою формули:

$$\lambda_{0,5} = \frac{1}{2} (\lambda'_{0,5} + \lambda''_{0,5}). \quad (8.45)$$

8.16.6. Центроїдна довжина хвилі

Центроїдна довжина хвилі λ_c , що (як абсциса) відповідає розташуванню центра ваги „спектрального розподілу” і значення якого обчислюється за формулою:

$$\lambda_c = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \lambda S_X(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} S_X(\lambda) d\lambda}. \quad (8.46)$$

Необхідно зазначити, що, на відміну від інших характерних довжин хвиль, визначених тут, центроїдна довжина хвилі може бути сильно залежною від дуже малих значень відносного спектрального розподілу на спадаючих «хвостах» кривої, де невизначеність вимірювання збільшується завдяки впливу розсіяного випромінювання, шумових ефектів, дрейфу підсилювача.

8.16.7. Колометричні величини, які визначаються за спектральним розподілом

Колір світла, який випромінюється СВД, може бути визначений в термінах координат колірності й він краще всього отримується обчисленням за спектральним розподілом. Дві альтернативні величини також інколи використовуються, щоб охарактеризувати колір одноколірних СВД: домінантна довжина хвилі та чистота (колірного стимулу), вони не можуть використовуватись для білих СВД. Їх застосовують і для представлення кількісної міри відтінку і насиченості кольору, обчислюють за координатами колірності. Рис. 8.19 ілюструє концепції домінантної довжини хвилі та чистоти стимулу.

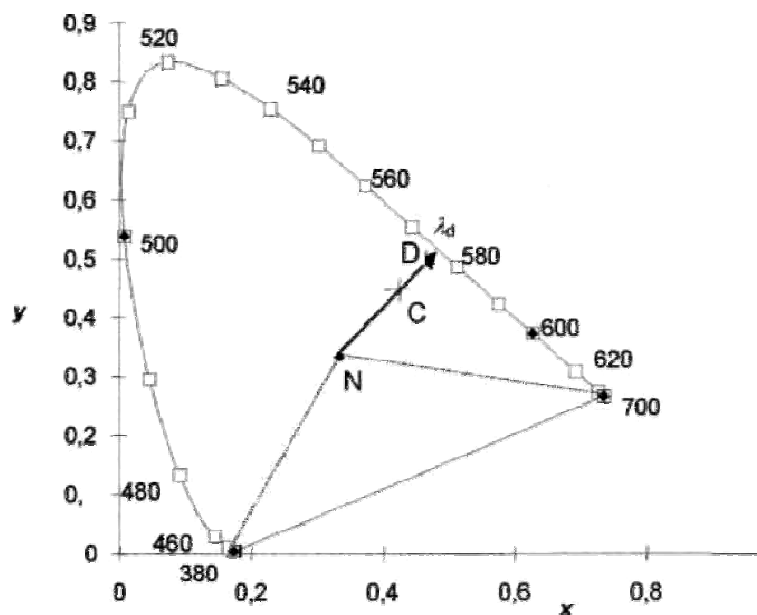


Рис. 8.19 – Колірний графік МКО 1931 р., на якому показано точки та відрізки для обчислень значень домінантної довжини хвилі та частота

Білі СВД характеризуються корельованою колірною температурою.

8.16.8. Домінантна довжина хвилі

Домінантна довжина хвилі λ_d колірного стимулу визначається наступним чином. Довжина хвилі монохроматичного стимулу, коли адитивно змішаний у необхідних пропорціях з визначеним ахроматичним стимулом узгоджує розглянутий колірний стимул.

Значення λ_d доміантної довжини хвилі колірного стимулу знаходиться таким чином: стосовно колірному стимулу визначається довжина хвилі монохроматичного стимулу для адитивного змішування в належних пропорціях з установленим ахроматичним стимулом.

Базовим ахроматичним стимулом для характеристик СВД має бути стимул з еквиенергетичним спектром, тобто такий стимул, функція густини спектрального розподілу якого (від довжини хвилі) є константа (яку іноді називають стандартним джерелом (ілюмінантом) E) і який має координати колірності $x_e=0,3333$ та $y_e=0,3333$.

8.16.9. Чистота (колірного стимулу)

Для характеристики чистоти вимірювання СВД застосовується параметр p_e – умовна чистота кольору. Його значення знаходиться нижченаведеним способом:

Обчислюється відношення NC/ND двох колінеарних відрізків на колірному графіку стандартної колориметричної системи СІЕ 1931р. (графік 1964р. дає більш різні значення в разі малих насиченостей); перший відрізок – відрізок між точкою С, яка представляє розглядааний колірний стимул і точкою N, яка представляє встановлений ахроматичний стимул; другий відрізок – між точкою N і точкою D на лінії спектральних кольорностей, що відповідає значенню домінуючої довжини хвилі розгляданого стимулу.

Визначення приводить до таких виразів:

$$p_e = \frac{y - y_n}{y_d - y_n} \quad \text{або} \quad p_e = \frac{x - x_n}{x_d - x_n} \quad (8.47)$$

де (x, y) , (x_n, y_n) , (x_d, y_d) є координатами кольоровості точок С, N і D відповідно.

Примітка. Значення умовної чистоти кольору дорівнює одиниці, якщо точка, що відповідає колірності випробуваного СВД перебуває на лінії спектральних кольорностей і дорівнює нулю, якщо вона має ті самі колірні координати, що і встановлений ахроматичний стимул.

8.16.10. Спектральні вимірювання СВД

Загальні настанови щодо спектральних вимірювань параметрів джерел світла надаються в [5]. В цьому розділі розглядаються вимоги до спектрорадіометрів спеціально призначених для вимірювань параметрів СВД. Параметри спектральних розподілів і колірні параметри СВД можуть вимірюватися за допомогою спектрорадіометрів у чотирьох різних режимах, а саме в режимах вимірювань:

- 1) опроміненості;

- 2) повного потоку;
- 3) часткового потоку;
- 4) енергетичної яскравості.

В режимі вимірювань опроміненості знаходяться значення параметрів спектрального розподілу та колірних параметрів СВД в одному напрямку випромінення, тоді як в режимі вимірювань повного потоку знаходяться їх середні значення за всіма напрямками. Режим вимірювань часткового потоку займає середнє положення. В режимі вимірювань енергетичної яскравості значення функції спектральної яскравості – з використанням у фотометрії оптики формування зображень. Режим вимірювань опроміненості може застосовуватися для більшості одноколірних СВД, які мають рівномірні просторові розподіли кольору. Білим СВД властиво мати нерівномірні просторові розподіли кольорів, тому в таких випадках рекомендуються режими вимірювань повного або часткового потоку для знаходження усереднених колірних параметрів.

8.16.11. Режим вимірювання опроміненості

Вимірювання проводяться в межах малого тілесного кута в променевому потоці від випробуваного СВД, що поширюється в одному напрямку. На рис. 8.20 показано деякі приклади вхідної геометрії стосовно пристроїв режиму вимірювань опроміненості.

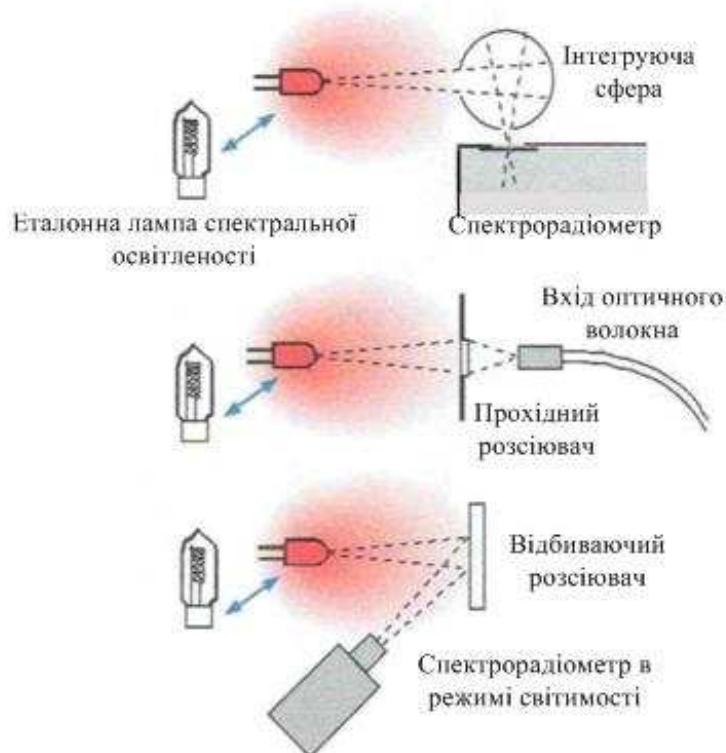


Рис. 8.20 – Приклади вхідних геометрій спектрорадіометра в режимі вимірювання опроміненості

Спектрорадіометр калібрується за допомогою еталонної спектральної лампи (зазвичай кварцевої вольфрамово-галогенної). Важливо, щоб

випромінення від еталонної лампи та СВД вводилися в спектро радіометр (вхідна щілина або світловод) точно з однаковими просторовими та кутовими розподілами та за однакових умов поляризації. Слід зазначити, що випромінення вольфрамових ламп є дещо поляризованими. Для досягнення цього в якості вхідної оптики необхідні або мала інтегруюча сфера (наприклад, діаметром 50 мм), або розсіювач. Така вхідна оптика має забезпечувати просторову та кутову рівномірність освітлення дисперсійного пристрою незалежно від виду джерела та розподілу інтенсивності його випромінення.

Тому СВД і еталонна лампа можуть різнитися в розмірах і розташовуватися в різних положеннях щодо однаковості рівнів сигналів.

Серед прикладів, наведених на рис. 8.20, використання інтегруючої сфери (без обмежень геометрії, показаної на рисунку) є найбільш рекомендованим стосовно будь-якого спектро радіометра завдяки найвищій чутливості. Якщо висока чутливість не потрібна, може використовуватися відбиваючий розсіювач. В разі використання розсіювача (особливо, якщо разом зі світловодною оптикою) слід обережно ставитися до просторової нерівномірності опромінювальної чутливості поверхні розсіювача. Він може бути непридатним для випромінювань середніх сил світла СВД, якщо просторова однорідність чутливості є недостатньою (див. підрозділ 8.6.2). Розсіювачі з недостатньою просторовою чутливістю можна використовувати тільки тоді, коли він рівномірно освітлюється випробуваним джерелом. Використання вхідної світловодної оптики без розсіювача не повинне практикуватися навіть для вимірювань параметрів одноколірних СВД, оскільки вимірювання будуть чутливими до кутових розмірів пучків, а тому і до розмірів джерел. Для вимірювань колірних параметрів типових СВД значення пучків мають вибиратися в межах $(10 \pm 5)^\circ\text{C}$ або менших. Якщо рівні сигналів є достатніми, рекомендується використовувати геометрії за умов А або В МКО (див. підрозділ 8.8). Для вимірювань середніх сил світла СВД розміри апертур мають вибиратися такими, що відповідають геометрії за умов А або В СІЕ.

8.16.12. Вимірювання усередненої сили світла СВД

Якщо спектро радіометр у режимі вимірювання освітленості налагоджено на геометрії за умов А або В МКО і відградуєвано за абсолютними значеннями густини спектрального розподілу опроміненості, шукані значення параметрів СВД можуть виражатися через значення функції $E(\lambda)$ спектральної опроміненості (яка вимірюється у $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{нм}^{-1}$). Через них і значення відстані d (в метрах) від місця розташування СВД (100 мм або 316 мм) значення $I_{\text{СВД}}$ середньої сили світла СВД може бути знайдене за допомогою формули:

$$I_{\text{свд}} = d^2 K_{\text{max}} \int E(\lambda) V(\lambda) d(\lambda), \quad (8.48)$$

$$K_m = 683 \text{ лм/вт.}$$

В разі застосування цього методу результати можна перевірити вимірюваннями параметрів еталонних СВД різних кольорів. Якщо одержані значення перебувають в межах установлених невизначеностей, вони

приймаються без коригувань. Відхилення, більші за сумарних невизначеностей з коефіцієнтом охоплення $k=2$, можуть вважатися такими, що не відповідають запасам невизначеностей і мають бути проаналізовані [6]. За бажанням може використовуватися тільки відносне спектральне градування, а шкала абсолютних значень може надаватися за еталонними СВД.

Вимірюються (просторово) усереднені параметри спектрального розподілу випробуваного СВД. Цей режим зазвичай використовується для вимірювань параметрів спектральних розподілів і колірних параметрів розрядних ламп загального освітлення, оскільки вони мають просторово нерівномірні розподіли кольорів. В цьому режимі у разі градування в абсолютних одиницях знаходяться значення густини спектрального розподілу повного променевого потоку джерела (у $\text{Вт}\cdot\text{нм}^{-1}$). Приклад геометрії для вимірювань повних потоків показано на рис. 8.21. Сфера має ту саму геометрію, що й

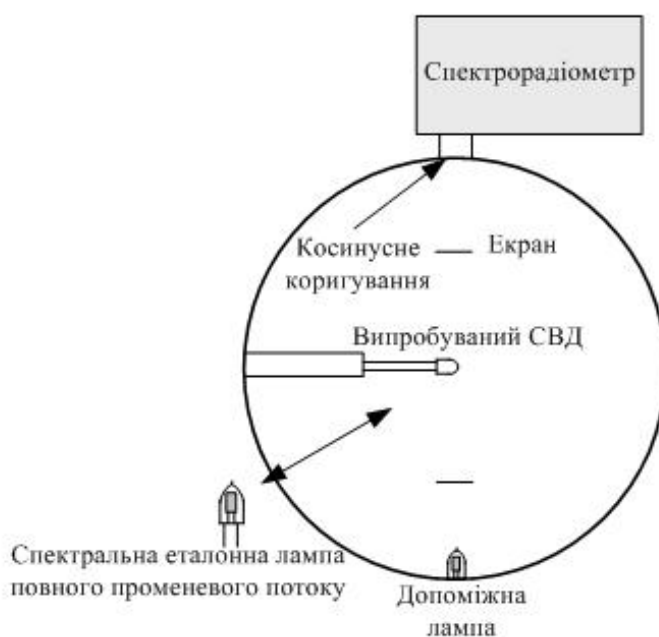


Рис. 8.21 – Приклад геометрії спектро радіометра в режимі вимірювань повного потоку

куля для вимірювань повних світлових потоків, із заміною фотометра на спектро радіометр. Еталонний СВД також замінено еталонною лампою. Спектральні складові променевого потоку інтегруються в повному тілесному куті 4π ср. Така система (спектро радіометр з кулею) градується за значеннями густини спектрального розподілу променевого потоку еталонної (зазвичай вольфрамової) лампи.

8.16.12. Вимірювання повних світлових потоків

Якщо спектро радіометр у режимі вимірювань повного потоку відградуваний за абсолютними значеннями густини спектрального розподілу повного променевого потоку, шукані значення параметрів випробуваних СВД можуть виражатися через значення функції $\Phi(\lambda)$ повного спектрального променевого потоку (яка вимірюється у $\text{Вт}\cdot\text{лм}^{-1}$). Через них значення повного світлового потоку може бути знайдене за допомогою формули:

$$\Phi_v = K_m \int \Phi(\lambda) V(\lambda) d(\lambda) \quad (8.49)$$

$$K_m = 683 \text{ лм/вт.}$$

В разі застосування цього методу результати необхідно перевірити вимірюваннями еталонними СВД різних кольорів. Якщо одержані значення перебувають в межах установлених невизначеностей, вони приймаються без коригувань. Відхилення, більші за сумарних невизначеностей з коефіцієнтом охоплення $k=2$, можуть вважатися такими, що не відповідають записам невизначеностей і мають бути проаналізовані, і за бажанням можна використовувати тільки відносне спектральне градування, а шкала абсолютних значень може надаватися за еталонними СВД. Взагалі, як основна процедура, має проводитися градування, яке призводить до найменших невизначеностей.

8.16.13. Режим часткового потоку

Спектрорадіометр може також використовуватися в режимі вимірювань часткового потоку. На рис. 8.22 наведено приклад такої геометрії.

Це така сама геометрія, що й геометрія сфери для вимірювань часткових світлових потоків СВД (рис. 8.22) із заміною головки фотометра спектрорадіометром. Такі рекомендації щодо конструкції сфери, як надані в підпункті 8.15.3, застосовуються лише тоді, коли не є критичними вимоги до апертури і коли за допомогою цього пристрою знаходяться лише відносні значення параметрів спектральних розподілів.

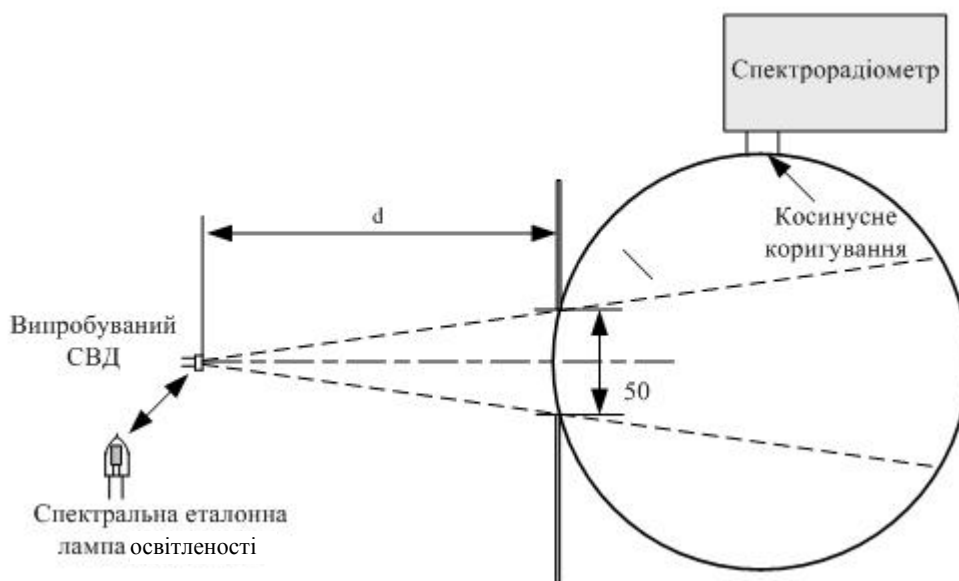


Рис. 8.22 – Приклад геометрії спектрорадіометра в режимі вимірювань часткового потоку

Система інтегруючої сфери зі спектрорадіометром може градуватися (за спектром) за допомогою еталонної лампи спектральної освітленості. Робоча еталонна лампа розташовується поза сферою на тій самій відстані, з якої проводилось градування спектральної освітленості. Еталонні лампи зазвичай градуються на відстанях від 50 мм до 70 мм.

Якщо значення (в метрах) площі A апертури є відомим, функція $\Phi_{\text{зов}}(\lambda)$ (у $\text{Вт} \cdot \text{нм}^{-1}$) спектральної густини променевого потоку, що вводиться в сферу,

виражається через функцію $E(\lambda)$ спектральної густини опроміненості (яка вимірюється у $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \times \text{нм}^{-1}$) за допомогою формули:

$$\Phi_{\text{зовн}} = k_a A E(\lambda), \quad (8.50)$$

де k_a – коефіцієнт коригування опроміненості, усередненої згідно у сфері малої площі, в межах якої опроміненість градувалася по лампі.

Еталонні лампи спектральної опроміненості зазвичай градуються за значно менших кутів пучків (а тому й менших площин). Значення k_a може бути знайдене за допомогою побудови просторової діаграми розподілу освітленості, утвореної лампою в межах площі, що відповідає отвору в кулі. В разі вимірювань параметрів тільки відносного спектрального розподілу (наприклад, колірних параметрів) параметрами k_a та A можна практично знехтувати.

8.16.14. Вимірювання часткових світлових потоків СВД

Якщо спектро радіометр в режимі вимірювань часткового потоку відградувано за абсолютними значеннями густини спектрального розподілу променевого потоку $\Phi_{\text{зов}}(\lambda)$, шукані значення параметрів випробуваних СВД можуть виражатися через значення функції $\Phi_{e,\text{СВД},x}(\lambda)$ (яка вимірюється у $\text{Вт} \cdot \text{нм}^{-1}$); через них значення часткового світлового потоку СВД (в люменах) може бути знайдене за допомогою формули:

$$\Phi_{\text{СВД},x} = K_{\text{max}} \int \Phi_{e,\text{СВД},x} V(\lambda) d(\lambda) \quad (8.51)$$

$$(K_m = 683 \text{ лм} \cdot \text{Вт}^{-1}).$$

В разі застосування цього методу результати можна перевірити вимірюваннями параметрів еталонних СВД різних кольорів. Якщо одержані значення перебувають в межах установлених невизначеностей, вони приймаються без коригувань. Відхилення, більші за сумарних невизначеностей з коефіцієнтом охоплення $k=2$, можуть вважатися такими, що не відповідають записам невизначеностей і мають бути проаналізовані, за бажанням може використовуватися тільки відносне спектральне градування, а шкала абсолютних значень може надаватися за еталонними СВД. Взагалі, як основна процедура, має проводитися градування, яке призводить до найменших невизначеностей.

8.16.15. Узгодження між смугою пропускання та інтервалом вимірювань

Під час проведення спектральних вимірювань можуть виникати похибки, пов'язані як зі смугою пропускання спектро радіометра, так і з розміром інтервалу вимірювань [7]. Такі похибки є суттєвими в разі СВД з вузькоспрямованими випромінюваннями. Щілина спектро радіометра має властивість розширювати вимірювальний відрізок спектра, що призводить до похибок у знаходженні значень колірних параметрів. Наприклад, смуга пропускання в 10 нм спричинятиме похибку в мінус 0,003 в координатах колірності (u' ; v') в разі червоних та білих СВД і мінус 0,002 – в разі зелених. Такі похибки, обумовлені щілиною спектро радіометра, є пропорційними квадрату її збільшення. В разі смуги пропускання в 5 нм похибка в координатах

$(u'; v')$ буде меншою за 0,001 у СВД будь-якого кольору. В практичних вимірюваннях параметрів СВД смуга пропускання в 5 нм є прийнятною та рекомендованою. Смуги пропускання більші, ніж 5 нм, зазвичай не рекомендуються в разі вимірювань параметрів СВД, але могли б використовуватися з відповідними коригуваннями, пов'язаними зі смугами пропускання.

Розмір інтервалу вимірювань також спричинює похибки, проте суттєво менші, ніж пов'язані зі смугою пропускання. Наприклад, в разі інтервалу вимірювань в 10 нм (за смуги пропускання 5 нм) похибка в координатах $(u'; v')$ у типових СВД становить менше 0,0005, а в разі інтервалу в 5 нм – менше 0,00001). Проте, в колориметрії розрядних ламп загальноприйнято узгоджувати розміри смуг пропускання та інтервалів вимірювань; в колориметрії СВД неузгодженості призводять до негативних наслідків. Скоріше, менші смуги пропускання є важливішими за певних інтервалів вимірювань. Проте розміри інтервалів вимірювань є важливими для одержання значень таких параметрів, як довжина хвилі, що відповідає максимуму, та ширина спектра (параметри форми спектра) СВД. Якщо вимірюються лише колірні параметри, достатньо прийнятним є інтервал вимірювань у 5 нм (і менше). Для визначення довжини хвилі, що відповідає максимуму та ширині спектра, рекомендується інтервал в 2,5 нм і менше. Вищезазначене (наприклад, інтервал – 2,5 нм, смуга – 5 нм) є найсприятливішим при вимірюваннях колірних параметрів, оскільки в разі такої смуги пропускання зменшуються похибки, пов'язані як з випадковими шумами, так і з вищезазначеними чинниками.

Оскільки розміри смуг пропускання та інтервалів вимірювань є фіксованими та не змінюються в багатьох приладах, що надходять у продаж (наприклад, у діодно-матричних), ці параметри є вибірковими в більшості приладів з механічним установленням інтервалів. Для зменшення похибок бажаними є менші смуги пропускання, але при цьому зменшуються рівні сигналів. Бажаними є й менші інтервали, але вимірювання потребують більше часу. Тому значення цих параметрів установлюються залежно від інтенсивності СВД та бажаних значень невизначеностей вимірювань.

8.16.16. Коригування, пов'язані зі смугами пропускання

Для прецизійних вимірювань, або, якщо ширина смуги пропускання більша ніж 5 нм (але не більше ніж 10 нм), рекомендується корегування відносно смуги пропускання. Метод Стірнса і Стірнса [8] (С-С методу) є дуже простим в застосуванні та дуже ефективним. Для застосування С-С методу необхідно, щоб функція пропускання була трикутною і ширина смуги пропускання $\Delta\lambda_{0,5}$, інтервал вимірювань $\Delta\lambda_{\text{step}}$ були узгоджені ($\Delta\lambda_{0,5} = n\Delta\lambda_{\text{step}}$, n – ціле число). Наприклад, для ширини смуги пропускання 5 нм і 5 нм інтервалу сканування скоригована спектральна величина S_i , яка обчислюється із дійсних значень сусідніх 5 точок наступним чином

$$S'_i = \frac{(S_{i-2} - 12S_{i-1} + 120S_i - 12S_{i+1} + S_{i+2})}{98}, \quad (8.52)$$

де значення $S_{i-2}, S_{i-1}, S_i, S_{i+1}, S_{i+2}$ відповідають, наприклад, значенням 440 нм, 445 нм, 450 нм, 455 нм і 460 нм. Похибка, пов'язана зі смугою пропускання, буде усунута, якщо фізичні вимоги відносно смуги пропускання виконуються точно.

Існують покращені методики, які можуть застосовуватися до смуг пропускання з нетрикутниковими функціями і не потребують узгоджень між смугами пропускання та інтервалами вимірювань [9].

В дійсності вимога, яка полягає в тому, що функція смуги пропускання спектрального прикладу апроксимується трикутником, не завжди виконується. У. Орно розвинув метод на випадок довільної функції смуги пропускання [9].

Якщо спектрометр має функцію смуги пропускання $s(\lambda, \lambda_0)$ і вимірює випромінення зі спектральним розподілом $S(\lambda)$, як показано на рис. 8.23, виміряне значення M_0 спектрометра на довжині хвилі λ_0 дається інтегралом:

$$M_0 = \int S(\lambda, \lambda_0) S(\lambda) d\lambda \quad (8.53)$$

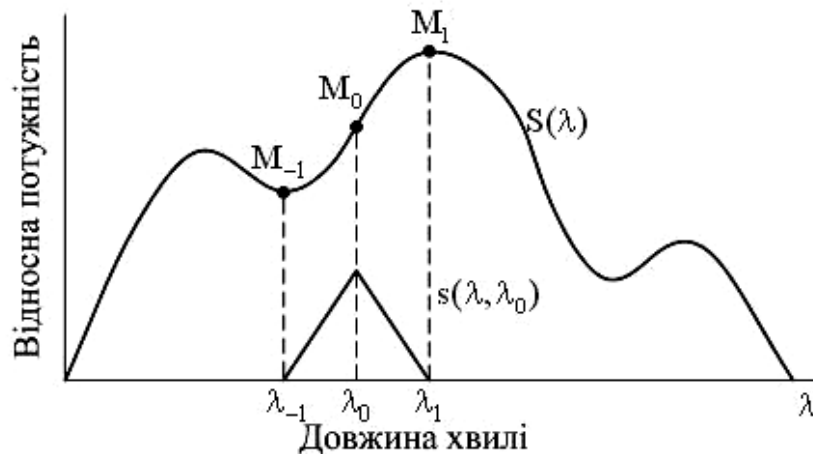


Рис. 8.23 – Вимірювання за допомогою спектрометра з довільною функцією ширини смуги пропускання

Таж сама форма рівняння застосовується і для сусідніх точок при λ_{-1} і λ_1 .

Істинні значення випромінення на сусідніх довжинах хвиль представлені S_{-1}, S_0, S_1 :

$$S_{-1} = S(\lambda_{-1}), \quad S_0 = S(\lambda_0), \quad S_1 = S(\lambda_1). \quad (8.54)$$

Якщо смуга пропускання охоплює інтервал довжин хвиль від λ_{-1} до λ_1 , виміряне значення M_0 належить до істинних значень S_{-1}, S_0, S_1 через рівняння 8.53.

$$M_0 = a_{-1}S_{-1} + a_0S_0 + a_1S_1, \quad (8.55)$$

де a_{-1}, a_0, a_1 є ваговими коефіцієнтами ($a_{-1} + a_0 + a_1 = 1$).

Вважаємо, що $S(\lambda)$ є плавною функцією, її можна інтерполювати квадратичною, яка проходить через три точки – S_{-1}, S_0, S_1 :

$$S(\lambda) = f(\lambda; S_{-1}, S_0, S_1). \quad (8.56)$$

На рис 8.24 представлено результати вимірювання спектрометром з довільною функцією смуги пропускання $s(\lambda, \lambda_0)$.

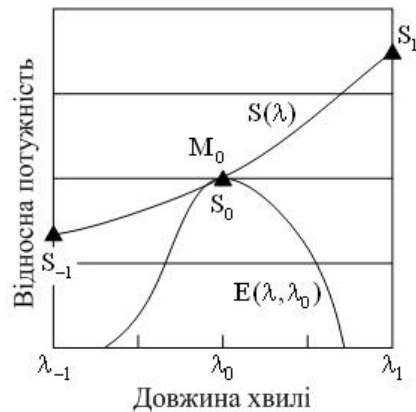


Рис. 8.24 – Вимірювання спектрометром з довільною функцією ширини смуги пропускання

Рівняння (8.53) можна переписати наступним чином:

$$M_0 = \int s(\lambda, \lambda_0) f(\lambda; S_{-1}, S_0, S_1) d\lambda \quad (8.57)$$

Три коефіцієнта – a_{-1}, a_0, a_1 – в рівнянні (8.53) можуть бути одержані як коефіцієнти чутливості M_0 .

Значення a_{-1}, a_0, a_1 обчислюються наступним чином:

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{[\int s(\lambda, \lambda_0) f(\lambda; S_1 + \Delta S, S_0, S_1) d\lambda - M_0]}{\Delta S}, \\ a_0 &= \frac{[\int s(\lambda, \lambda_0) f(\lambda; S_{-1}, S_0 + \Delta S, S_1) d\lambda - M_0]}{\Delta S}, \\ a_{-1} &= \frac{[\int s(\lambda, \lambda_0) f(\lambda; S_{-1}, S_0, S_1 + \Delta S) d\lambda - M_0]}{\Delta S}, \end{aligned} \quad (8.58)$$

Оскільки ці три коефіцієнта одержані, формуються рівняння для п'яти сусідніх точок – $M_{-2}, M_{-1}, M_0, M_1, M_2$.

З наближенням $S_{-3} = M_{-3}$ і $S_3 = M_3$ значення S_0 (скориговане до нульової смуги пропускання) одержується за формулою:

$$S_0 = b_{-2} \cdot M_{-2} + b_{-1} \cdot M_{-1} + b_0 \cdot M_0 + b_1 \cdot M_1 + b_2 \cdot M_2, \quad (8.59)$$

$$b_{-2} = \frac{a_{-1}^2}{\lambda}, \quad b_{-1} = \frac{a_{-1}}{\lambda}, \quad b_0 = \frac{a_0}{\lambda}, \quad b_1 = -\frac{a_1}{\lambda}, \quad b_2 = \frac{a_1^2}{\lambda}, \quad \text{і } \lambda = a_0 - 2a_{-1}a_1$$

Розв'язок може бути одержаний для будь-якої функції смуги пропускання, нелінійної, асиметричної в припущенні, де $S(\lambda)$ є плавною функцією.

8.16.17. Інші складові в невизначеностях

Існує багато складових у невизначеностях в результатах спектральних вимірювань параметрів джерел світла, не пов'язаних зі смугами пропускання та інтервалами вимірювань, а саме: похибка в значенні довжини хвилі, шуми, стороннє світло, люмінесценція, нелінійність фотоприймача, невизначеності, пов'язані з еталоном, тощо. Шуми (в діапазоні функціонування) та стороннє світло є особливо критичними для вимірювань параметрів СВД, тому що типові СВД мають випромінення лише в частині видимого діапазону. Якщо стороннє світло виникає в області спектра, де СВД не випромінює, ефект спотворення кольору буде суттєвим. Деякі прилади не пропускають сигналів з від'ємними значеннями (наприклад, шумів), що є недопустимим в спектральних розподілах, за якими вимірюються колірні параметри СВД. Якщо від'ємні шумові сигнали знижуються до нуля, решта додатних (особливо в області, де СВД не випромінює) спричинюють такий самий ефект, як і стороннє світло, що може призводити до суттєвих похибок у вимірюваннях колірних параметрів. В разі СВД невизначеності вимірювань стають ще чутливішими через люмінесценцію.

Невизначеності в спектральних параметрах або похибки в значеннях довжин хвиль мають підсумовуватися в невизначеностях колірних параметрів (координат колірності, корельованої колірної температури, домінуючої довжини хвилі) за допомогою статистичних методів.

Список джерел

1. CIE 127:2007. Measurement of LEDs. – 2 nd ed.
2. CIE 18.2–1983. The Basis of Physical Photometry. – 2 nd ed.
3. Reports from CIE TC 2-37. Photometry using V – corrected Detectors as Reference and Transfer standards.
4. CIE 69–1987. Methods of charactering Illuminance Meters and Luminance Meters. Performance, characteristics and specifications.
5. CIE 63–1984. The Spectroradiometric Measurement of Light Sources.
6. Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement. First edition, 1993, ISO; Geneva, 1995.
7. CIE 70–1987. The Measurement of Absolute Luminous Intensity Distributions.
8. Stearns, E. I. An Example of a method for Correcting Radiance Data for Band pass Error / E. I. and Stearns, R. E. Stearns // Color Res. Appl. - 1988. - V. 13. - № 4. - P. 257 – 259.
9. Ohno, Y. A Flexible Band pass Correction Method for Spectrometers / Y. Ohno // Proc. AIC Color 05 – 10th Congress for the International Color Association AIC'05, Granada, Spain, 9 – 13 May, 2005.

9. ЕТАЛОННА ФОТОМЕТРІЯ

9.1. З історії фотометричних еталонів

Світлові еталони призначені для точного відтворення прийнятих одиниць світлових величин. Історія еталонів для світла бере початок 19 століття, коли полум'я свічки (the candle) було використане як одиниця сили світла, яку згодом було названо „свічкою”. Так, в Англії як світловий еталон використовувалася пентанова лампа Вернон-Гаркура, пальним для якої був пентан (C_5H_{12}). Сила світла лампи Вернон-Гаркура дорівнювала близько 10 англійським свічкам. В Німеччині за основний світловий еталон приймалася сила світла ламп Гефнер-Альтенека, як пальне в лампі Гефнера використовувався оутово-аміловий ефір, а одиниця сили світла цієї лампи одержала назву свічки Гефнера. У Франції одиниця сили світла відтворювалася за допомогою лампи Карсея, в якій пальним було суріпне масло.

Сила світла всіх полум'яних еталонів значною мірою залежала від чистоти пального, точності підтримання режиму горіння, атмосферного тиску, вологості повітря, процентного складу вуглекислоти в ньому і низку інших факторів. Урахування всіх цих умов дуже ускладнювало точність відтворення прийнятих світлових величин.

Більш перспективними внаслідок відсутності переважної частини вищезазначених причин можливої похибки виявились еталони, висвітлюючою частиною яких слугує розжарене до високої температури тверде тіло. Подібний еталон був запропонований у Франції в 1881 р. Віолем. В еталоні Віоля за одиницю сили світла приймалася сила світла, випромінена розплавленою платиновою поверхнею один квадратний сантиметр при температурі її тверднення. Еталон Віоля був прийнятий у Франції Постановою Міжнародного конгресу електриків у 1889 р. Як практична одиниця була прийнята одна двадцята еталона Віоля – децимальна свічка. Проте точність відтворення одиниці сили світла еталоном Віоля не була граничною. Усі вищезазначені еталони за абсолютною величиною одиниці сили світла відрізнялися один від одного.

В 1909 р. Бюро стандартів (NBS) США запропонувало ввести єдину одиницю сили світла в Америці, Англії і Франції і прийняло за одиницю сили світла 1 децимальну свічку, назвавши її міжнародною свічкою.

Постановою Конгресу міжнародної комісії з освітленості в 1921 р. [1] було прийнято вважати одиницею сили світла силу світла в 1 міжнародну свічку, а відтворення і зберігання еталонів за допомогою групи електричних ламп розжарювання доручено національним фотометричним лабораторіям Англії, Франції і США.

Найбільш досконалий на той час світловий еталон – група електричних ламп розжарювання – не був ідеальним, оскільки електричні лампи розжарювання не могли бути стабільними за своїми світловими і електричними характеристиками, і різниця у значеннях світлової одиниці, залежно від низки умов, могла бути досить значною. Тому ще в 1924 р. Міжнародна комісія з освітленості винесла рішення про прийняття чорного тіла як основного

світлового еталона (еталона яскравості) і вказала на необхідність розробки методу відтворення його яскравості. Обґрунтуванням для вибору чорного тіла є кілька позитивних властивостей чорного тіла як випромінювача. Випромінювання чорного тіла залежить тільки від температури його нагріву і діаметра випромінюючого отвору. Випромінювання чорного тіла не залежить від матеріалу, з якого його виготовлено, при визначеній температурі воно має постійну і визначену спектральну криву розподілу енергії відповідно до закону Планка.

В 1930 р. Консультативний комітет з електрики і фотометрії при Міжнародному комітеті з мір та ваги (МКМВ) одержав пропозицію від директора NBS відтворювати первинний світловий еталон відповідно до наступної специфікації. Чорне тіло виготовляється у вигляді трубки з внутрішнім діаметром 2,2 мм і завдовжки 22 мм із топленого окису торію. Ця трубка розміщується у тиглі із плавленого окису торію з розтопленою платиною (180 г). Трубка підтримується спеціальною кришкою – діафрагмою з отвором діаметром 1,5 мм. Тигель поміщають у кварцовий стакан і оточують тепловою ізоляцією порошкоподібним плавленим окисом торію. Кварцовий стакан розміщують у високочастотній індукційній пічці. Яскравість, яка спостерігається через отвір діафрагми у момент тверднення розплавленої платини, повинна бути еталоном яскравості. Відповідно до вимірювань Бюро стандартів США, де яскравість дорівнювала 58,84 sd (стильба), за одиницю яскравості приймається стильб. Стильб яскравість пласкої поверхні, що рівномірно світиться у перпендикулярному до поверхні напрямку, і випромінює у тому ж напрямку з одного квадратного сантиметра поверхні силу світла в одну міжнародну свічку. Консультативний комітет з електрики і фотометрії у 1930 р. визнав виготовлення чорного тіла за такою специфікацією прийнятним і запропонував фотометричним лабораторіям інших країн, які працюють у цьому напрямку, повторити вимірювання в умовах, запропонованих NBS. Результати цих вимірювань дали такі значення яскравості: 58,86 sb (Бюро стандартів, США); 59,10 sb (Національна фізична лабораторія, Англія) і 58,87 sb (проф. Рібо, Франція).

Після успішної реалізації одиниці сили світла свічки в 1931 р. [2] цей метод став загальноновизнаним. В 1948 р. на Генеральній конференції з мір та ваги (ГКМВ) [3] було прийнято нову назву для одиниці сили світла – кандела. В 1967 р. Генеральна конференція прийняла точніше визначення кандели [4]: "Кандела – сила світла в перпендикулярному напрямку до поверхні в 1/600000 квадратного метра чорного тіла (повного випромінювання при температурі твердіння платини при тиску в 101325 ньютонів на квадратний метр)".

Хоча це визначення зіграло свою роль для установлення єдності фотометричних вимірювань у світі, труднощі у виготовленні чорних тіл і підвищенні точності відчувалися і вимагали свого вирішення. Одна із проблем, яка постала в фотометрії, полягала у встановленні прямого зв'язку між світловими і енергетичними величинами.

Цій зв'язок визначається функцією світлової ефективності $K_V(\lambda)$:

$$K_v(\lambda) = \frac{\Phi_v(\lambda)}{\Phi_e(\lambda)} = K_m V(\lambda), \quad (9.1)$$

де $V(\lambda)$ – функція, що описує відносну усереднену спектральну характеристику людського ока (відносну світлову ефективність); K_m – значення максимальної світлової ефективності; $\Phi_v(\lambda)$ – світловий потік у люменах; $\Phi_e(\lambda)$ – потік випромінення у ватах.

Оскільки еталон кандели базувався на чорному тілі при температурі твердіння платини T_{pt} , невизначеність значення термодинамічної температури T_{pt} призводить до розкиду значення K_m у широких межах від 679,8 до 687,7 лм/Вт. Було проведено багато спроб, щоб визначити константу, яка пов'язує фотометричні і радіометричні величини [5, 6].

В результаті було встановлено найбільш достовірне значення $K_m = 683$ лм/Вт на довжині: хвилі $\lambda_m = 555$ нм, що відповідає максимальній чутливості ока. Це дозволило сформулювати нове визначення кандели, яке встановлює однозначний зв'язок світлових та енергетичних величин. Нове визначення після тривалого обговорення було прийняте на XVI Генеральній конференції з мір та ваги (ГКМВ) в 1979 р. [7].

Таке визначення одиниці сили світла – кандели – дозволило використати радіометричні методи та засоби для побудови фотометричних величин.

Після введення нового визначення більшість національних лабораторій одержала змогу реалізувати канделу на основі абсолютної чутливості приймачів на високому рівні, ніж на випромінюванні чорного тіла. Багато національних лабораторій реалізувало канделу на базі радіометра з електричним заміщенням при кімнатній температурі.

Міжнародні звірення фотометричних величин, проведені Консультативним комітетом з фотометрії та радіометрії (ККФР) в 1985 р. [8], показали розбіжність в ± 1 % національних еталонів одиниць сили світла кандели, що було гірше, ніж очікувалося.

На початку 1980 р. почали широко використовуватися кремнієві фотодіоди, що самі калібруються [9], для реалізації фотометричних одиниць.

Поява у метрологічній практиці абсолютного криогенного приймача означала новий рівень точності у радіометричних та фотометричних вимірюваннях, підвищений практично на порядок порівняно з тим, що існував раніше. Абсолютні криогенні радіометри зараз використовуються в національних метрологічних лабораторіях для побудови радіометричних шкал з похибкою порядку 0,01 °С. Еталон одиниці сили світла кандели реалізовано на базі криогенного радіометра в кількох національних лабораторіях.

9.2. Одиниці SI та міжнародна метрична система

Основою усіх фотометричних величин є кандела. Визначення кандели, прийняте ГКМВ в 1979 р.: "Кандела дорівнює силі світла у заданому напрямі джерела, яке випускає монохроматичне випромінення частотою $540 \cdot 10^{12}$ Гц, енергетична сила світла якого в цьому напрямі становить $1/683$ Вт/ср."

$540 \cdot 10^{12}$ Гц відповідає довжині хвилі 555,016 нм для стандартної атмосфери. Частота, використана у цьому визначенні, така, щоб зробити його незалежним від показника заломлення середовища. Необхідно зазначити, що функцію $V(\lambda)$ не повністю сформульовано у визначенні кандели системи SI. Проте фотометричні величини, визначені Міжнародною комісією мір та ваги МКМВ [13], використовують $V(\lambda)$ функцію для практичної реалізації фотометричних одиниць.

Відповідно до цього визначення кандели в системі SI, величина K_m у рівнянні (9.1) обчислюється як $683 \cdot V(555,000) / V(555,016 \text{ нм}) = 683,002 \text{ лм/Вт}$ [12]. K_m , як правило, округляється до величини 683 лм/Вт без витрати точності реальних вимірювань.

Інші фотометричні одиниці, такі як люмен (світловий потік) і люкс (освітленість), виводяться із кандели. Визначення усіх фотометричних величин і одиниць надані в [13] і [19]. Хоча англійські одиниці, як показано у табл. 9.1., все ще широко використовуються, рекомендуються під час усіх фотометричних вимірювань використовувати одиниці SI. Визначення англійських одиниць, які описані нижче, наведено тільки з метою переведення.

Щоб краще зрозуміти міжнародну метричну систему, корисно знати відносини між такими організаціями, як Генеральна конференція з мір та ваги, Міжнародний комітет з мір та ваги, Міжнародне бюро мір та ваги (МБМВ), Консультативний комітет з фотометрії та радіометрії, Міжнародна комісія з освітленості. Генеральні конференції з мір та ваги скликаються не рідше як 1 раз на 6 років, а їх рішення готують МКМВ і сесії, що відбуваються не менше як 1 раз на 2 роки. Основний напрям діяльності ГКМВ – це визначення і затвердження одиниць фізичних величин. Перша Генеральна конференція з мір та ваги відбулася в 1889 р.

Таблиця 9.1.

Одиниця	Величина	Визначення
Фут-кандела (f(c))	Освітленість	Люмен на фут у квадраті (лм/фт ²)
Фут-ламберт	Яскравість	$1/\pi$ кандела на фут у квадраті ($1/\pi$ кд/фт ²)

Міжнародна система одиниць фізичних величин (SI) була прийнята XI Генеральною конференцією з мір та ваги у жовтні 1960 р. у Парижі й уточнювалася на XII–XVIII. ГКМВ з дорадчо-виконавчим органом для Метричної конвенції. ГКМВ законодавчо керують світовою метрологічною системою (у тих країнах, які підписали Метричну конвенцію або згідні з її правилами).

Міжнародний комітет з мір та ваги збирається не рідше 1 разу на 2 роки. При МКМВ створено 10 консультативних комітетів з: визначення метра (ККВМ), визначення секунди (ККВС), електрики, фотометрії і радіометрії (ККФР), термометрії (ККТ), іонізуючих випромінювань, одиниць фізичних

величин та ін., які в тісному зв'язку з МБМВ вивчають та розробляють пропозиції з питань еталонів.

ККФР надає рекомендації з визначення одиниці у фотометрії і радіометрії, проводить міжнародні звірення фотометричних одиниць і радіометричних шкал серед національних лабораторій ККФР.

Міжнародний комітет з освітленості (МКО), створений для сприяння єдності та якості оптичних вимірювань, є академічним товариством у галузі світлотехніки. Багато визначень, запропонованих МКО, таких як $V(\lambda)$ функція, колориметричні функції, еталонні освітлювачі, були прийняті ГКМВ і (або) Міжнародною організацією із стандартизації (МОС) як міжнародні стандарти.

МКО нещодавно була визнана МОС і Міжнародною електротехнічною комісією (МЕК) як орган, що створює стандарти в галузі оптичного випромінювання.

9.3. Еталони сили світла

Під час попереднього визначення кандели з 1948 до 1979 р. для реалізації кандели використовувалось чорне тіло при температурі твердіння платини. У наш час кандела у більшості випадків реалізується на основі абсолютної чутливості приймачів у відповідно до визначення 1979 р. У цьому методі, заснованому на приймачі, калібровані приймачі відтворюють одиницю освітленості, й кандела виводиться за допомогою значення величини освітленості та відстані від джерела до фотометра. З іншого боку, кандела також може бути реалізована на основі вимірювання чорного тіла з відомою температурою (метод, заснований на джерелі).

9.3.1. Реалізація кандели на основі приймача

Більшість національних лабораторій реалізувало канделу за допомогою методу на основі абсолютної чутливості приймача. Деякі лабораторії використали абсолютні радіометри при кімнатній температурі [20, 21], інші застосували кремнієві фотодіоди, що самі калібруються, приймачі-пастки (trap detectors) з кремнієвими фотодіодами, які мають 100-процентну квантову ефективність, або абсолютні криогенні радіометри [22, 23].

Криогенні радіометри розглядаються зараз як найбільш точний засіб для відтворення радіометричних шкал [24, 25]. Криогенний радіометр охолоджується рідким гелієм при температурі 5 К і працює за принципом електричного заміщення. Деталі реалізації кандели та інших фотометричних вимірювань в NIST описано в [26]. Криогенні радіометри, які використовуються для реалізації кандели, дають змогу досягти точності в 0,2 – 0,4 % (expanded uncertainty with $k = 2$) [21, 22].

Розглянемо принцип реалізації кандели на основі приймача „Еталонний фотометр”, який складається з кремнієвого фотодіода, фільтра, коригованого під $V(\lambda)$ функцію, прецизійної апертури, показано на рис. 9.1. Спочатку визначається абсолютна спектральна чутливість $S(\lambda)$ (в амперах на ват) на основі шкали абсолютної спектральної чутливості. Вимірюється площа

апертури A . Світлову ефективність S_λ (в амперах на люкс) фотометра можна одержати з виразу:

$$S_\lambda = \frac{A \int S(\lambda) s(\lambda) d\lambda}{K_m \int S(\lambda) V(\lambda) d\lambda}, \quad (9.2)$$

де $S(\lambda)$ – розподіл спектральної потужності світла, що вимірюється; $V(\lambda)$ – функція спектральної світлової ефективності; K_m – максимум спектральної світлової ефективності (683 лм/Вт).

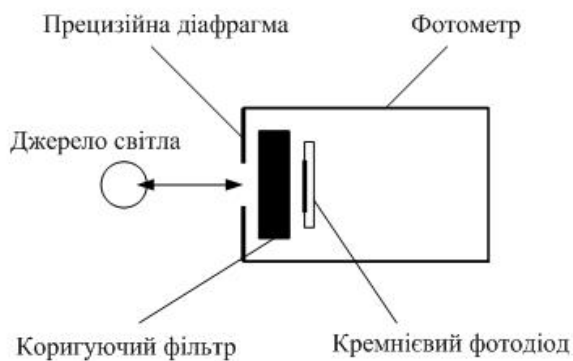


Рис. 9.1 – Схема еталонного фотометра

Як правило, для $S(\lambda)$ використовується планківське випромінення при температурі $T = 2858$ К, освітлювач типу А, за МКО [14, 27]).

Калібрований фотометр відтворює одиницю освітленості.

Коли фотометр використовується для вимірювання світла,

силу світла джерела I_v (в канделах) можна знайти за формулою:

$$I_v = \frac{d^2}{\Omega_0} = \frac{y}{S_v}, \quad (9.3)$$

де d – відстань (в метрах) від джерела світла до площини відліку (поверхні апертури) фотометра; Ω_0 – тілесний кут (в стерadianах); y – вихідний струм (в амперах) фотометра.

Приклад процедури реалізації кандели на основі приймача, використаної NIST, показано на рис.9.2. Криогенний радіометр зверху всього ланцюга утворює абсолютний радіометричний базис. Шкала спектральної чутливості відтворюється приймачем-пасткою з кремнієвих фотодіодів шляхом вимірювання лазерного пучка на кількох довжинах хвиль з використанням криогенного радіометра. Тоді абсолютна спектральна чутливість еталонних радіометрів одержується вимірюванням монохроматичного пучка, який проходить через прецизійну вхідну апертуру фотометра. При цьому проводиться поправка на просторову неоднорідність спектральної чутливості на поверхні апертури. Світлова чутливість (в амперах на люкс) кожного фотометра обчислюється тоді за рівнянням (9.2).

9.3.2. Реалізація кандели на основі абсолютно чорного тіла

Незважаючи на те, що метод реалізації кандели на основі абсолютних приймачів став загальноновизнаним, абсолютно чорні тіла ще залишаються засобом для відтворення кандели [28]. У цьому випадку кандела виводиться із шкали спектральної освітленості, заснованої на абсолютно чорному тілі з відомою температурою. Спектральна яскравість чорного тіла при температурі T відповідно до закону Планка відображена виразом:

$$L_{\lambda}(\lambda, T) = c_1 n^{-2} \pi^{-1} \lambda^{-5} [\exp(c_2 / n \lambda T - 1)]^{-1}, \quad (9.4)$$

де $c_1 = 2\pi h c^2 = 3,741 \cdot 10^{-11}$ Вт · м²; $c_2 = hc/k = 1,438769 \cdot 10^{-11}$ м · К (див. [18]); h – стала Планка; c – швидкість світла у вакуумі; k – стала Больцмана; $n = 1,00028$ – показник заломлення стандартної атмосфери.

На рис 9.3 показано схему побудови шкали спектральної освітленості (NIST [29]) з використанням абсолютно чорного тіла при температурі твердіння золота 1337,33 К.

Спектральна яскравість чорного тіла на певній довжині хвилі переноситься потім до ламп із стрічковою ниткою розжарювання (вторинні еталони золотої точки). Останні використовуються для визначення температури чорних тіл, які працюють у режимі змінних температур до 2500 К. Перенесення від одиниць спектральної яскравості до одиниць спектральної освітленості відбувається за допомогою інтегруючої сфери. Інтегруюча сфера з вихідною апертурою відомої площі A розташована на відстані d від вхідної апертури монохроматора. Спектральна освітленість $E_e(\lambda)$ інтегруючої сфери одержується від спектральної яскравості $L_e(\lambda)$ за допомогою співвідношення:

$$E_e(\lambda) = AL_e(\lambda)/d^2. \quad (9.5)$$

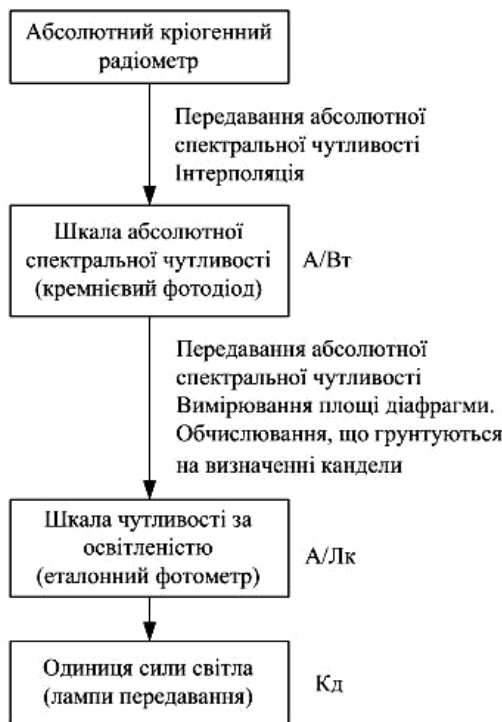


Рис. 9.2 – Схема реалізації кандели на основі криогенного радіометра

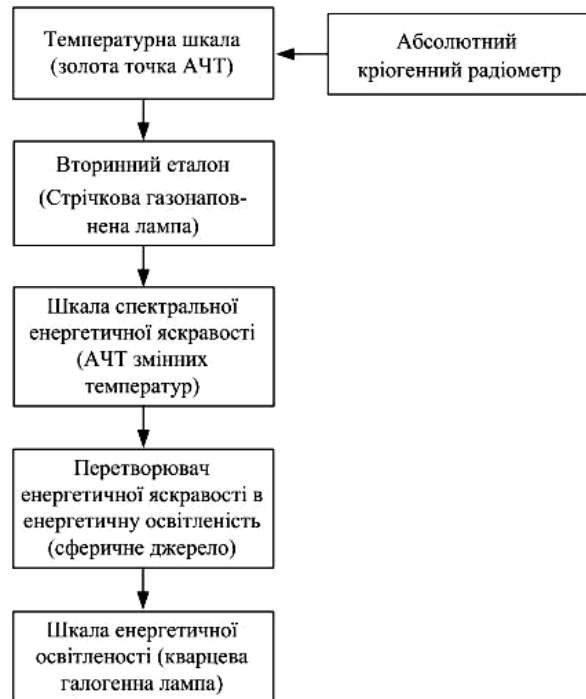


Рис. 9.3 – Схема побудови шкали спектральної освітленості

Одиниця спектральної освітленості від інтегруючої сфери переноситься до групи ламп – робочих еталонів. Кварцеві галогенні лампи високої потужності, які відомі своєю стабільністю і високим рівнем випромінення в ультрафіолетовій області спектра і працюють у температурному діапазоні від

3000 до 3200 К, широко використовуються як еталони спектральної освітленості.

Через те, що шкалу спектральної освітленості відтворено, сила світла I_v лампи обчислюється за допомогою спектральної освітленості $E_e(\lambda)$ наступним чином:

$$I_v = d^2 k_m \int E_e(\lambda) d\lambda. \quad (9.6)$$

Одиниця сили світла ламп, які відтворюють одиницю спектральної освітленості, переноситься до еталонних ламп сили світла, що працюють при температурі 2856 К. Ці лампи є первинними еталонами сили світла. Цей метод використовувався NIST до 1991 р.

Необхідно зазначити, що шкала сили світла, побудована за допомогою джерела, - абсолютно чорного тіла, - залежить від температурної шкали, якщо тільки температура чорного тіла не визначається радіометричним способом. У 1990 р. Міжнародну практичну температурну шкалу (МПТШ-68) було переглянуто і введено Міжнародну температурну шкалу (МТШ-90), при цьому температура твердіння золота змінилася від 1337,57 до 1337,3 К. Ця зміна визвала зміщення фотометричних шкал, які ґрунтуються на чорному тілі, на величину 0,35 %. Температурна шкала тепер визначається точніше за допомогою радіометричного методу.

Так, температуру твердіння золота було визначено радіометричним способом за допомогою приймачів, які абсолютно калібруються, у 1989 р. [30], одержане значення було прийняте в МТШ-90. Так чином, зважаючи на цей факт, не мало би бути суттєвої різниці між фотометричними одиницями, відтворюваними за допомогою чорних тіл, і фотометричними одиницями, заснованими на приймачах. Звичайно, нема ніяких гарантій, що міжнародна температурна шкала в майбутньому не зміниться знову. А майбутній напрямок розвитку такий, що температура чорного тіла буде визначатися радіометричним способом, на відміну від існуючого, коли температура чорного тіла змінної температури вимірюється за допомогою чорних тіл на реперних точках.

9.4. Еталон сили світла – кандели України

Схема побудови еталона обрана відповідно до нового визначення кандели – однієї із основних одиниць міжнародної системи СІ. Основоположні принципи, якими керувались під час розробки еталонного комплексу, були такі. По-перше, досягнення найвищої точності в даній області вимірювань; по-друге, використання науково-технічної бази та крім того, врахування тенденцій сучасного розвитку спектрорадіометричних вимірювань.

На цих положеннях заснована ідеологія побудови еталона на базі абсолютного кріогенного радіометра.

Розглянемо методу побудови еталона одиниці світла.

На першому етапі здійснюється калібрування вольт-ватної чутливості компаратора за кріогенним радіометром за допомогою монохроматичного випромінювача. На відміну від традиційного підходу, заснованого на використанні стабілізованого газового лазера, в розробленій схемі

використовується ртутна газорозрядна лампа високого тиску (ДРТС-250) разом із світлофільтром, що забезпечує виділення спектральної лінії ртуті $\lambda = 546,1$ нм. Перевагою такого випромінювача є те, що його випромінення не поляризоване та просторово не когерентне, а довжина хвилі випромінення близька до нормованої ($\lambda = 555$ нм). До недоліків слід зарахувати малу потужність випромінення та необхідність ретельного фільтрування фонового випромінення в області виділеної спектральної лінії. Через те, що характер випромінення газорозрядної лампи близький до природного монохроматичного випромінення, вимоги до характеристик компаратора не є такі жорсткі, як у випадку використання лазерного випромінення. Для забезпечення рівномірності зонової та кутової характеристик компаратор побудовано на базі інтегруючої сфери, а як приймач використовується кремнієвий фотодіод. Величина вольт-ватної чутливості компаратора S_K^* визначається за показниками криогенного радіометра:

$$S_K^* = \frac{U_K}{P}, \quad (9.7)$$

де U_K – сигнал компаратора;

P – потужність оптичного випромінення, що вимірюється криогенним радіометром.

По суті, при цьому відтворюється одиниця світлового потоку – люмен на довжині хвилі 546 нм. Нормована величина відносної світлової ефективності $V(\lambda)$ дозволяє перерахувати вати у люмени. При цьому, чим ближче робоча довжина хвилі до нормованої 555 нм, тим вища точність відтворення кандели. Таким чином, вольтлюменова чутливість компаратора S_K дорівнює:

$$S_K = S_K^* \cdot k_{546}, \quad (9.8)$$

де $k_{546} = 672,2769$ – коефіцієнт, що встановлює зв'язок між люменом та ватом на довжині хвилі 546 нм.

На наступному етапі здійснюють відтворення люкса та кандели. Для цього фотометр-компаратор установлюють на фіксованій відстані від монохроматичного випромінювача і вимірюють освітленість E_λ та силу світла I_λ на довжині хвилі 546 нм:

$$E_\lambda = \frac{U_K}{S_K \cdot A_K}, \quad (9.9)$$

$$I_\lambda = E \cdot L^2,$$

де A_K – площа вхідної діафрагми компаратора;

L – відстань між випромінювачем та компаратором.

Оскільки мала потужність випромінювача забезпечує відтворення сили світла, близьку до 1 кд, весь необхідний діапазон (1 – 100 кд) зберігається за допомогою фотометра-компаратора, лінійність світлової характеристики якого досліджується в окремому експерименті.

На етапі передавання одиниці сили світла виконують калібрування вольтватної чутливості первинного фотометра за допомогою фотометра-

компаратора та монохроматичного випромінювача. При цьому фотометр-компаратор та первинний фотометр по черзі встановлюють на однаковій відстані від випромінювача та розраховують вольт-люксову чутливість первинного фотометра на довжині хвилі 546 нм за виразом:

$$S_{\Phi} = \frac{U_{\Phi}}{U_K} S_K A_K, \quad (9.10)$$

де U_{Φ} – сигнал первинного фотометра.

Потім визначають відносну спектральну чутливість первинного фотометра на спектральній установці, а також досліджують лінійність світлової характеристики на установці, що реалізує метод складання світлових потоків. На завершальному етапі на установці передачі сили світла розмір одиниці передається світловимірною лампі робочого еталона методом опосередкованих вимірювань за формулою:

$$I = k_{546} \frac{U_{\Phi 1}}{S_{\Phi}} L_1^2 F, \quad (9.11)$$

де $U_{\Phi 1}$ – сигнал первинного фотометра;

L_1 – відстань між лампою та первинним фотометром;

F – коефіцієнт актинічності, який враховує відхилення $S_{\Phi}(\lambda)$ від $V(\lambda)$.

$V(\lambda, T)$ – спектр випромінювання.

Величина коефіцієнта актинічності розраховується за формулою:

$$F = \frac{\int V(\lambda, T) S_{\Phi}(\lambda) d\lambda}{\int V(\lambda, T) V(\lambda) d\lambda}. \quad (9.12)$$

Фотометрам робочого еталона розмір одиниці освітленості передається від первинного фотометра методом зіставлення за допомогою компаратора (світловимірною лампи).

Таким чином, метод відтворення одиниці сили світла забезпечує зв'язок одиниць світлових та енергетичних величин, причому ідеологія побудови еталона дозволяє на етапі відтворення кандели вилучити похибки визначення спектральних характеристик.

Відповідно до функціонального призначення еталона одиниці сили світла до його складу входить такий комплекс апаратури:

- установка для відтворення одиниці сили світла;
- установка передачі одиниці сили світла;
- установка для дослідження спектральних характеристик фотометрів;
- установка для вимірювання нелінійності фотометрів.

На рис 9.4 наведена структурна схема та зв'язок зазначених вище систем. Виконані теоретичні та експериментальні дослідження еталона кандел показали, що середньоквадратичне відхилення відтворення одиниці сили світла складає 0,1 %, а невиключена систематична похибка – 0,15 %.



Рис 9.4 – Структурна схема еталона одиниці сили світла

9.5. Еталонні лампи сили світла

Лампові еталони передавання використовуються для передачі одиниці сили світла від однієї лабораторії до іншої (наприклад, від національної лабораторії до промислової). Вони повинні мати відтворені й стабільні вихідні характеристики протягом тривалого терміну використання, однорідний кутовий розподіл інтенсивності, бути обладнаними спеціальними пристроями, що забезпечують прецизійне юстування лампи. Щоб задовольнити ці вимоги, випускають спеціально сконструйовані лампи (невеликою серією) або із визначеного типу загальної продукції як еталонні вибираються лампи шляхом ретельного добору.

9.5.1. Типи ламп

Ламповими еталонами сили світла є лампи розжарювання або кварцові галогенні лампи. Багато різновидів ламп, які виготовлялися в минулому, або вже більше не існують, або є дуже дорогими. Нестача еталонних ламп високої якості та не дуже високої вартості є світовою проблемою. Враховуючи те, що поступово скорочується виробництво освітлювальних ламп розжарювання, виробництво світловипромінювальних еталонних ламп стає дорожчим і нерентабельнішим. Одним із нових, інноваційних напрямів у створенні еталонних джерел світла, можуть стати світлодіодні еталонні випромінювачі. На рис. 9.5 показані деякі з еталонних ламп, які широко використовуються в США та Європі.

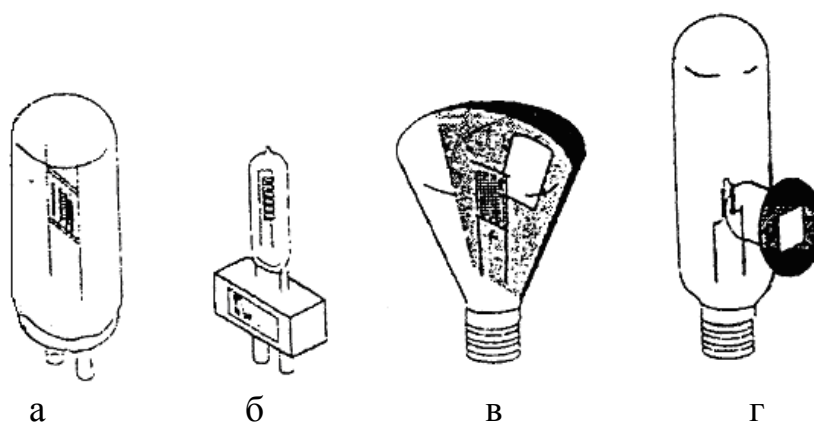


Рис. 9.5 – Еталонні лампи

В США широко використовується 120-вольтова газонаповнена лампа розжарювання типу Airway Beacon Джeneral Електрик (а). Нитка розжарювання має односпіральний контур, сформований в одній площині – "моноплан", і бішпіньовий цоколь, який дозволяє прецизійне юстування з використанням юстуючого приладу (дзеркальце знаходиться на цоколі), й лазера Лампи мають різні модифікації за потужністю (від 100 до 1000 Вт) і можуть бути з прозорим або матовим балоном.

1000-ватна кварцова галогенна лампа Osram Sylvania типу FEL (б) має спіральну нитку розжарювання, механічно закріплену з обох кінців без підтримки в середині. Балон лампи – прозорий або матовий. Ця лампа сконструйована для експлуатації при номінальних напрузі 110 В, струмі 8,1 А і

температурі приблизно 3100 К.

Газонаповнена лампа розжарювання типу Osram Wi41/G (30 В, 175 Вт) (в) має форму колби у вигляді оберненого конуса. На колбу нанесено чорне покриття за винятком апертури, так щоб на оптичній осі було видно тільки нитку розжарювання. Це захищає від виходу назовні світла при внутрішніх відбиттях від колби та інших частин. Ця лампа має пряму дротоподібну нитку розжарювання монопланової структури, яка забезпечує плавний кутовий розподіл інтенсивності та для прецизійного юстування дозволяє використовувати телескоп. Лампа сконструйована для експлуатації при температурі близько 2750 К.

Газонаповнена лампа розжарювання типу Polaron LIS (12,7 В, 320 Вт) (г) на циліндричному вхідному отворі має пласке вікно, розташоване на відстані від нитки розжарювання. Така конструкція зменшує ефект почорніння і також дозволяє прецизійне юстування за допомогою лазера. Лампа має низьковольтну товсту нитку розжарювання, що робить її стійкою до ударів, і спроектована для експлуатації при температурі 2856 К.

Традиційні газонаповнені еталонні лампи, як правило, мають велику колбу для зменшення почорніння і забезпечення кращих характеристик старіння. Кварцові галогенні лампи часто використовуються як еталони спектральної освітленості при їх вищих колірних температурах (більший вихідний сигнал в ультрафіолетовій області спектра). Вони також використовуються як фотометричні еталони (при температурі 2856 К) завдяки їх компактності, низькій вартості та низьким показникам старіння. Деякі кварцові галогенні лампи є стабільними в межах колірних температур (2000 – 3200) К. В Україні використовуються лампи, основні параметри яких наведені в табл. 9.2.

Таблиця 9.2 – Параметри еталонних ламп сили світла

Тип лампи	Номінальні значення			
	Сила світла, кд	Колірна температура тіла розжарювання, К	Напруга, В	Потужність, Вт
СИС 5-1	1	2860	5	1,2
СИС10-5	5	2360	10	8,6
СИС10-10	10	2360	10	16,8
СИС 40-100	100	2860	40	75
СИС 107-35	35	2360	107	56
СИС 107-100	100	2360	107	158
СИС 107-500	500	2800	107	365
СИС 107-1000	1000	2800	107	660
СИС 107-1500	1500	2860	107	915

У світловимірювальних лампах, на відміну від ламп світлового потоку, суттєве значення мають якість балона, його форма, конфігурація і кривизна поверхні стінок, а також стан внутрішньої і зовнішньої поверхонь. Особливо важливі оптичні властивості скла, оскільки випромінення, яке виходить у напрямку спостерігача, залежить від проходження, відбиття і розсіювання

внутрішньою поверхнею балона.

До тіла розжарювання світловимірювальних ламп існують особливі вимоги. Залежно від типу лампи воно має різну форму і змонтоване у вигляді відрізків прямолінійних або спіральних ниток, розташованих паралельно, точно в одній площині та натягнених за допомогою спеціальних тримачів. Розташування тіла розжарювання в одній площині необхідно тому, що саме від цієї площини відраховується відстань до приймача випромінення.

9.5.2. Відпалювання ламп

У нових лампах розжарювання, залежно від типу ламп, сила світла зменшується на 10 або більше відсотків у перші кілька процентів від терміну роботи. Після придбання еталонних ламп їх необхідно відпалювати, тобто пропускати через них нормований струм протягом часу, що становить щонайменше 5 % від терміну використання ламп. Необхідний час відпалювання залежить від типу ламп і умов. Загальний норматив складає 50 годин для звичайних газонаповнених ламп розжарювання, які використовуються при температурі 2856 К. Кварцові галогенні лампи, які використовуються при температурі 2856 К, спочатку витримуються при нормованому струмі (зазвичай при температурі близько 3200 К) 24 години, потім при температурі 2856 К додатково 48 годин. Після відпалювання повинні бути визначені характеристики старіння, щоб переконатися в досягненні бажаної стабільності.

Еталонні лампи, як правило, працюють на постійному струмі, що забезпечує вищу стабільність живлення і точність електричних вимірювань, ніж при живленні змінним струмом.

При роботі на постійному струмі також запобігають проблемі мигтіння (флікер). Під час процесу відпалювання вольфрамова нитка розжарювання лампи частково рекристалізується відповідно до прикладеної електричної полярності. Якщо полярність змінюється, лампа знову може перейти в нестабільний стан. Таким чином, необхідно підтримувати однакову полярність як при витримуванні, так і при використанні ламп. Полярність повинна бути позначена на цоколі лампи або ясно визначена в паспорті.

9.5.3. Характеристики ламп і відбір

Для кожної окремої еталонної лампи необхідно вимірювати параметри, беручи до уваги їх виробничий розкид, тому що деякі лампи (окремі або в цілому партією) не відповідають вимогам до еталонних ламп. У табл. 9.3 як приклад наведено перелік критеріїв вибору ламп, які використовуються в NIST (США).

Таблиця 9.3 – Критерії вибору ламп

Критерій	Типова вимога для еталонної лампи
Візуальний огляд	Прозора колба, пряма нитка розжарювання і т.ін.
Показник старіння	< 0,02 %/год. за силою світла
Кутова неоднорідність	< 0,3 % в $\pm 1^\circ$ (у порівнянні з центром)
Відтворюваність	< 0,3 % (після транспортування)
Стабільність	< 0,3 % за місяць

Нові типи ламп або невідомі лампи повинні випробуватися за усіма цими характеристиками. Залежно від типу ламп та їх історії деякі з цих характеристик необхідно випробовувати для кожної окремої лампи.

Перед відпалюванням лампи візуально оглядаються, щоб перевірити відсутність плям на балоні й упевнитися, що нитка розжарювання змонтована прямо, виводи приварені та мають міцний контакт, а цоколь жорсткий. Після відпалювання характеристики старіння лампи (дрейф сили світла як функція часу експлуатації) випробуються, і обчислюється показник старіння (змiна/рiк). Старіння лампи відбувається через почорніння колби, випаровування нитки розжарювання та інші фактори. Лампи тестуються при безперервній роботі протягом 24 – 48 годин або більше залежно від вимірювальної точності системи. Сила світла та інші параметри лампи безперервно вимірюються під час випробування на стабільність. Комп'ютерний контроль із зворотним зв'язком струму лампи може забезпечити кращу стабільність, ніж стабільність джерела живлення, за тривалий період часу.

Температура фотометра під час випробування повинна контролюватися, сигнал фотометра необхідно коригувати за зміною температури.

На рис. 9.6 як приклад наведено характеристики старіння вибраної кварцової галогенної лампи. Необхідно зазначити, що в цьому випадку струм лампи підтримувався постійним із точністю $\pm 0,002$ %. Якщо напруга лампи підтримується постійною, сила світла може змінюватися в протилежному напрямку. Напруга лампи і сила світла не завжди змінюються так, як показано на рис. 9.6. У кварцової галогенної лампи типу FEL, яка працює при температурі 3100 К, із зростанням часу дії збільшуються лампова напруга і світлова віддача (рис. 9.7.).

Фізичною причиною старіння є складний комплекс, що включає випаровування нитки розжарювання, взаємодію нитки розжарювання з газом, оптичні властивості скляної оболонки. Це потребує спеціального розгляду.

Показник старіння газонаповнених ламп, як правило, більший, ніж кварцевих галогенних ламп. На рис. 9.8 як приклад показано характеристики старіння лампи типу Airway Beacon. Початок кривої старіння переважно нелінійний до того часу, поки не включається стабілізаційний процес лампи. Деякі лампи досягають різкого зменшення характеристик: 0,5 % в перші 30 хвилин. Такі лампи потребують значного часу стабілізації і не придатні для еталонного використання. Водночас лампи з лінійною характеристикою можуть бути використані як еталонні. Внаслідок цього еталонні лампи необхідно періодично перекалібровувати (зазвичай кожні 30 – 50 годин загального часу експлуатації) залежно від типу ламп і необхідної точності.

Іншою важливою характеристикою є кутовий розподіл інтенсивності, різкі зміни якого роблять юстування лампи дуже критичним. Це спричинюється затіненням спіралі нитки розжарювання в прозорій колбі. У лампах з матовим балоном або у таких, які мають пряму дровову нитку розжарювання, указані ефекти відсутні, і вони можуть не випробуватися за цим параметром.

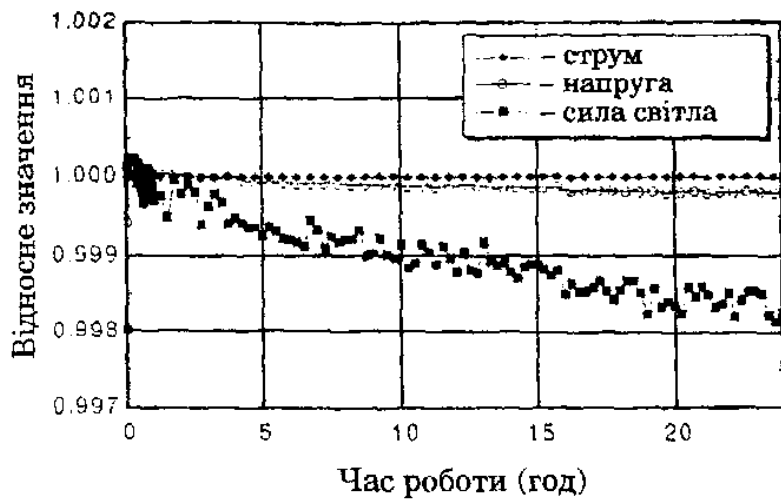


Рис. 9.6 – Зміна характеристик кварцової галогенно лампи з часом

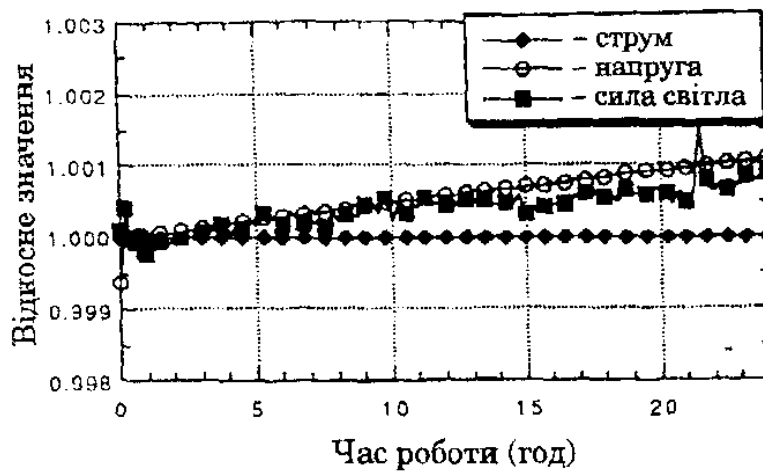


Рис. 9.7 - Зміна характеристик кварцової галогенної лампи типу FEL з часом

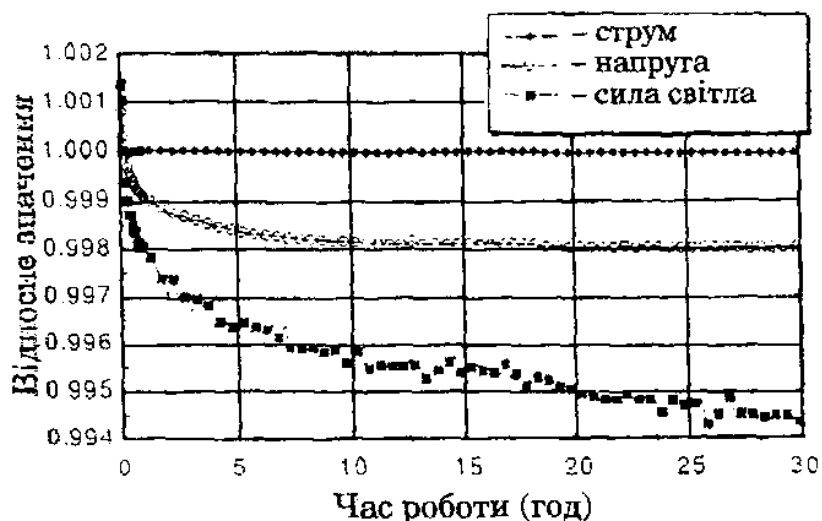


Рис. 9.8 - Зміна характеристик лампи типу Airway Beacon з часом

Кутовий розподіл сили світла може вимірюватися горизонтальним поворотом і вертикальним коливанням лампи або розподілом освітленості на площині уздовж оптичних осей на значній відстані від лампи. У цьому випадку,

відповідно до закону кубів косинусів [1], розподіл освітленості $E_v(x, y)$, як показано на рис. 9.9, може бути перетворений в кутовий розподіл сили світла $I_v(\Theta_x, \Theta_y)$ за допомогою виразу:

$$I_v(\Theta_x, \Theta_y) = E_v(x, y)d^2 / (\cos \Theta_x \cdot \cos \Theta_y), \quad (9.13)$$

де $\cos \Theta_x = \arctg(x/d^2)$; $\Theta_y = \arctg(y/d)$.

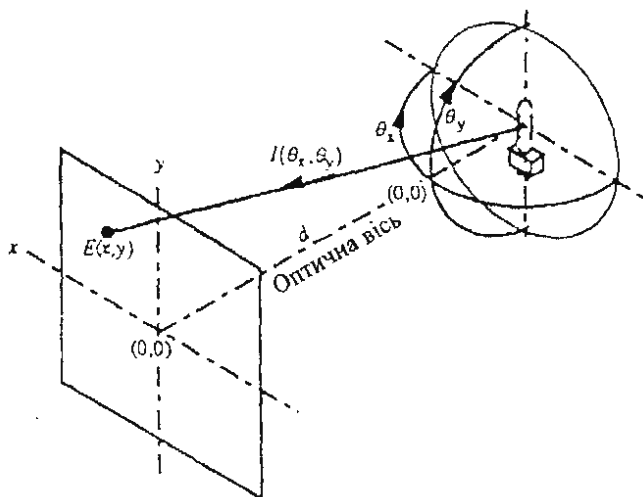


Рис. 9.9 – Перетворення розподілу освітленості на площині в кутовий розподіл сили світла

прийнятому діапазоні. Лампи, які мають незадовільну відтворюваність, після указанного циклу вимірювань відбраковуються.

На рис. 9.10 показано кутовий розподіл сили світла типової вибраної лампи FEL потужністю 1000 Вт з прозорою колбою. Відповідність ламп критеріям стабільності й однорідності калібрується за силою світла. Вимірювання повторюються три рази з переналагодженням та перевідпалюванням лампи кожного разу для перевірки відтворення сили світла в

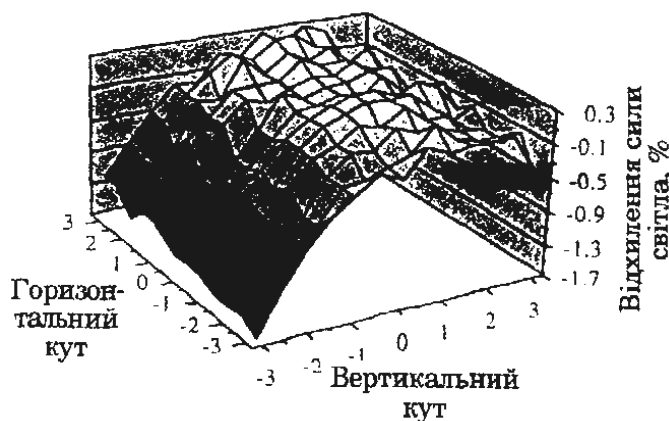


Рис. 9.10 – Кутовий розподіл сили світла лампи FEL

Іншою проблемною характеристикою лампи розжарювання, яку інколи визначають, є зберігання стабільності. Тоді як більшість ламп при повторній роботі через короткий проміжок часу мають задовільну відтворюваність, деякі лампи після тривалого періоду зберігання змінюють свої характеристики. У цьому випадку лампи мають незадовільну відтворюваність за силою світла і напругою впродовж перших запалювань після зберігання і можуть не відтворювати попереднє значення навіть після суттєвої стабілізації. Такі лампи повинні виключатися із переліку джерел для калібрування. Зберігання стабільності ламп має витримуватися щонайменше один місяць після їх останнього використання.

9.5.4. Експлуатація і догляд за еталонними лампами

З еталонними лампами треба поводитися дуже обережно, щоб запобігти механічним ударом нитки розжарювання. Перед експлуатацією колба лампи протирається м'якою бавовняною тканиною, щоб зняти частки пилу від пакувального матеріалу. До колби лампи забороняється торкатися голими руками. Необхідно користуватися рукавичками, щоб уникнути відбитків пальців. Особливу увагу необхідно приділяти кварцовим галогенним лампам, тому що осідання водних або масляних краплин на балоні може призвести до постійних білих плям на кварцевій оболонці після запалювання лампи. Етиловий спирт використовується тільки в тих випадках, коли необхідно зняти масляні плями, такі як відбитки пальців. Лампи необхідно зберігати в контейнері.

Лампи експлуатуються при постійному струмі з визначеною полярністю. Калібруються лампи при певному струмі. Напругу лампи не вказують, тому що її важко відтворювати через різні структури і конструкції цоколів користувачів. Проте контроль напруги лампи може бути корисним для виявлення змін у лампах.

9.6. Еталонні фотометри освітленості

Якість комерційних (робочих) $V(\lambda)$, тобто коригованих приймачів (фотометрів), суттєво покращилася з появою високоякісних кремнієвих фотодіодів. Внаслідок цього деякі типи наявних комерційних (робочих) фотометрів можуть використовуватися як еталонні фотометри передавання освітленості замість традиційних еталонних ламп сили світла. Еталонні лампи чутливі до механічних ударів, змінюють з часом характеристики, мають дрейф. Фотометри, за якими ретельно доглядають, мають менше таких проблем і можуть забезпечувати динамічний діапазон в кілька порядків величин.

Короткочасна стабільність фотометрів зазвичай переважає відповідну стабільність ламп, і хоч для багатьох типів фотометрів довготривала стабільність не випробувалася, деякі типи фотометрів досягають задовільної стабільності (близько 0,1 % за рік), що робить їх використання для еталонних робіт складним. Взагалі, для вимірювань сили світла і освітленості рекомендується використання еталонних фотометрів, проте фотометри необхідно калібрувати частіше (щонайменше один раз на рік) доти, поки не накопичаться дані про довготривалу стабільність. Необхідно також зазначити, що фотометри самі не переносять одиницю сили світла, а тільки забезпечують одиницю освітленості. Використання фотометрів як еталонів сили світла можливе тільки при точно виміряній відстані.

9.6.1. Вимоги до еталонних фотометрів

Еталонні фотометри складаються із приймачів (як правило, кремнієвих фотодіодів), фільтра для коригування під криву видимості $V(\lambda)$, апертури i , в деяких, випадках розсіювача (косинусної насадки). Фільтр для $V(\lambda)$ корегування приводить загальну спектральну чутливість фотометра (фотодіод +

фільтр + розсіювач) до функції $V(\lambda)$. Фотометрична головка не потребує косинусної корекції, тому що фотометр зазвичай використовується з еталонною лампою розжарювання, яка розміщується на осі фотометра на значній відстані, щоб забезпечити нормально падаюче світло з малим кутом розходження. Важливою вимогою до еталонного фотометра є те, що його площа відліку має бути точно і ясно визначеною. Якщо площину відліку фотометра визначено помилково, закон обернених квадратів неточно визначає сигнал як функцію відстані. Для точного визначення площини відліку фотометра еталонний фотометр мусить мати апертуру спереду, як показано на рис. 9.11 а, де зображено фотометр нерозсіювального типу. Розсіювач може бути доданий між апертурою і фільтром коригування функції $V(\lambda)$, як показано на рис. 9.11 б (фотометр розсіювального типу). Площина відліку фотометричної головки включає гострі краї апертури.

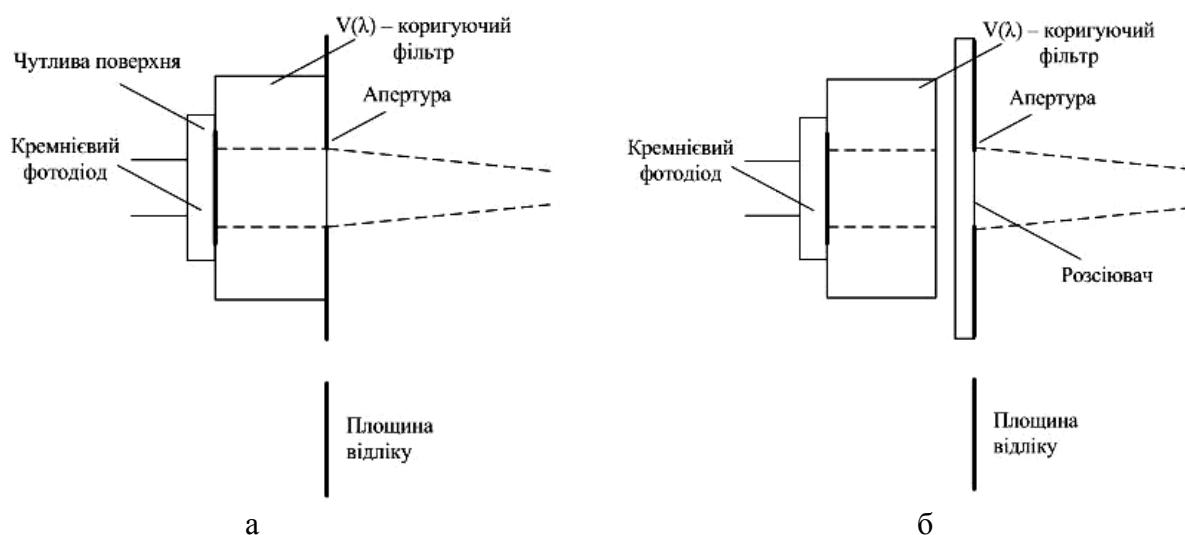


Рис. 9.11 – Розсіювальний (б) і нерозсіювальний (а) типи фотометрів

Фотометри, не обладнані ні апертурою, ні розсіювачем, не рекомендуються для використання в якості еталонних. Для калібрування такого фотометра його площину відліку необхідно визначити фотометричним методом. Якщо фотодіод фотометра заповнюється випроміненням, площа поверхні фотодіода буде близькою до площини відліку, але не точно дорівнюватиме їй, тому що оптична довжина скорочується через фільтр коригування функції $V(\lambda)$.

9.6.2. Нерозсіювальний тип фотометрів

Еталонні фотометри з обмежуючою апертурою, як показано на рис. 9.11 а, часто використовуються національними лабораторіями для відтворення і зберігання одиниці освітленості. Цей тип фотометра дозволяє використовувати монохроматор з колімованим вихідним пучком для вимірювання спектральної чутливості. Вказаний фотометр досягає вузького кута прийому (рис. 9.12), який дає перевагу для блокування розсіяного світла від оточення, проте незручний

для використання з лампами великого розміру на близьких відстанях через відхилення від косинусного розподілу. У фотометрі цього типу і фільтр $V(\lambda)$ коригування, і фотодіод повинні бути більші, ніж апертура, щоб фотодіод не був засвічений повністю.

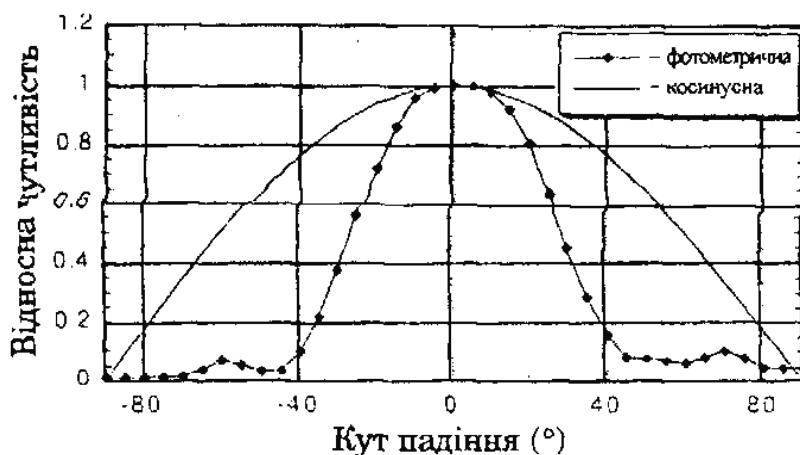


Рис. 9.12 – Залежність чутливості фотометра від кута падіння випромінювання

9.6.3. Розсіювальний тип фотометрів

Еталонні фотометри, оснащені розсіювачем, як показано на рис. 9.11. б, також часто застосовуються. Вимірювачі освітленості оснащуються розсіювачем (косинусною насадкою). Для косинусного коригування також можуть використовуватися як еталонні фотометри, якщо вони мають плоский розсіювач, за допомогою якого площа відліку визначається з високою точністю. Вимірювачі освітленості, які мають куполоподібний розсіювач, не придатні для використання як еталонні засоби. Матеріал розсіювача має бути хімічно стійким і не деградувати під ультрафіолетовим випромінюванням. Опалове скло зазвичай застосовують для довготривалої стабільності. На розсіювальні типи фотометрів істотніше впливає розсіяне світло через невеликий кут прийому, проте похибка від лампи великого розміру на малих відстанях менша. Спектральну чутливість потрібно вимірювати за умови однорідного засвічування поверхні приймача, тому що відносно до поверхні розсіювача спектральна чутливість стає неоднорідною. Цей тип фотометра може використовувати парціальний або мозаїчний фільтр, який розміщується на деякій відстані від розсіювача.

9.6.4. Врахування впливу температури

Чутливість фотометра є функцією температури. Коефіцієнт пропускання фільтра, який складається із кольорового скла, суттєво змінюється із температурою. Типовий фільтр для коригування під функцію $V(\lambda)$ може мати такий температурний коефіцієнт, як $0,1 \text{ \%}/^{\circ}\text{C}$. Рекомендується, щоб еталонні фотометри були обладнані або температурними давачами для проведення корегування, або температурно-регулюючим приладом для підтримання сталої температури [2].

У цьому аспекті еталонні фотометри поділяються на такі типи:
температурно-регульований;

температурно-контрольований;
бездавачевий.

Температурно-регульований тип, як правило, поєднує температурний давач і нагрівач або термоелектричний охолоджувач для підтримки температури фотометра в межах малого діапазону (наприклад, в межах $\pm 0,2$ °C). Цей тип має найбільше переваг, але він дорожчий майже втричі. Коли використовується нагрівач, температура стабілізації встановлюється (30 – 35) °C, і температура навколишнього середовища повинна бути нижчою за температуру стабілізації. Фотометр мусить мати індикатор, який показує, що температурний регулятор працює нормально.

Температурно-контрольований тип, як правило, у своєму складі має температурний давач, приєднаний до модуля давач-фільтр. Якщо температура відома, це дозволяє враховувати похибку через температурний хід. Абсолютна точність температурних давачів не має значення.

Бездавачевий тип не має температурного давача або регулятора. Температура навколишнього середовища вимірюється і вважається температурою фотометра, а потім приблизно враховується температурна поправка. Коригування не може бути таким точним, як у випадку температурно-контрольованого типу.

Спостереження проводять кілька годин, щоб фотометр досягнув рівноваги із навколишнім середовищем.

9.6.5. Характеристики еталонних фотометрів

Відносна спектральна чутливість. Не існує жодного фотометра, який би мав у точності функцію $V(\lambda)$, і виникає похибка при вимірюванні світла від джерела, у якого спектральний розподіл відрізняється від джерела калібрування (як правило, випромінювач типу А МКО). Ступінь спектральної невідповідності з функцією $V(\lambda)$ оцінюється в термінах f_1 (наданий в публікаціях МКО [3]). При цьому вважається, що еталонний фотометр має значення $f_1 < 3\%$, яке є оціночним показником і не може використовуватися для цілей коригування. Для того щоб зробити поправку на спектральну невідповідність, еталонні фотометри повинні характеризуватися відносною спектральною чутливістю, щоб одержати коригуючий фактор scf на спектральну невідповідність

Температурна залежність. Чутливість фотометрів змінюється від температури їх оптичних компонентів. Похибки вимірювання виникають, коли фотометр використовується при температурі навколишнього середовища, яка відрізняється від тієї, що була при калібруванні. Рідше це стосується температурно-регульованих фотометрів, або коли температура навколишнього середовища точно контролюється, температурну залежність фотометра можна оцінити і зробити поправку. Існує процедура введення поправки на варіацію температури.

Лінійність. Високоякісні кремнієві фотодіоди, які з'явилися недавно, мають лінійну характеристику в кілька порядків величини, і лінійність еталонних фотометрів, як правило, не є проблемою при рівнях освітленості

менше ніж 10^3 лк. Проте еталонні фотометри можуть оцінюватися за лінійністю в усьому діапазоні освітленостей, в якому фотометри використовуються.

Довготривала стабільність. Чутливість високоякісних еталонних фотометрів є дуже стабільною за відносно короткий період часу. Необхідно зазначити, проте, що чутливість фотометрів може змінюватися через значний період часу. Тоді як визначені типи кремнієвих фотодіодів мають відому стабільність у часі, коефіцієнт пропускання коригуючого фільтра під функцію $V(\lambda)$ змінюється з часом. У деяких випадках на поверхні фільтра формуються каламутні відкладення.

Довготривалий дрейф фотометрів можна виміряти тільки періодичним калібруванням фотометра за іншим, надійним еталоном (наприклад, за еталонною лампою з обмеженим часом горіння або абсолютним радіометром). Приклад довготривалої стабільності діючих фотометрів наведено на рис. 9.12. У цьому випадку фотометри А, В і С мають суттєвий дрейф. Чутливість цих фотометрів може періодично відновлюватися очищенням поверхні фільтра.

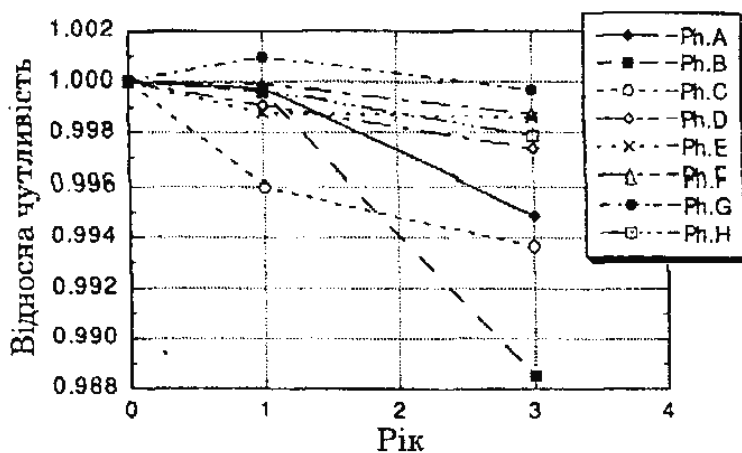


Рис. 9.13 – Довгочасовий дрейф фотометрів

9.6.6. Експлуатація та нагляд за еталонними фотометрами

Калібрування. Чутливість еталонних фотометрів у амперах на люкс або вольт-амперах на люкс, як правило, визначається калібруванням еталонних фотометрів за джерелом випромінювання типу А. Температура навколишнього середовища (переважно $25\text{ }^{\circ}\text{C}$), фотометрична відстань, рівень освітленості й площа відліку фотометра реєструються.

Температура фотометра. При використанні бездавачевого типу фотометра його необхідно помістити в положення для вимірювання і включити щонайменше за 1 годину до вимірювань. Рекомендується використовувати при температурах у межах $\pm 1\text{ }^{\circ}\text{C}$ від температури, за якої фотометр калібрувався. Коли температура навколишнього середовища відрізняється більше ніж на $2\text{ }^{\circ}\text{C}$, потрібно вносити поправки з використанням температурного коефіцієнта фотометра.

Недоцільно тримати фотометр голими руками під час або до вимірювань, тому що це може спричинити нагрівання фотометра. У результатах випробувань завжди має бути вказана температура навколишнього середовища.

Зменшення розсіяного світла. Необхідно взяти до уваги мінімізацію

паразитних засвічувань у будь-яких фотометричних вимірюваннях. Вимірювання повинні проводитися в темній кімнаті або у світлонепроникній камері. Коли використовується еталонний фотометр, зменшення паразитних засвічувань є більш критичним для вимірювання сили світла, ніж калібрування фотометра, і критичнішим для розсіювального типу фотометра, ніж для нерозсіювального. Будь-який із компонентів, такий як автоматична заслінка або допоміжна апаратура, не має розміщуватися дуже близько (у межах 20 см) від фотометра через відбиття від поверхні фотометра, яке проявляється переважно на близькій відстані.

Усі поверхні фотометра, за винятком країв апертури або поверхні розсіювача, мають бути анодовані або чорними.

Використання рівней високої освітленості. Незважаючи на те, що фотометри мають лінійність до рівней 10^5 лк або вище, необхідно бути обережним з ефектом нагріву від джерела розжарювання. Навіть при використанні фотометра температурно-регульованого або температурно-контрольованого типів нагрів коригуючого фільтра функції $V(\lambda)$ не буде виключено або враховано, якщо випромінення є надто високим. Нерозсіювальний тип фотометрів з коригуючим фільтром, який опромінюється, має більшу чутливість, ніж розсіювальний тип фотометрів. Ефект нагріву може бути оцінений вимірюванням зміни фотометричного сигналу після того, як фотометр побував під випроміненням високої освітленості від стабілізованого джерела. Якщо є тепловий ефект, фотометричний сигнал буде поступово змінюватися впродовж 30 хв. Коли використовується рівень освітленості, вищий ніж 10^3 лк, фотометр повинен бути під випроміненням тільки протягом такого часу, щоб зробити відлік.

Технічний нагляд. В еталонних фотометрах з апертурами зазвичай спостерігається осідання часток пилу на поверхні фільтра, які можуть спричинити неконтрольовану похибку, особливо, коли розмір апертури малий. Перед використанням фотометра поверхню фільтра необхідно переглянути на чистоту. Якщо є пил, необхідно його зняти повітряним струменем. Перед використанням фотометра розсіювального типу поверхню розсіювача можна вичистити лінзовою тканиною для зняття часток з поверхні. Комерційні прилади, як правило, мають інструкцію щодо очищення і нагляду. Користувач повинен дотримуватися інструкції, щоб не пошкодити оптичні поверхні. Еталонний фотометр, як правило, зберігається в сухому місці.

Вважається за краще температурно-регульовані фотометри під час зберігання тримати під живленням, щоб запобігти повторенню теплового циклування.

Рекомендується, щоб для зберігання фотометричних одиниць у кожній лабораторії використовувалася група з більш ніж трьох еталонних фотометрів. Фотометри можуть періодично перевірятися один за одним, щоб виявити зміну чутливості. Великою перевагою фотометрів є те, що, на відміну від еталонних ламп, тривалість їхньої експлуатації не обмежена. Проте еталонні фотометри необхідно калібрувати щонайменше один раз на рік доти, поки устанавлюють

дані про довготривалу стабільність, яка визначає необхідний калібрувальний цикл.

Визначення площини відліку. Площина відліку фотометра може бути визначена фотометричним методом, як описано нижче. Метод потребує еталонного фотометра з точно визначеною площиною відліку і фотометричної лавки з можливістю вимірювання відстані. Спочатку беруться сигнал еталонного фотометра V_{S1} і сигнал випробуваного фотометра V_{t1} . Коли обидва фотометри розміщено на відстані від лампи, як показано на рис.9.14, у необхідно визначити. Обидва фотометри вирівнюються так, щоб їхні передні площини були в одній і тій самій площині. На рис. 9.14 зображено: x_1 положення площини відліку еталонного фотометра, вимірюного від передньої площини; x - положення площини відліку випробуваного фотометра, вимірюного від її передньої площини.

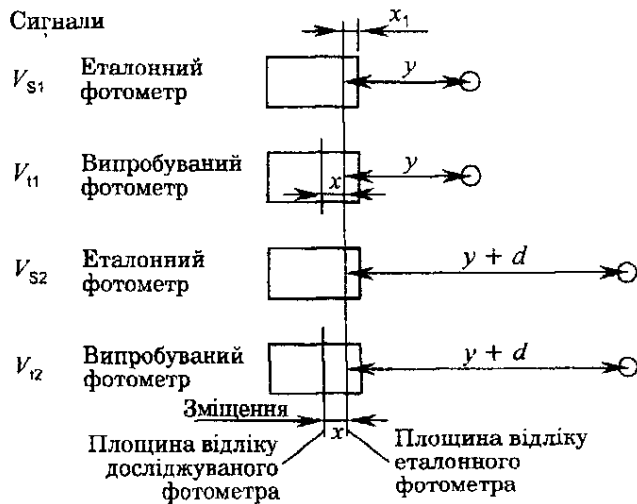


Рис. 9.14 – Схема визначення площини відліку

Тоді береться сигнал еталонного фотометра V_{S2} і сигнал випробуваного фотометра V_{t2} , коли

обидва фотометри поміщені на відстані $y+d$ від лампи. Зміну відстані d потрібно точно виміряти, а також d має бути значно більше, ніж y , щоб похибка вимірювання була досить малою.

Тоді можна записати рівняння відповідно до закону обернених квадратів:

$$\frac{V_{S1}}{V_{S2}} = \frac{(y+d)^2}{y^2}; \quad (9.14)$$

$$\frac{V_{t1}}{V_{t2}} = \left(\frac{y+d+x}{y+x} \right)^2; \quad (9.15)$$

Розв'язавши рівняння (9.14) і (9.15), знаходимо значення x площини відліку випробуваного фотометра:

$$x = d \left(\frac{1}{\left(\frac{V_{t1}}{V_{t2}} \right)^{1/2} - 1} - \frac{1}{\left(\frac{V_{S1}}{V_{S2}} \right)^2 - 1} \right) \quad (9.16)$$

Із зміщення еталонного фотометра на задане значення x_1 площина відліку випробуваного фотометра від її передньої площини визначається сумою $x + x_1$.

9.7. Еталони світлового потоку

9.7.1. Гоніометричний метод

Повний світловий потік джерела світла отримується інтегруванням сили світла за тілесним кутом або інтегруванням освітленості на повній поверхні навколо джерела і визначаються формулами:

$$\Phi_V = \int_{\Omega} I_V d\Omega \quad \text{або} \quad \Phi_V = \int_A E_V dA \quad (9.17)$$

Для встановлення одиниці світлового потоку – люмена – традиційно використовується гоніометр (рис. 9.14), за допомогою якого вимірюється або розподіл сили світла $I(\Theta, \varphi)$ в канделах, або розподіл освітленості $E_V(\Theta, \varphi)$ (в люксах) джерела, які визначаються формулами:

$$\Phi_V = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\Theta=0}^{\pi} E_V(\Theta, \varphi) \sin \Theta \cdot d\Theta d\varphi$$

або

$$\Phi_V = r_{N2}^2 \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\Theta=0}^{\pi} E_V(\Theta, \varphi) \sin \Theta \cdot d\Theta d\varphi, \quad (9.18)$$

де r (в метрах) – радіус сферичної поверхні.

Приймач гоніометра може бути каліброваним або на гоніометрі, або на фотометричній лавці. На гоніометрі приймач калібрується за еталонною лампою сили світла, яка розміщується точно в центрі обертання приймача, причому лампа точно виставляється відносно приймача, розміщеного в горизонтальній площині. Приймач калібрується за сигналом відомої сили світла. Перевагою цього методу є те, що радіус обертання приймача вимірювати не треба. Коли приймач калібрується на фотометричній лавці, він знімається з гоніометра і калібрується за сигналом освітленості. Як видно з рівняння 9.11, радіус обертання приймача необхідно точно вимірювати, проте, навпаки, не потрібно точно виставляти лампу.

Для того щоб реалізувати одиницю світлового потоку, необхідно досягти малої похибки при вимірюванні повного потоку, що потребує спеціального гоніометра, сконструйованого для цих цілей. Гоніометри широко використовуються для вимірювання розподілу сили світла освітлювачів, проте багато з цих приладів не придатні для реалізації люмена. Наприклад, "мертвий кут" приймача у таких приладах є надто великим. Гоніометри дзеркального типу не можуть бути використані через чутливість до поляризації.

Гоніометри з фіксованим приймачем і лампою, що обертається, не рекомендується використовувати, тому що сигнал лампи може змінюватися через зміну позиції горіння лампи. На рис. 9.16, 9.17 показано два простих типи гоніометрів, які використовуються в національних лабораторіях для реалізації одиниці світлового потоку. Для прецизійного вимірювання світлового потоку важливо підтримувати позицію горіння постійною і досягти того, щоб "мертвий кут" приладу був якомога меншим.

Трьохосьовий гоніометр, показаний на рис. 9.16, є ідеальним типом, рекомендованим МКО. Позиція горіння лампи може бути пристосована до будь-якого кута, після чого лампа закріплюється і не рухається або повертається під час вимірювання.

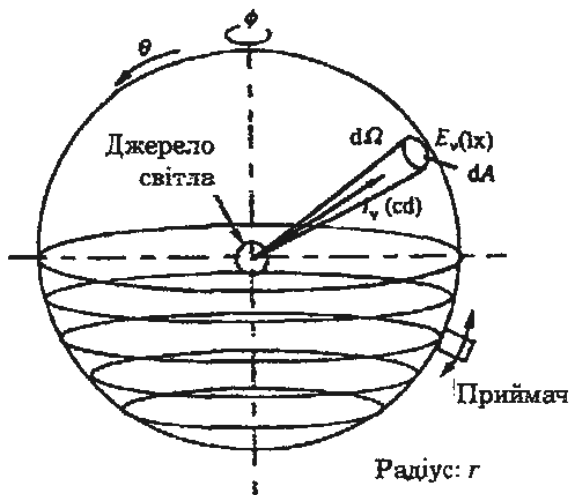


Рис. 9.15 – Схема гоніометричного метода вимірювання світлового потоку

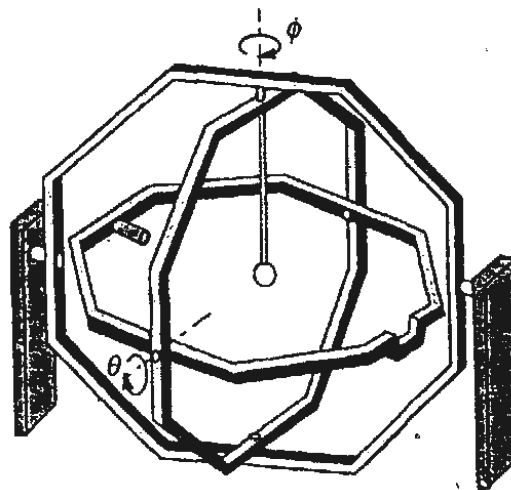


Рис. 9.16 – Трьохвісний гоніометр

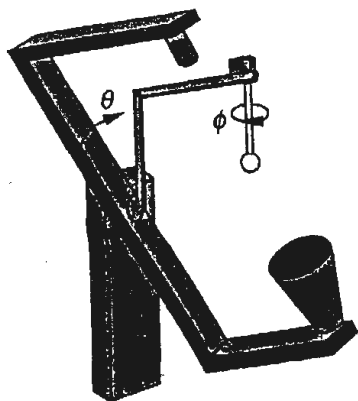


Рис. 9.17 – Двохвісний гоніометр

Осі можуть бути керованими кількома різними способами, проте, як правило, ϕ координата обертається швидше з повільнішим рухом внутрішньої координати (θ координата).

Приймач рухається в горизонтальному напрямку, в якому зміна сили світла зазвичай незначна. Таким чином, вимірювання можуть бути виконані швидше, зменшуючи проблему часової стабільності підсилювача.

Сигнал приймача безперервно інтегрується за один період обертання ϕ координати, що дозволяє швидке і точніше інтегрування світлового потоку, ніж при скануванні типу stop-and-go, що використовується в інших пристроях. Двохвісний гоніометр, показаний на рис. 9.17, є дешевшим для виробництва і простішим у використанні. Приймач обертається вертикально (для сканування кута θ), в той час лампа закріплена у фіксованій позиції горіння і повільно повертається в напрямку кута ϕ . Світлову пастку змонтовано зі зворотного боку приймача для мінімізації похибки через розсіяне світло. У цій конструкції треба бути впевненим, що нитка розжарювання в лампі не зазнає вібрацій і відсутній охолоджуючий ефект повітря. Двохвісний не використовується для флуоресцентних ламп, тому що температура цих ламп не стабільна через їх обертання. Отже, безперервне обертання приймача є важчим, тому що приймач рухається в напрямку, в якому сила світла може різко змінюватися. Двохвісний тип, як правило, працює за принципом stop-and-go і потребує більше часу для вимірювання.

З будь-яким типом гоніометра необхідно турбуватися про досягнення високої точності. Для мінімізації похибки через розсіяння світла прилад, як правило, розташовується в затемненій кімнаті, приймач забезпечується спереду апертурними екранами для зближення поля зору до мінімально можливого, світлова пастка або чорна аксамитова пластина розміщується на зворотній стороні приймача. Навіть з цим оснащенням похибки через розсіювання світла оцінюються експериментально з метою внесення поправок. Оцінюється "мертвий кут" гоніометра і вводиться поправка. Цоколь лампи і патрон зроблені так, щоб мати якнайбільше відбиття (або спрямоване, або дифузне), тоді як на всі інші частини нанесено чорну фарбу. Інші деталі вимог до гоніометра описано в [1].

9.7.2. Абсолютний метод інтегруючої сфери

В NIST був розвинений новий метод, який використовує інтегруючу сферу замість гоніометра. Основний принцип цього методу полягає в калібрування повного потоку лампи всередині сфери за відомою величиною потоку, введеного від джерела світла через отвір всередину сфери. Цей метод був спочатку запропонований на основі теоретичного аналізу з використанням техніки комп'ютерної симуляції [2], потім експериментально був перевірений [3] і застосований для реалізації одиниці світлового потоку в 1995 р. [4].

Рис. 9.18 демонструє схему абсолютного методу інтегруючої сфери. Потік від зовнішнього джерела вводиться через калібровану апертуру, яка розташовується перед отвором. Внутрішнє джерело (калібрована лампа) розміщується в центрі сфери. Два відбивачі використовуються для захисту приймача і отвору від прямого опромінювання внутрішнім джерелом. Приймач експонується під "гарячу пляму" (перше відбиття введеного потоку від зовнішнього джерела) для вирівнювання чутливості сфери як у випадку

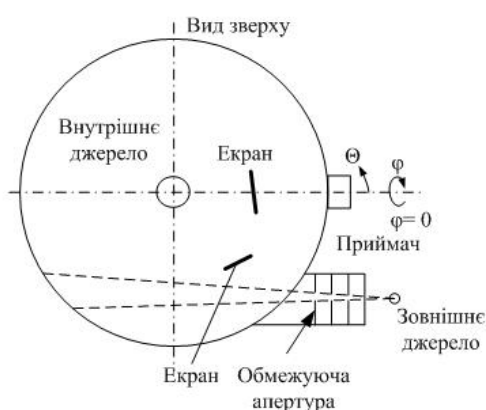


Рис. 9.18 – Схема вимірювання світлового потоку за допомогою інтегруючої сфери з зовнішнім джерелом

внутрішнього джерела, так і для зовнішнього. Відбиваюча пластина 2 розташована так, щоб ніяка із поверхонь не була видимою приймачем.

У цьому методі зовнішнє і внутрішнє джерела працюють по черзі, і повний світловий потік Φ_i внутрішнього джерела отримується порівнянням світлового потоку, введеного від зовнішнього джерела, і визначається за формулою:

$$\Phi_i = cE_a A y_i / y_e, \quad (9.19)$$

де E_a – середня освітленість (в люксах) від зовнішнього джерела через обмежуючу апертуру відомої площини A ; y_i – сигнал приймача від внутрішнього джерела; y_e – сигнал приймача від зовнішнього джерела; c –

поправочний коефіцієнт для різних відступів від ідеальності інтегруючої сфери. Визначення цього коригуючого фактора є важливою частиною даного методу.

Чутливість інтегруючої сфери не є однорідною по стінці сфери через неоднорідність й інших структур усередині сфери, а також через неоднорідність відбиття стінок сфери, визвану забрудненням. Світло від зовнішнього джерела падає під кутом 45° , тоді як світло від внутрішнього джерела має нормальне падіння. Коли кут падіння є іншим, дифузне відбиття покриттям сфери змінюється [5], що впливає на чутливість сфери. Коли спектральний розподіл потужності внутрішнього джерела відрізняється від спектрального розподілу зовнішнього джерела, через спектральну невідповідність виникає похибка. Усі такі поправки використовуються для визначення коригуючого фактора s . Поправка на самопоглинання не є необхідною, якщо внутрішнє джерело каліброване у сфері, коли зовнішнє джерело вимірюється.

Поправка на просторову неоднорідність суттєво зменшує похибку цього методу до прийняттого рівня. Функція просторового розподілу чутливості $K(\Theta, \varphi)$ сфери визначається як чутливість сфери для того ж самого значення потоку, що падає, на точку з координатами (Θ, φ) стінки сфери або поверхні відбиваючої пластини відносно значення на початку $K(0,0)$. $K(\Theta, \varphi)$ можливо одержати вимірюванням сигналів приймача під час обертання вузького пучка всередині сфери. Лампа, що обертається, повинна бути нечутливою до положення горіння. $K(\Theta, \varphi)$ у подальшому нормується на вихідний сигнал сфери від ідеальної точки джерела. Нормована $K^*(\Theta, \varphi)$ визначається як:

$$K^*(\Theta, \varphi) = 4\pi K(\Theta, \varphi) / \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\Theta=0}^{\pi} K(\Theta, \varphi) \sin \Theta \cdot d\Theta d\varphi. \quad (9.20)$$

Як приклад функції просторового розподілу $K^*(\Theta, \varphi)$ показано на рис. 9.19 інтегруючої сфери NIST з покриттям, яке має коефіцієнт відбиття $\sim 96\%$. Використовуючи $K^*(\Theta, \varphi)$, просторовий поправочний фактор $scfe$ для зовнішнього джерела відносно ізотропії точки джерела набуває вигляду:

$$scfe = \frac{1}{K^*(\Theta_e, \varphi_e)}, \quad (9.21)$$

де (Θ_e, φ_e) – точка, на якій локалізується центр опроміненої зовнішнім джерелом поверхні. Просторовий коригуючий фактор $scfi$ для внутрішнього джерела відносно точки джерела відображений формулою:

$$scfi = 1 / \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\Theta=0}^{\pi} I^*(\Theta, \varphi) K^*(\Theta, \varphi) \sin \Theta \cdot d\Theta d\varphi, \quad (9.22)$$

де $I^*(\Theta, \varphi)$ – нормований розподіл сили світла внутрішнього джерела, який має вигляд:

$$I^*(\Theta, \varphi) = I_{rel}(\Theta, \varphi) / \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\Theta=0}^{\pi} I_{rel}(\Theta, \varphi) K^*(\Theta, \varphi) \sin \Theta \cdot d\Theta d\varphi, \quad (9.23)$$

де $I_{rel}(\Theta_e, \Phi_e)$ – відносний розподіл сили світла внутрішнього джерела.

$I^*(\Theta, \Phi)$ нормована так, що її повний світловий потік дорівнює 1 лм.

У цьому методі гоніометр не є суттєво необхідним. Більшість еталонних ламп світлового потоку мають достатню однорідність розподілу кутової інтенсивності, й scfi можна вважати одиницею (коли коефіцієнт відбиття сфери є більш ніж 95 %). Навіть при застосуванні рівняння (9.12) необхідний тільки відносний розподіл сили світла, а точність її визначення не критична. Наприклад, дані для групи ламп одного й того самого типу можуть бути представлені однією лампою.

Одного разу одержані дані розподілу використовуються потім протягом всього терміну служби ламп.

На додаток до поправки на просторову неоднорідність, описану вище, поправка зроблена для зміни чутливості сфери для різних кутів падіння у випадку внутрішнього (0°) і зовнішнього (45°) джерел. Якщо колірні температури внутрішнього і зовнішнього джерел відрізняються, необхідно внести поправки на невідповідності, використовуючи метод, описаний вище.

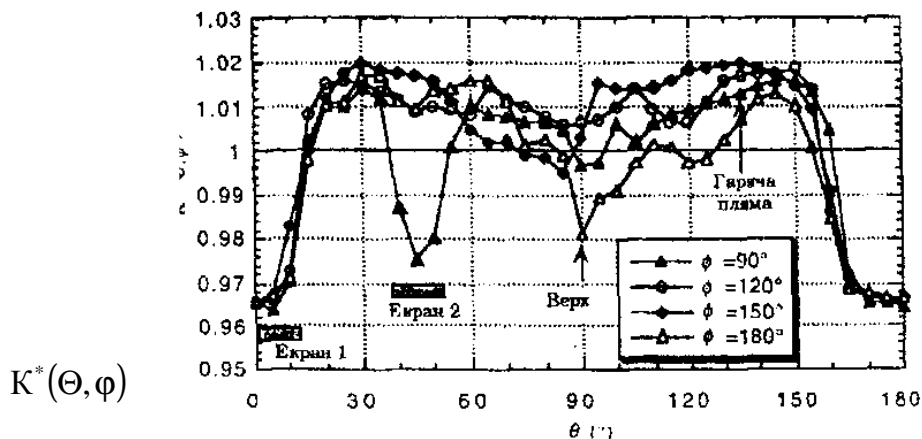


Рис. 9.19 – Функція просторового розподілу чутливості сфери

У цьому випадку відносна спектральна пропускна здатність сфери вимірюється і поєднується зі спектральною чутливістю приймача.

9.7.3. Еталони передавання світлового потоку

Вимоги до еталонних ламп. Одиницю світлового потоку можна передавати тільки за допомогою ламп. Спеціально сконструйовані газонаповнені лампи розжарювання різної потужності використовуються як еталонні лампи світлового потоку.

На відміну від еталонів сили світла, для ламп світлового потоку не є необхідним прецизійне юстування. Проте більшість ламп серійного виробництва не відповідає вимогам до еталонних ламп через крихкість нитки розжарювання і недостатнє, нестабільне кріплення нитки розжарювання. Вибрані еталонні лампи світлового потоку відтворюють одиниці з похибкою краще ніж $\pm 0,1\%$.

Лампи з матовою або опаловою колбою мають перевагу для гоніометричних вимірювань з їх плавними кривими кутового розподілу

інтенсивності, проте для них ускладнений візуальний нагляд за ниткою розжарювання. На рис. 9.20 показано кутовий розподіл інтенсивності для лампи світлового потоку.

За конструкцією світловимірювальні лампи світлового потоку аналогічні звичайним лампам розжарювання. Від серійних ламп вони відрізняються низкою конструктивних особливостей і, головним чином, технологічними прийомами виготовлення і ретельністю виконання.

Для світловимірювальних ламп світлового потоку форма балона не має суттєвого значення. Але разом із тим, виходячи із вимог рівномірного опромінювання фотометричної кулі, при виготовленні балонів перевагу віддають формі, близькій до кулі, з однаковими фізико-механічними властивостями і товщиною стінки на всій поверхні.

Хоча на внутрішню поверхню фотометричної кулі наноситься біла дифузно розсіююча фарба, балони світловимірювальних ламп світлового потоку також рекомендується наносити зсередини дифузно розсіююче покриття. Для забезпечення умов, за яких усі ділянки внутрішньої поверхні фотометричної кулі беруть участь у процесах багатократних відбивань, необхідно, щоб тіло розжарювання лампи було максимально розосереджено і лампа забезпечувала однакову силу світла в усіх напрямках. З урахуванням цього застосовувати концентровані, біспіральні лампи розжарювання не

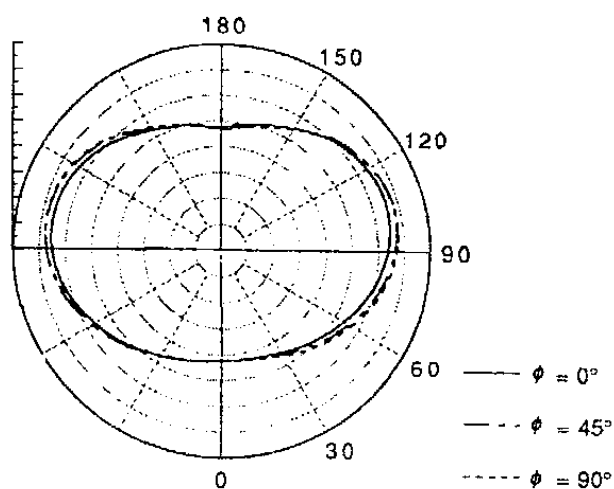


Рис. 9.20 – Кутовий розподіл інтенсивності лампи

бажано. Біспіралі мають малу довжину і, як правило, монтується на двох-трьох підтримувачах у прямолінійному вигляді або у вигляді ледь закругленої дуги. У таких біспіралях розподіл світла у просторі нерівномірний, що призводить до додаткових похибок вимірювання лампи світлового потоку.

Передавання одиниці світлового потоку різним типам ламп за допомогою інтегруючої

сфери є складнішим, ніж для одиниці сили світла. Необхідно внести кілька поправок, щоб провести аналіз таких похибок для інтегруючої сфери, як самопоглинання, спектральна невідповідність, розподіл шумової інтенсивності, розмір лампи. З цих причин для промислових лабораторій необхідні різні типи еталонних ламп, включаючи розрядні. Передавання одиниці шляхом звірення з подібними лампами (line-to-line) має перевагу і більш надійне. Через обмежену кількість типів еталонних ламп в національних лабораторіях, флюоресцентні лампи часто поставляються як еталонні. При використанні компактних флюоресцентних ламп існують труднощі, тому що після транспортування вони мають тенденцію втрачати відтворюваність. Розрядні лампи високої

інтенсивності, як правило, не використовуються як еталони передавання, за винятком окремих випадків, через недостатню відтворюваність. Через те, що в промислових лабораторіях поправки для інтегруючих сфер дослідити часто важко, проблемою для розрядних ламп є недостатня точність вимірювання.

Відбір і відпалювання. Еталонні лампи розжарювання для світлового потоку відпалюються у такий же спосіб, як і лампи сили світла. Вони, як правило, працюють у положенні догори цоколем, і відпалювання має бути проведене в тій самій позиції. Еталонні лампи відбираються за терміном експлуатації, відтворюваністю, довготривалою стабільністю у такий спосіб, як і еталонні лампи сили світла. На рис. 9.21, як приклад, наведено зміну характеристик еталонної лампи світлового потоку від терміну часу роботи. Характеристики терміну роботи дуже змінюються залежно від типу лампи і колірної температури робочого режиму. Традиційно лампи світлового потоку сконструйовано для використання при колірних температурах (2700–2800 К) для зменшення показника старіння. Флуоресцентні лампи, як правило, відпалювалися до 75 годин і відбиралися за відтворюваністю.

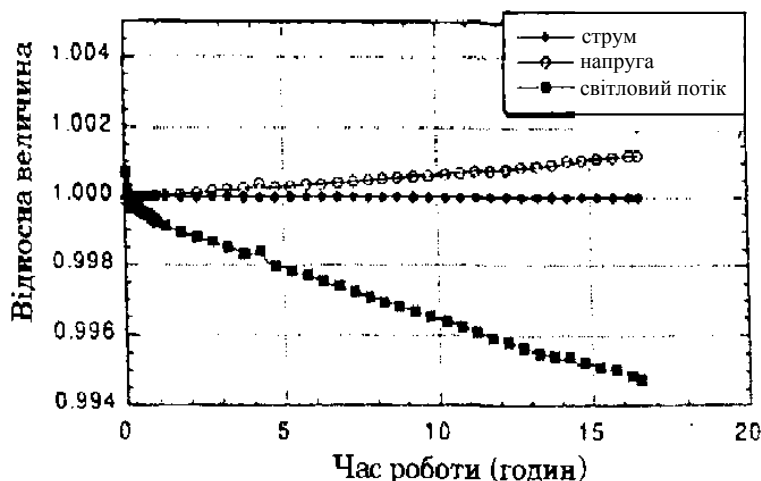


Рис. 9.21 – Залежність характеристики еталонної лампи світлового потоку від терміну роботи

Експлуатація і догляд за еталонними лампами. В основному для еталонних ламп світлового потоку застосовуються ті ж застережні заходи, що і для еталонних ламп сили світла, описаних раніше. За лампами необхідно дбайливо доглядати, щоб уникнути механічних ударів нитки розжарювання. Не рекомендується торкатися колби лампи голими руками. Перед використанням колба лампи очищується м'якою бавовняною тканиною від пилу пакувального матеріалу.

Еталонні лампи розжарювання повинні експлуатуватися з використанням постійного струму живлення при визначеній полярності. Струм лампи має збільшуватися і зменшуватися повільно. Фотометричні вимірювання повинні виконуватися після того, як лампа стабілізується (як правило, це 10 хв. після запалювання).

Флуоресцентні еталонні лампи працюють при живленні на змінному струмі з точно визначеною величиною з використанням зразкового баласту відомого імпедансу. Струм, як правило, використовується для визначення умов

експлуатації, тому що це найбільш відтворюваний параметр, хоча потужність лампи має найбільшу кореляцію з повним світловим потоком. Флуоресцентні лампи дуже чутливі до температури навколишнього середовища. Оточуюча температура регулюється в межах 25 ± 1 °С. Лампи, як правило, стабілізуються протягом 15 хв. перед початком вимірювань. Рекомендовані процедури для експлуатації флуоресцентних ламп. Для мініатюрних ламп розмір патронів зазвичай значно більший відносно розміру ламп. Коли мініатюрна лампа монтується в патроні, повний потік може суттєво зменшуватися через поглинання поверхнею патрона. Інколи проводили калібрування мініатюрної лампи разом із патроном і потім використовувати її з цим патроном. У цьому випадку сукупність лампи і патрона розглядається як еталонне джерело.

Всі еталонні лампи, включаючи флуоресцентні, працюють при точно визначеному струмі в більшій мірі, ніж при визначеній напрузі, тому що напруга лампи, взагалі кажучи, не відтворюється через різні патрони, які використовуються споживачами. Проте напруга лампи відтворюється досить добре при використанні одного ж і того ж патрона.

9.8. Квантове наближення

Сучасне визначення кандели пов'язує фотометричні величини, виражені в люменах, з відповідними їм радіометричними величинами, вираженими у ватах, тільки на одній фіксованій частоті оптичного випромінення (відповідної довжині хвилі 555 нм у повітрі). Радіометрія описує оптичне випромінення і його характеристики в чисто фізичних термінах, у той час як фотометрія бере до уваги фізичні характеристики потужності випромінення, що збуджують зорову систему, і спектральну чутливість останньої. Сумарний ефект такого впливу є істотно суб'єктивним, і багатьох фотометричних величин не завжди знаходиться у простому зв'язку з фізичними величинами [28].

Нині бурхливо розвиваються традиційні галузі науки і техніки, які вимагають високоточних фотометричних і радіометричних вимірювань, такі як – світлотехнічне конструювання, виробництво і використання оптичних джерел, приймачів, оптичних компонентів, кольірних матеріалів і устаткування для вимірювання оптичного випромінення. У класичному (не квантовому) наближенні первинні оптичні радіаційні шкали загалом ґрунтуються на криогенному радіометрі, пов'язаному із системою одиниць СІ через електричні одиниці. Для роботи в області ультрафіолету, глибокого ультрафіолету та інфрачервоної області спектра первинними джерелами шкал є розрахункові джерела, такі як синхротрон і планківський випромінювач (або АЧТ – абсолютно чорне тіло) з прив'язкою до одиниць СІ – температури, довжини, електричних одиниць. Стандартна невизначеність у первинній детекторній шкалі на поточний момент перебуває на рівні 0,005 % [29 – 30].

Шкала первинних джерел, зокрема у видимій області, виводиться з первинної детекторної шкали через використання фільтрової радіометрії, і невизначеність таких вимірювань знаходиться на рівні 0,2 %. Детекторна шкала і шкала джерел встановлюються на дискретних довжинах хвиль, а потім

інтерполуються і стають спектрально безперервними через характеристики еталонів-переносників, таких як трап-детектор і АЧТ.

При зменшенні потужності та переході до режиму рахування фотонів з'являються природні втрати у точності вимірювань, яких неможливо уникнути. Для прецизійної абсолютної радіометрії на квантовому рівні необхідні прогнозовані певні квазіоднофотонні джерела і однофотонні детектори. Методи квантової оптики дають можливість покращити невизначеність у цьому режимі, тому що вони безпосередньо застосовуються для вимірювань на рівні рахування фотонів і можуть забезпечити прямий, і отже, ефективніший шлях проведення вимірювань у режимі рахування фотонів [31, 32].

В фотометрії квантові методи не знайшли довгий час широкого застосування. Ця обставина уявляється деякою історичною аномалією, саме із вимірювання спектральної густини оптичного випромінення і почалась більше, ніж сто років назад квантова епоха фізики. Нібито уявлялось, що світлові кванти Ейнштейна уже давно повинні стати природними одиницями для вимірювання енергії світла. Це, проте, не відбулося із-за відсутності необхідних методів реалізації еталонів.

Відкриття ефекта параметричного розсіяння світла (ПР) дало несподівано зразу два зручних і достатньо простих для реалізації метода квантової фотометрії.

Перший метод – метод вимірювання спектральної яскравості електромагнітного поля – використовує наступне фундаментальне твердження квантової електродинаміки: відношення ймовірностей вимушеного і спонтанного випромінювань в будь-якій моді поля k дорівнює середньому числу фотонів в цей моді N_k . Але N_k з точки зору фотометрії ніщо інше, як спектральна яскравість I_k , виражена в деяких безрозмірних одиницях. Таким чином, ідеальний підсилювач або перетворювач світла, що має квантові шуми, дозволяє по відношенню сигнал / шум виміряти спектральну яскравість падаючого на нього випромінення. П'єзокристал, який збуджується когерентним випроміненням (накачкою), саме і є таким пристроєм (ПР можна розглядати як проявлення квантових шумів параметричного перетворення частоти).

Принципова особливість цього метода полягає в відсутності будь-якого еталона (репера), що робить метод абсолютним, тобто безеталонним. Можна для наочності вважати, що репером тут служить всюдисущі квантові флуктуації електромагнітного вакуума, що визивають в деякому формальному сенсі спонтанні переходи.

Другий метод – метод калібрування фотодетекторів – також використовує достатньо загальну закономірність, а саме – зв'язок між статистикою фотоструму і породжуючого його випромінення. Справа в тому, що деякі типи випромінення, які можна назвати калібрувальними, визивають фотострум, статистика якого містить інформацію про ефективність процесу детектування η і про середнє число фотонів N , які попадають на детектор за час виборки.

І в цьому випадку ефект ПР виявився поки оптимальним: він є унікальним джерелом калібрувального випромінення, яке складається із достатньо інтенсивного і, головне, направленого потоку попарно коррельованих фотонів („біфотонів”). Такий потік біфотонів з ймовірністю η^2 визиває на виході детектора появу здвоєних імпульсів струму. Їх відносне число визначає η , значить N . Як і в першому методі, відлік іде в безрозмірних одиницях, відсутня необхідність використання каліброваних еталонних приладів і метод, таким чином, є абсолютним.

Біфотонне поле, яке виникає при ПР, дозволяє також калібрувати електронно-оптичні перетворювачі і відікони. Більш того, за його допомогою можна створити еталонне джерело переладнане за частотою вимірювання з заданим числом фотонів.

Досягнення, отримані нещодавно у галузі управління і рахування індивідуальних фотонів, а також у сфері створення однофотонних джерел, виглядають багатообіцяюче [33, 34]. Слід очікувати найближчим часом створення потоків випромінення з точно встановленим числом фотонів за секунду, що дозволить отримати безпрецедентну прецизійність вимірювань. Крім того, можливість надійного маніпулювання індивідуальними фотонами сприятиме розвитку нових типів приладів, які, у свою чергу, вимагають подальшого розвитку метрології для створення нових, заснованих на квантових принципах, методів калібрування та відповідних еталонів. З цих міркувань передбачається перевизначення кандели в термінах фотонних одиниць. Це перевизначення розглядається як невеликий, проте корисний і необхідний крок у напрямку майбутнього розвитку фотометрії, радіометрії та кандели в квантовому світі. Наприклад, галузі нанотехнологій і квантової комунікації, що розвиваються, забезпечують нові технології. Водночас це вимагає розробки нових метрологічних підходів для надійного проведення вимірювань на рівні наношкाल. Передбачення бурхливого прогресу цих технологій вимагає випереджаючого розвитку точних вимірювань, прив'язаних до СІ, що використовують квантові радіометричні одиниці. Технологічна революція може призводити до нових реалізацій одиниць на квантовій основі з покращеною точністю.

Головною проблемою сучасної радіометрії є складність проведення широкого діапазону радіометричних вимірювань надійними методами, що простежуються. Динамічний діапазон радіометрії поширюється більш ніж на 15 порядків. Проблема динамічного діапазону в фотометрії «вирішується», власне, оком, яке має різні типи рецепторів, що діють при різних рівнях яскравості. Таким чином, для фотометричних вимірювань і для фотометричних одиниць зв'язки із системою СІ реалізуються через визначення кандели, дане Міжнародним бюро мір і ваги (МБМВ), і через фотометричну систему Міжнародної комісії з освітлення (МКО). Ситуація у цьому випадку відрізняється від радіометрії, тому що різні типи приладів засновані на різних фізичних принципах, які використовуються для вимірювання радіометричних величин різного рівня потоків. Таким чином, для радіометричних величин і

радіометричних одиниць у повному динамічному діапазоні встановлення зв'язку з системою одиниць СІ є складнішою задачею.

Ключовою вимогою прогресу квантових інформаційних технологій є створення джерел, які гарантовано виробляють поодинокі фотони (в англійському трактуванні – «photons on demand», «фотони на замовлення»).

Нещодавно можливі однофотонні джерела випромінювання, які використовують Пуассонівську генерацію одиничних фотонів.

Лазерний пучок може бути описаний одномодовим когерентним станом з Пуассоновським розподілом числа фотонів:

$$p(n) = \left(\frac{\mu^n}{n!} \right) \cdot e^{-\mu}, \quad (9.24)$$

де μ – фотонне число в пучку.

Таким чином, сильно ослаблений лазерний імпульс з дуже малим μ досить добре апроксимує однофотонний стан з вірогідністю отримання одиничного фотона, коли μ прямує до нуля ($\mu \rightarrow 0$). На жаль, частка вакуумних станів потім стрімко збільшується. Крім того, значення фотонного числа не можна зробити як завгодно низькими через детекторний темновий фон.

Квазіодиночні фотонні стани можуть бути отримані ефективніше при використанні пари фотонів, що генеруються спонтанним параметричним перетворенням униз (СПП, в англійському варіанті – spontaneous parametric down conversion). Можливий розпад падаючого на кристал фотона на пару корельованих фотонів (традиційно називають «неробочий» і «сигнал») з сумарною енергією падаючого фотона. Такі процеси пояснюють явище параметричного розсіювання світла.

Параметричне розсіювання дає унікальну можливість створення двофотонних станів поля і, крім того, відрізняється низкою інших цікавих особливостей.

З безлічі ефектів нелінійної оптики особливий інтерес становлять явища, пов'язані з випромінюванням фотонів парами (пари фотонів, що виникають одночасно, часто називають «біфотонами»).

Параметричне перетворення частоти дозволяє проводити абсолютні (які не вимагають калібрування) вимірювання яскравості світла [31, 32]. Крім того, одночасність і спрямованість вильоту фотонів у парах при параметричному розсіюванні дозволяє створити еталонний генератор фотонів, що випромінює відоме число фотонів:

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3,$$

де \vec{k}_1 – хвильовий вектор спостережуваного розсіяного світла (сигнальний),

\vec{k}_3 – хвильовий вектор підкачування, \vec{k}_2 – хвильовий вектор так званої „неробочої” хвилі. Це дозволяє створити певне однофотонне джерело, в якому число фотонів розподілене за Пуассонівським законом. Відмінною рисою такого процесу є сильна тимчасова кореляція між фотонами в парі. Ідеально,

якщо лічильник фотонів виявляє один фотон на шляху „неробочого”, тоді через надзвичайно короткий інтервал, близько сотень фемтосекунд, інший фотон з пари виявляється у сигнальному пучку. Однак втрати у сигнальному пучку та тепловий фон детектора можуть ускладнити фіксацію фотонів у сигнальному пучку.

Традиційні детектори однофотонного рахування не можуть розрізнити фотони, які прибувають в один і той же момент часу, тому вони не підходять для вимірювання розподілу числа фотонів від однофотонних випромінювачів. Найбільш поширеними лічильниками фотонів є лавинні фотодіоди.

Для детекторів одиничних фотонів застосовуються класичні засоби калібрування, засновані на використанні сильно ослабленого лазерного джерела, каліброваного послаблювача і традиційного вимірювача потужності неослабленого лазерного джерела. Невизначеність такого виміру принципово обмежена невизначеністю калібрування дуже низького коефіцієнта пропускання, необхідного для досягнення однофотонного рівня [31, 32].

Це обмеження стимулює вивчення альтернативних засобів калібрування, заснованих на використанні фотонів, що продукуються за допомогою СПП, де фотони генеруються парами, строго корельованим за напрямком, довжиною хвилі і поляризацією. До того ж, два фотона тієї ж пари генеруються в межах часу когерентності десятків фемтосекунд один від одного. Оскільки спостереження фотона пари у певному напрямку (сигнал) припускає присутність іншого з цієї пари у спряженому напрямку (неробочому), то відсутність останнього свідчить про відмінність квантової ефективності детектора від одиниці. Отже, цим методом може бути визначена квантова ефективність детектора. Цей абсолютний метод і його варіанти є перспективними для національних метрологічних інститутів при реалізації абсолютних радіометричних еталонів, оскільки у їхній основі лежить простий підрахунок отриманих відліків, і отже, не потрібно ніяких еталонів порівняння.

Схема калібрування детекторів одиничних фотонів, що використовує СПП, детально розглянута в літературі [31, 35] і заснована на специфічних властивостях процесу, коли фотони пучка накачування (зазвичай лазерного пучка) «розпадаються» усередині нелінійного кристала на два фотона меншої частоти, 1 і 2 («неробочий» і «сигнал»), так, що енергія й імпульс зберігаються.

$$\left. \begin{aligned} \omega_{\text{ритр}} &= \omega_1 + \omega_2 \\ \vec{K}_{\text{ритр}} &= \vec{K}_1 + \vec{K}_2 \end{aligned} \right\} \quad (9.25)$$

Ці співвідношення зазвичай називають умовами досконалого фазового узгодження. Процес може бути спонтанним (СПП), коли немає мод випромінювання, виключаючи моди накачування, які інжектуються через вхідну поверхню кристала К.

Схема вимірювань представлена на рис. 9.22.

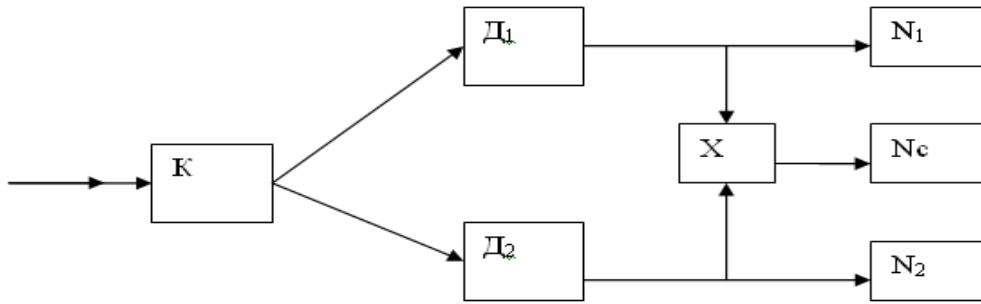


Рис. 9.22 – Схема калібрування детекторів одиничних фотонів.
 К – нелінійний кристал, Д₁ і Д₂ – детектори фотонів, Х – схема збігу

По суті, калібрувальна процедура полягає в розташуванні двох детекторів обліку фотонів Д₁ і Д₂ за нелінійним кристалом К уздовж напрямку поширення корельованих фотонних пар для вибраних пар частот. Виявлення події одним із двох детекторів з певністю гарантує (завдяки властивостям СПП) присутність фотона з фіксованою довжиною хвилі у спряженому напрямку, тобто в іншому детекторі.

Якщо N загальне число фотонних пар, емітованих з кристала в заданий інтервал часу, і $\langle N_1 \rangle$, $\langle N_2 \rangle$ і $\langle N_C \rangle$ означає число подій, зареєстрованих у тому ж інтервалі часу відповідно сигнальним детектором, спряженим детектором і схемою збігів, ми маємо такі очевидні співвідношення:

$$\langle N_1 \rangle = \eta_1 \cdot N;$$

$$\langle N_2 \rangle = \eta_2 \cdot N, \quad (9.26)$$

де η_1 і η_2 – ефективності детектування в сигнальному і неробочому плечах.

Число збігів

$$\langle N_C \rangle = \eta_1 \cdot \eta_2 \cdot N \quad (9.27)$$

викликано статистичною незалежністю двох детекторів. Тоді ефективність детектування може бути знайдена як:

$$\eta_1 \langle N_C \rangle = \frac{\langle N_C \rangle}{\langle N_2 \rangle}. \quad (9.28)$$

Це просте співвідношення, трохи модифіковане відніманням фона і скориговане на час рахування, є основою для абсолютного калібрування детекторів одиничних фотонів за допомогою СПП. Цей метод тепер реалізує вимірювання з невизначеностями, як можна порівняти з традиційними методами [35]. Детальний аналіз бюджету невизначеностей методу СПП був проведений С. В. Поляковим і А. Л. Мігдалом (NIST) [10], які показали, що невизначеність цього методу (0,18 %) порівнянна з традиційними методами (0,17 %), і що два методи узгоджені у межах 0,14 %.

Основною складністю у створенні детекторів для оптичного випромінювання, заснованих на квантових принципах, є складність розробки

детекторів одиничних фотонів, здатних надійно розпізнавати число фотонів, емітованих світловим імпульсом.

Істотний прорив у технології створення детекторів із розрізненням поодиноких фотонів відбувся через розвиток кріогенних приладів, заснованих на надпровідності, що і працюють близько до температури переходу (transition-edge sensors, TES). Ці сенсори складаються із надпровідних тонких плівок, що електрично зміщують напругу в резистивному переході. Їх чутливість – результат сильної залежності опору від температури в переході й низької специфічної теплової та температурної провідності матеріалів при типово робочих температурах, близьких до 100 mK. Поглинання єдиного фотона переводить прилад із надпровідного стану до нормального з великою зміною електричного опору. Прилад виробляє електричний сигнал, пропорційний теплу, яке виникає через поглинання фотонів. Працюючи при температурі нижче 0,4 К, TES здатні розрізняти число фотонів, які поглинаються. На рис. 2.23 [36] показано усереднені амплітуди імпульсів приймача TES при поглинанні одиничних фотонів.

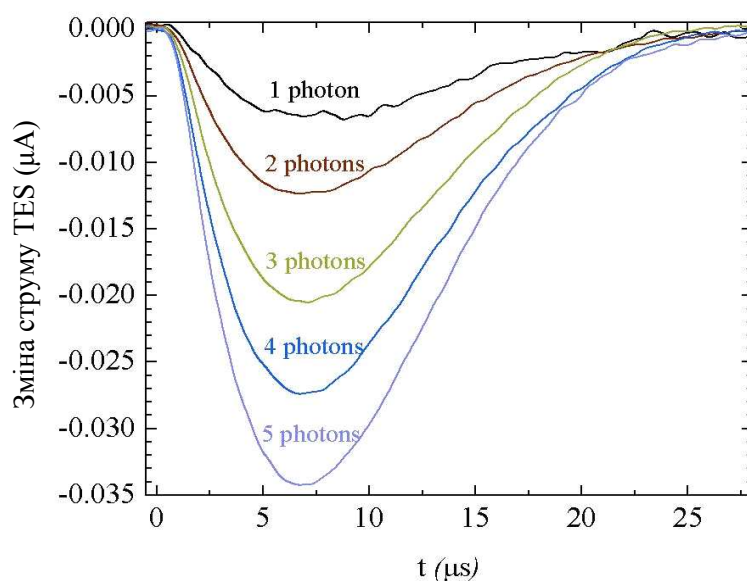


Рис. 9.23 – усереднені амплітуди імпульсів приймача TES при поглинанні одиничних фотонів

9.8.1. Кандела – можливе перевизначення

Нинішнє визначення кандели, прийняте в 1979 р., пропонує користувачам більше гнучкості у виборі методу реалізації. Ця еволюція дає величезну перевагу – відкриває перспективу нових методів реалізації кандели без зміни визначення базової одиниці. Сьогодні більшість національних метрологічних інститутів реалізують канделу радіометричними методами. Ця реалізація може бути проведена прямим методом, при якому еталонна лампа прямо калібрується за силою світла абсолютним радіометром. Однак більшість реалізацій кандели використовують непрямий метод калібрування переносним

фотометром, який є фільтровим радіометром і калібрується за допомогою криогенного радіометра на декількох довжинах хвиль за потоком випромінення, і потім інтерполюють ці калібрувальні дані на інші довжини хвиль. Коли використовуються переносні фотометри, створені на базі кремнієвих фотодіодів, еталонні лампи можуть калібруватися на основі непрямого радіометричного методу з розширеною невизначеністю вимірювань сили світла на рівні 0,2 % [37 – 40]. Еталонні фотометри також можуть бути використані для зберігання одиниці сили світла, проте поки немає консенсусу у цьому питанні, і еталонні лампи все ще широко використовуються для зберігання фотометричних одиниць, забезпечуючи або відому силу світла в даному напрямі, або відомий світловий потік. Таким чином, зв'язки між фотометрією та радіометрією посилилися за останні 30 років, і фотометрія стає в багатьох випадках прикладною частиною радіометрії. Ця еволюція поліпшила порівнянність між фотометрією та радіометрією у наукових і комерційних галузях. Зауважимо, що функція спектральної ефективності МКО $V(\lambda)$ включена у визначення кандели 1979 р. лише непрямим чином. Це сталося тому, що в найближчому майбутньому очікувалися зміни Рекомендацій МКО для Стандартного фотометричного спостереження і стала можливою поліпшена модель для візуальної системи. Історія показала, що тоді як модифікована і більш точна версія $V(\lambda)$ стала можливою, використання первісної функції $V(\lambda)$ збереглося, оскільки вона продовжувала адекватно служити спільноті користувачів.

У 2005 р. Консультативний комітет з одиниць (ККО) рекомендував нові визначення кілограма, ампера, кельвіна і моля. Їхні пропозиції полягали в перевизначенні цих чотирьох базових одиниць через фіксовані значення сталої Планка, елементарного заряду, сталої Больцмана і сталої Авогадро відповідно. На останніх зборах ККО у 2009 р. також обговорювали питання про нове визначення кандели так, що б воно гармонізувало з визначенням усіх семи основних одиниць, тобто через точні константи.

У 2009 р. на засіданні ККФР активно обговорювали це питання. У результаті цих дискусій досягли згоди з пропозицією ККО щодо деяких змін, таким чином, рекомендації ККФР для офіційного визначення кандели через точну константу було сформульоване так [41]:

«Кандела, одиниця сили світла в заданому напрямку, є такою, що світлова ефективність монохроматичного випромінення частоти 540×10^{12} Гц дорівнює в точності 683 кандел ср/Вт».

ККФР підтвердив, що концепція «світлова ефективність випромінення» є добре визначеною в області фотометрії. Враховуючи необхідність визначення кандели через точну константу, ККФР уперше ввів фундаментальну константу K_{cd} для фотометрії (індекс cd стосуються кандели) і зробив таку рекомендацію:

«Таким чином, ми маємо точне співвідношення $K_{cd} = 683 \text{ лм/Вт}$. Ефект цього визначення полягає в тому, що кандела є силою світла в даному напрямку джерела, яке випромінює монохроматичне випромінення частоти 540×10^{12} Гц і яке має енергетичну силу випромінення у цьому напрямку в

1/683 Вт/ср. Ця енергетична сила випромінення відповідає фотонній силі випромінення в $(683 \times 540 \times 10^{12} \times 6,62606896 \times 10^{-34})^{-1}$ фотонах за секунду на стерадіан».

Ця нова фундаментальна константа для фотометрії подібна іншим фундаментальним константам у тому сенсі, що константа природна і може бути виміряна експериментально. Останнє «краще значення» фотометричної константи було офіційно прийняте МБМВ у 1979 р. і тепер рекомендувалося ККО і ККФР як нова фундаментальна константа, тобто як одна із семи фундаментальних констант, які використовуються для встановлення системи одиниць СІ і набувають певних значень без невизначеності. Таким чином, у майбутньому, навіть якщо МКО встановить альтернативну функцію світлової ефективності, значення K_{cd} залишатиметься незмінним. Тут одиниця «фотони за секунду на стерадіан» використовується для фотонів сили випромінення. Це відповідає запропонованому перевизначенню ампера, в якому одиниця «елементарний заряд за секунду» використовується для електричного струму. Зазначимо, що обидві величини «енергетична сила випромінення» і «фотонна сила випромінення» добре визначені МЕК/МКО у світлотехнічному словнику [42].

Додаткова пропозиція в пояснювальному тексті була компромісом між прихильниками усередині ККФР формулювання енергетичної сили світла і тими, хто підтримує формулювання фотонної інтенсивності. Додавання цієї пропозиції ніяк не змінило поточне визначення точної одиниці, однак зробило запроповану версію прийнятною для обох сторін усередині ККФР. З точки зору однієї із сторін, справжнє визначення слугує практичним потребам класичного світу, який переважно є користувачем фотометрії та радіометрії. На думку іншої сторони, це енергійні кроки, необхідні для розгляду вимог у квантовому світі фотометричних і радіометричних вимірювань, що змінюються, і що основна одиниця системи СІ сила світла – кандела – була ясно виражена в обидвох термінах енергетичної та фотонної величин, тільки в покращеній редакції. Останні досягнення у твердотільній фотоніці, оптоелектроніці та в галузі розробки оптичних детекторів обіцяють нові методи створення, оброблення та детектування одиничних фотонів, і вони будуть, створювати нові фотонні квантові технології і нові галузі їх застосування. Таким чином, запропоновані пояснювальні пропозиції з включення квантових радіометричних термінів у визначення кандели, таких як фотонна інтенсивність, можуть бути корисними для задоволення тих вимог квантової метрології, що виникають.

Еволюцію фотометрії, радіометрії та кандели слід розглядати в термінах як класичного, так і квантового підходу. Метрологічна основа цих фізичних величин і пов'язана з ними основна одиниця системи СІ пов'язана з важливими біологічними процесами людського зору, які загалом описуються в термінах фотонних взаємодій. Прогрес у галузі метрології зумовлюється розвитком нових, покращених методів вимірювань на базі нових джерел або нових первинних детекторів. Нещодавні досягнення у створенні новітніх джерел одиничних фотонів і приймачів одиничних фотонів виявили проблему точних

вимірювань у цьому діапазоні. Збільшення кількості та зростання потенційних можливостей квантових приладів, які використовують нові джерела і приймачі, значною мірою обмежується відсутністю квантової оптичної метрології. У довгостроковій перспективі ККФР необхідно переглядати визначення та практичну реалізацію кандели та інших фотометричних і радіометричних одиниць для повнішого забезпечення вимірювальної практики, враховуючи неухильно зростаючі потреби суспільства і необхідність розвитку квантової радіометрії.

Список джерел

1. CIE Proc. – 1921. - V. 5. – P. 41.
2. Wensel H. T., Roeser W. F., Barbrow L. E., Caldwell R. R. // J. Res. - 1931. – V. 6. - P. 1103 - 1110.
3. 9-e CGPM Comptes Rendus. -1948. – 54 p.
4. 13-e CGPM Comptes Rendus. -1967. – 104 p.
5. Blevin, W. R. Redefinition of the Candela and the Lumen / W. R. Blevin, B. Steiner // Metrologia. -1975. - V. 11. - №3. - P. 97 - 104.
6. Blewin, W. R. The candela and the watt / W. R. Blewin // CIE Proc. - 1979. – P-79-02.
7. CGPM, Comptes Rendus des Seances de la 16-e Conference Generale des Poids et Mesures. - Paris, 1979.
8. BIPM, Comite Consultatif de Photometric et Radiometric. - 11-e Session. (Bureau International des Poids et Mesures. Pavillon de Breteuil, F-92310, Sevres, France, 1986). - P. 140 - 164.
9. Geist, J. Quantum efficiency of the p-n junction in silicon as an absolute radiometric standard / J. Geist // Appl. Opt. - 1979. – V. 18. - № 6. - P. 760 - 762.
10. BIPM, Comite Consultatif de Photometric et Radiometric. - 10-e Session. (Bureau International des Poids et Mesures. Pavillon de Breteuil, F-92310, Sevres, France, 1982).
11. CIE 18.2 -1983. The Basis of Physical Photometry. – 2 nd ed.
12. ISO Standards Handbook, Quantities and Units. – 3 nd ed. - 1993.
13. Goodman, T. M. The NPL Radiometric Realization of the Candela / T. M. Goodman, P. J. Key // Metrologia. – 1988. - V. 25. - № 4. - P. 29 – 40.
14. Cromer, C. L., Eppeldaner G. P., Hardis J. E., Larason T. C, Ohno Y., Parr A. C. // J. Res. NIST. - 1996. – V. 101. - P. 105-131.
15. Calibration of a pyroelectric detector at 10.6 μm with the National Institute of Standards and Technology high-accuracy cryogenic radiometer / T. R. Gentile, J. M. Houston, G. Eppeldaner et al // Appl. Opt. – 1997. - V. 36. - P. 3614 - 3621.
16. Martin, J. E. A Cryogenic Radiometer for Absolute Radiometric Measurements / J. E. Martin, N. P. Fox, P. J. Key // Metrologia. -1985. – V. 21. - № 3. - P. 147 – 155.
17. [The NIST High Accuracy Cryogenic Radiometer](#) / T. R. Gentile, J. M. Houston, J. E. Hardis et al // Appl. Opt. - 1996. – V. 35. - P. 1056 - 1068.

18. Ohno, Y. Photometric Calibrations / Y. Ohno // NIST Special Publication. - 1996. - № 250-37. - 89 p.
19. CIE Disk D001 Rel 1.2 CIE Photometric and Colorimetric Tables. - 1988.
20. [ISO/IEC 10526:1999](#). CIE [Standard Illuminants For Colorimetry](#). - 12 p.
21. Sapritsky, V. A. New Standard for the Candela in the USSR / V. A. Sapritsky // Metrologia. - 1987. – V. 24. - № 2. - P. 53 - 59.
22. Spectral Irradiance Calibrations. / J. H. Walner, R. D. Saunders, J. K. Jackson, D. A. Mc Sparrow // NBS Special Publication. -1987. - № 250-20.
23. Mielenz, K. D. Spectroradiometric determination of the freezing temperature of gold / K. D. Mielenz, R. D. Saunders, J. B. Shumaner // J. Res. NIST. - 1990. – V. 95. - P. 49 - 67.
24. Купко, А. Д. Метрологическое обеспечение световых измерений в Украине / А. Д. Купко, Л. А. Назаренко // Светотехника. – 2001. - № 5. - С. 38 – 40.
25. Walsh, J. W. T. Photometry / J. W. T. Walsh. - 2 nd ed. – London : Constable, 1953. - 292 p.
26. Eppeldaner, G. P. Temperature Monitored/Controlled Silicon Photodiodes for Standartization / G. P. Eppeldaner // SPIE Proc. 1479. – 1991. – P. 71 – 77.
27. CIE 69–1987. Methods of charactering Illumunance Meters and Luminance Meters. Performance, characteristics and specifications.
28. Ohno, Y. Defector – based luminous – flux calibration using the Absolute Integrating – Sphere Method / Y. Ohno // Metrologia. – 1998. - V. 35. - P. 473 – 478.
29. Principes regissant la photometrie / G. Wyszecki, W. R. Blevin, K. G. Kessler, K. D. Mielenz // Principles Governing Photometry. BIPM. Monographic 83/1, 1983. – 32 p.
30. High-Accuracy Primary and Transfer Standards for Radiometric Calibration / X. Zheng, H. Wu, J. Zhang et and // Chinese Science Bulletin. – 2000. – V. 45. - № 21, November. – P. 2009 - 2013.
31. Photometry, radiometry and «the candel» : evolution in the classical and quantum world / J. C. Zwinkels, E. Ikonen, N. P. Fox et and // Metrologia. – 2010. – V. 47. - № 5. – R. 15 - R32.
33. Клышко, Д. Н. Об использовании двухфотонного света для абсолютной калибровки фотоэлектрических детекторов / Д. Н. Клышко // Квантовая электроника. – 1980. – Т. 7. – № 9. – С. 1932 – 1940.
34. Клышко, Д. Н. Перспективы квантовой фотометрии / Д. Н. Клышко, А. Н. Пенин // УФН. – 1987. - Т. 152. – вып. 4. – С. 653 - 665.
35. Experimental Quantum Imaging exploiting multi-mode spatial correlation of twin beams / G. Brida, L. Caspani, A. Gatt et and // Phys. Rev. Lett. – 2009. - № 1. - 213602/1-4. - 102 p.
36. Brida, G. Experimental realization of sub-shot-noise quantum imaging / G. Brida, M. Genovese, Ruo Berchera // Nature Photonics. - 2010. - № 1. - P. 227 - 230.
37. Sergienko, F. High accuracy verification of a correlated photon-based method for determining photon-counting detection efficiency / F. Sergienko,

S. V. Polyakov, A. L. Migdall // Optics Express. – 2007. - V. 15. - № 4. - P. 1390 - 1407.

38. [Photon-number Discriminating Superconducting Transition-Edge Sensors](#) / M. Rajteri, E. Taralli, C. Portesi et al // Metrologia. - 2009. – V. 46. - P. 283 – 287.

39. Goodman, T. M. The NPL Radiometric Realization of the Candela / T. M. Goodman, P. J. Key // Metrologia. - 1988. - V. 25. - № 1. - P. 29 – 40.

40. Ohno, Y. The Detector-Based Candela Scale and Related Photometric Calibration Procedures at NIST / Y. Ohno, C. L. Cramer, J. E. Handts, G. P. Eppeldaner // Journal of the Illuminating Engineering Society. - Winter 1994. - P. 89 - 98.

41. Erb, W. PTB network for realization and maintenance of the candela / W. Erb, G. Sauter // Metrologia, 1997. - V. 34. - № 2. - P. 115 – 124.

42. Realization of the unit of luminous intensity at the HUT / P. Toivanen, P. Karha, F. Manoocheri, E. Ikonen // Metrologia. - 2000. – V. 37. - № 2. - P. 131 – 140.

43. Consultative Committee for Units (CCU). Report of the 19th Meeting, 26-28 May 2009.

44. Международный светотехнический словарь (International lighting vocabulary). / Публикация МКО (СИЕ) 1.1. №17-1970 ; рус. текст под общ. ред. д-ра техн. наук Д. Н. Лазарева. - 3-е изд. - М. : Русский язык, 1979. - 280 с.

10. ЗАСОБИ ВИМІРЮВАЛЬНОЇ ТЕХНІКИ СВІТЛОДІОДНИХ ОСВІТЛЮВАЛЬНИХ СИСТЕМ

Світові темпи зростання так званого «твердотільного освітлення», оснований на використанні білих світлодіодів, можна порівняти лише з темпами зростання дисплейної або мікропроцесорної техніки. Ще в 2009 році світловіддача світлодіодів 60-80 лм/Вт викликала захоплення, а по закінченні трьох років (2013 рік) ця величина, що склала 120-150 лм / Вт, вже стала звичною. Більш того, все більше зростає впевненість у тому, що досягнення фізичної межі світловіддачі в 250-280 лм / Вт при інтенсивному розвитку нанотехнологій є цілком посильним завданням для сучасної мікро- і оптоелектроніки, що призведе до повної заміни ламп розжарювання, галогенних і люмінесцентних ламп на світлодіодні. Це підтверджується не тільки щорічним підвищенням ефективності світлодіодів, що випускаються відомими світовими компаніями, в середньому на 20%, але і приблизно таким же темпом падіння ціни за одиницю світлового потоку (люмен). Неважко припустити перевагу якій лампі віддасть споживач, якщо додатково врахувати величезну різницю в термінах служби світлодіодного джерела (50-100 тисяч годин), компактної люмінесцентної лампи (10-15 тисяч годин) та лампи розжарювання (1 тисяча годин), а також ряд інших переваг світлодіодних джерел - відсутність ртуті, низькі керуючі напруги, відсутність мерехтінь, можливість керування світловим потоком, відсутність вакуумних частин, ремонтпридатність і ін.

Світлодіодна освітлювальна техніка як альтернатива газорозрядним пристроям та джерелам світла на основі ламп розжарювання сьогодні проходить стадію формування. Особливу важливість набуває метрологічне забезпечення не тільки самих світлодіодів, але і світлодіодних систем освітлення в цілому. При цьому комплексні дослідження параметрів і характеристик світлодіодного освітлювального приладу мають проводитись з урахуванням головної мети – визначення придатності конкретного освітлювального приладу для експлуатації в конкретних умовах. При такому підході не завжди прилади з високою енергетичною ефективністю (світловіддачею) можуть бути рекомендовані до застосування для певних об'єктів. Це може бути пов'язано з низькою якістю світла. Термін «якість світла» з'явився недавно і потребує певних пояснень.

10.1. Енергетична ефективність чи якість світла

Підвищення енергоефективності світлодіодного джерела світла, що припускає, в основному, зменшення витрат електричної енергії на одиницю виробленого світлового потоку, не завжди приводить до підвищення якості світла (найчастіше, параметри якості світла погіршуються). Питання визначення якості освітлення вимагає серйозних додаткових досліджень, а самі системи освітлення повинні розглядатися як мультидисциплінарна область знань, що враховує не тільки фізичні і світлотехнічні особливості джерел світла, але й психофізіологічні аспекти їх впливу на людину [1,2]. Світлодіодні

технології можуть розглядатися сьогодні як найбільш перспективні системи з величезним потенціалом можливостей для підвищення ефективності та якості. Критерії визначення якості світла повинні базуватися як на результатах фотометрії, так і на анкетуванні (опитуванні) суб'єктів і включати в себе такі оціночні критерії, як візуальна оцінка (освітленості, рівномірності, колірної гами, віддзеркалень, тіней, контрасту та ін.), перспектива (архітектура, інтелектуальність, оформлення, сприйняття зовні, емоційне сприйняття, навколишнє середовище та ін.), візуальний комфорт (наявність блискоті, мерехтіння, перепадів яскравості, безпека випромінення), фактори життєдіяльності (стан здоров'я, можливість підвищеної збудливості або стимулювання певних функцій організму людини, циркадні ритми, небезпека впливу випромінення та ін.).

Розглядаючи сьогодні світлодіодні технології як найбільш перспективні з величезним потенціалом можливостей для підвищення ефективності і якості, не слід забувати, що вплив світлодіодного освітлення на організм людини, і особливо на зір, ще недостатньо вивчено. Без суворих наукових підходів з урахуванням усіх факторів, що визначають якість світла, не можна проектувати і створювати широку гаму приладів і систем енергозберігаючого твердотілого освітлення. Критерії якості освітлення повинні бути частиною міжнародних і вітчизняних стандартів. Саме тому до теперішнього часу введений міжнародний стандарт EN 12464-1 «Освітлення робочих місць у внутрішніх приміщеннях».

На жаль, розвиток світлодіодних технологій, забезпечуючи неухильне зростання енергетичної ефективності (з фізичною межею до 300 Лм / Вт), не завжди забезпечує необхідну якість світла, яка визначається в основному його спектральним складом (корельовано колірною температурою і індексом передачі кольору). В даний час вдосконалення світлодіодних джерел в напрямку підвищення енергетичної ефективності та якості світла здійснюється декількома шляхами:

- змішуванням випромінення білих джерел світла з високою колірною температурою, наприклад, з випроміненням високоефективного червоного світлодіода;

- комбінацією «холодних» і «теплих» світлодіодів з можливістю управління яскравістю кожної групи для забезпечення необхідного спектрального складу випромінення в залежності від часу доби;

- змішуванням випромінення світлодіодів з різним спектральним складом (від 3-х RGB світлодіодів до 6-ти і більше світлодіодів з різним спектральним складом) для забезпечення не тільки високого значення індексу передачі кольору, але і для створення так званих «розумних» освітлювальних систем з управлінням як яскравістю, так і колірною температурою. Такі системи, не дивлячись на високу вартість сьогодні, будуть лежати в основі створення інтелектуальної освітлювальної техніки майбутнього.

10.2. Основні фактори, що впливають на ефективність та якість світлодіодного освітлювального приладу

Сучасні тенденції розвитку світлодіодної техніки освітлення базуються на постійному вдосконаленні самих світлодіодів, систем їх охолодження, електронних пристроїв керування світлодіодами та оптичних систем формування необхідної конфігурації світлових потоків. Врахування всіх перелічених факторів при проектуванні освітлювального приладу дозволяє успішно вирішити задачу створення високоякісного світлодіодного освітлювального приладу. Охарактеризуємо кожний фактор окремо.

10.2.1. Світлодіод

Енергетична ефективність освітлювального пристрою в першу чергу пов'язана зі світловіддачею світловипромінювального елемента - світлодіода. Сьогодні величина енергетичної ефективності промислових білих світлодіодів перевищила величину 120 Лм / Вт і неухильно зростає з кожним роком. За найскромнішими прогнозами вже у 2013 році промислові зразки світлодіодів матимуть ефективність від 130 Лм / Вт (для теплих білих) до 160 Лм / Вт (для холодних білих). Фізичною межею енергетичної ефективності світлодіода є величина 300 Лм / Вт, однак досягти її можна лише вдосконалюючи не тільки технології вирощування гетероепітаксціальних структур, але і покращуючи конструкції світловипромінювальних приладу і оптичної системи виводу випромінення з кристала, а також підвищуючи ефективність люмінофора. Сучасними шляхами підвищення ефективності світлодіодів є також різні технології наноструктурування - наноформовка сапфірових підкладок, технологія фотонних кристалів, епітаксійне бічне вирощування, наноімпринтна літографія [3].

Розглядаючи можливості зниження ціни світлодіодів за рахунок вдосконалення технології створення гетероепітаксціальних структур, не можна не відзначити тенденції сучасних технологій до збільшення площі підкладок для епітаксії. Саме перехід від 2-х дюймових підкладок до 4-х, 6-ти і навіть 8-ми дюймових пластин (прогнозується їх освоїти до 2016 року) дозволить знизити собівартість одного світлодіода, підвищити ідентичність електричних та електрооптичних характеристик світлодіодів з однієї пластини, збільшити відсоток виходу придатних і, як наслідок, істотно знизити ціну умовної одиниці світлового потоку. Зауважимо, що з однієї 2-х дюймової підкладки сьогодні можливо отримати світлодіоди, що відрізняються 6-8 «модифікаціями» (як по спектру випромінення, так і по напрузі при заданому струмі). При цьому, світлодіоди з однаковою колірною температурою суттєво відрізняються за робочою напругою (при заданому струмі), а світлодіоди, відібрані по однаковій напрузі, істотно відрізняються спектральними параметрами. Це призводить до того, що потужність світлодіодів одного «біну» по колірній температурі при заданому струмі буде відрізнятися, що утруднює прогнозування загальної потужності споживання світлотехнічного пристрою, що складається з великої кількості світлодіодів.

Оскільки енергетична ефективність білого світлодіода істотно залежить від конструкції люмінофорної зони, якості люмінофора і оптичної системи для виводу випромінення, то рішення задачі перетворення випромінення і виведення його в навколишній простір набуває величезного значення. Сьогодні за рахунок мінімізації точкової яскравості світлодіодів завдяки «гібридній оптиці», що поєднує вторинну оптику і спеціальні вбудовані оптичні відбиваючі системи в одному цілому, виявилось можливим істотне збільшення виходу випромінення. Більш того, розвиток таких підходів при конструюванні оптичної системи світлодіода дозволяє створювати так звані «всеспрямовані» (omnidirectional) лампи, розподіл світлових потоків яких не відрізняється від ламп розжарювання.

10.2.2. Система відбору тепла

Оскільки істотне збільшення температури кристала в процесі роботи світлодіода призводить до значного зменшення терміну служби світлодіода, охолодження світловипромінювальних елементів в освітлювальному приладі є однією з основних проблем, вирішення якої суттєво підвищує надійність освітлювальної системи в цілому. У сучасних світлодіодних системах освітлення в основному використовуються пасивні охолоджуючі системи на основі легких сплавів металів (алюміній, силумін), теплопровідної кераміки або спеціальних теплопровідних пластмас [4-9]. Використання теплових трубок, систем примусового охолодження (вбудованих малогабаритних вентиляторів) або термоелектричних перетворювачів (Пельтьє-елементів) призводить до різкого збільшення вартості освітлювальної системи, або збільшення енергоспоживання [10]. Якщо для освітлювальних систем великих розмірів площа охолоджуючої поверхні радіатора не лімітується, то в таких приладах, як світлодіодні лампи (на заміну ламп розжарювання і компактних люмінесцентних ламп) вимоги до розмірів радіатора диктуються як дизайном самої лампи, так і розмірами електронної плати управління, вбудованої в радіатор. Це, в свою чергу, призводить до необхідності оптимізації площі охолоджуючої поверхні радіатора і неможливості збільшення потужності лампи через обмежені розміри радіатора. Істотним недоліком металевих радіаторів є їхня вага. Тому для відчутного зменшення ваги, наприклад, світлодіодної лампи, використовуються конструкції з теплопровідних керамік або пластмас [11,12]. Зауважимо, що завдяки можливості лиття під тиском пластмас, можна легко отримувати різні конструкції радіаторів з високими ергономічними характеристиками, добре розгалуженою поверхнею, що для сучасних технологій лиття металів під тиском може бути недосяжно. Випробування великої кількості світлодіодних ламп різних виробників показали, що спад світлового потоку лампи з моменту її включення (при стартовій кімнатній температурі) за перші 15-20 хвилин на 4-5% і незмінність його надалі свідчать про оптимальну охолоджуючу площу радіатора. Такі прилади зазвичай забезпечують термін служби більше 50 тис. годин, високу надійність електронних компонентів, а також високу стабільність світлового потоку в процесі експлуатації. Що стосується способів боротьби з перегрівом

випромінюючого елемента, то в ряді випадків захист від перегріву можуть забезпечити додаткові елементи електронної схеми управління потужними світлодіодами (забезпечують стабілізацію температури кристалів за рахунок управління світловим потоком).

10.2.3. Електронне управління

Оскільки характеристики світлодіодного освітлювального приладу визначаються як самим світлодіодом, так і якістю електронної системи управління, охарактеризуємо основні вимоги до світлодіодних драйверів. Для того щоб успішно вирішити питання світлотехніки, надійності, енергоефективності, електробезпеки та електромагнітної сумісності необхідно створювати електронні схеми управління світлодіодними комплексами, що забезпечують високі ККД (до 95%) і коефіцієнт потужності (більше 0,9), гальванічну розв'язку з мережею, мінімальний загальний коефіцієнт нелінійних спотворень (мінімальна емісія струмових гармонік), мінімальні пульсації світлового потоку світлодіодів. При проектуванні електронних схем керування потужними світлодіодними блоками в габаритних освітлювальних пристроях (прожекторах, вуличних світильниках, стельових освітлювальних системах) можливість розміщення схем управління на досить великих площах дозволяє будувати електронні схеми з вбудованими активними коректорами коефіцієнта потужності, системами багатокаскадного перетворення, додатковими системами стабілізації струму та придушення радіоперешкод. Для електронних схем керування, вбудованих, наприклад, у ретрофіти (світлодіодні лампи для прямої заміни ламп розжарювання), обмеження розмірів електронної плати накладає обмеження на реалізацію додаткових функцій драйверів і, як наслідок, може призвести до погіршення параметрів світлового приладу в цілому. І тим не менш досвід виробників електроніки для світлодіодних ламп з цоколями E27 і E14, що живляться від мережі 220В/50Гц показує можливість досягнення $\text{ККД} > 87\%$, коефіцієнта потужності 98,5%, загального коефіцієнта струмових гармонік не більше 5%. При правильному виборі конструкції радіатора лампи з такими схемами управління відрізняються високою надійністю і стабільністю світлового потоку на протязі тривалого часу експлуатації.

Розглядаючи електронні схеми управління світильниками, що складаються з великої кількості світлодіодів, слід відзначити можливість трьох схем підключення світлодіодів до керуючих драйверів - послідовне, паралельне і послідовно-паралельне та матричне з'єднання світлодіодів [13]. Кожна схема включення має свої переваги і недоліки, проте слід зазначити, що найбільшою надійністю володіє схема підключення послідовно включених світлодіодів до джерела стабільного струму. Більш того, для ще більшої надійності роботи освітлювального пристрою з такою схемою включення паралельно до кожного світлодіода підключається низьковольтний діністор (або спеціальна схема на польових транзисторах), що пропускає через себе при згорянні світлодіода той же струм при падінні напруги на ньому набагато меншій за падіння напруги на придатному світло діоді.

Ряд освітлювальних систем потребує спеціальних схем автоматичного

вмикання-вимикання світлового потоку. Такі системи зазвичай забезпечуються світлочутливими елементами (фоторезисторами, фотодіодами, фототранзисторами) для регулювання світла в залежності від рівня зовнішньої освітленості або датчиками руху (звуку) для включення освітлювальної системи при появі рухомого об'єкту в зоні освітлення. Такі освітлювальні системи добре зарекомендували себе на об'єктах житлово-комунального господарства (сходових клітках, парадних, ліфтах).

До перспективних напрямків електроніки світлодіодного освітлення слід віднести системи бездротового керування освітленням (світильник включається і вимикається за програмою вбудованого контролера), а також так звані smart-системи, характерні для RGB джерел світла [14]. У таких системах можлива реалізація режимів управління не тільки величиною світлового потоку, але і кольорними параметрами освітлювальної системи, що приводить до максимальної адаптації світлового випромінення до часу доби і, як наслідок, до поліпшення умов праці, підвищення продуктивності праці, зменшення стомлюваності та іншим позитивним результатам при такому освітленні.

10.2.4. Оптика освітлювального пристрою

Застосування промислових світлодіодів різних фірм-виробників при реалізації конкретних систем освітлення (вуличне освітлення, ретрофіти, стельові світильники, прожектори та ін.) вимагає розробки спеціальної вторинної оптики для забезпечення необхідного просторового розподілу світлового потоку освітлювального пристрою. При цьому основною вимогою до оптичної системи є забезпечення мінімальних оптичних втрат. Для різних типів світлодіодних освітлювальних пристроїв ця вимога забезпечується різними способами. Для вуличних світильників необхідний розподіл світлового потоку забезпечується або використанням спеціальних оптичних систем (лінз на кожен світлодіод, блоків лінз на лінійку світлодіодів), або спеціальної конструкції освітлювального пристрою, в якій світлодіоди встановлюються в різних площинах і інтегрально забезпечують необхідну криву сили світла (КСС) [15]. Для стельових світильників також можливі реалізація декількох конструкцій оптичної системи (комбінацій відбиваючих і розсіюючих елементів для забезпечення необхідної КСС), використання матеріалів, що сильно розсіюють світло, застосування спеціальних матеріалів, бічне підсвічування яких дає рівномірну світність досить великих поверхонь (аналоги LED підсвічування LCD телевізорів). Для ретрофітів вимоги, що пред'являються до КСС, диктуються необхідністю роботи таких ламп в арматурі світильників, що використовують лампи розжарювання. Наприклад, для того, щоб світлодіодні лампи в люстрі зберігали той же світловий дизайн, що і лампи розжарювання, необхідно забезпечити рівномірний розподіл світлового потоку світлодіодної лампи в тілесному куті до 360° , що можливо лише при реалізації спеціальних конструкцій лампи (розташуванні світлодіодів в різних площинах або застосування спеціальних оптичних систем, що розширюють кути випромінення).

Синтез оптичних систем для кожного конкретного застосування є не

стільки технічною, скільки науковою задачею, що вимагає використання сучасного аналітичного апарату, складного програмного забезпечення, знань в галузі матеріалознавства, оптики, математики.

10.3. Метрологічне обладнання для вимірювання параметрів і характеристик світлодіодів та освітлювальних систем на їх основі

10.3.1. Метрологія світлодіодів

Знання повного комплексу параметрів і характеристик світлодіодного освітлювального пристрою дозволяє прогнозувати його поведінку на тривалий час, оптимізувати конструкції, покращувати теплові характеристики, підвищувати енергетичну ефективність і забезпечувати виробництво конкурентоспроможних світлотехнічних виробів. При цьому метрологічна база вимагає наявності сучасних високоточних вимірювальних приладів, атестованих відповідно до міжнародних вимог. Складовими частинами метрології світлодіодного освітлювального пристрою є метрологія самого світлодіода як основного елементу системи освітлення та метрологія освітлювальної системи в цілому. Для визначення відповідності параметрів і характеристик світлодіодів, що заявляються виробником, з реальними необхідні наступні види метрологічного контролю:

- вимірювання спектральних характеристик та визначення корельовано колірної температури, індексу передачі кольору, координат кольоровості;
- вимірювання вольт-амперних характеристик і визначення електричної потужності світлодіода при заданому номінальному (робочому) струмі;
- вимірювання світлового потоку світлодіода при заданому струмі і визначення його енергетичної ефективності (світловіддачі);
- вимір залежності світлового потоку світлодіода від температури в діапазоні температур, що регламентуються виготовлювачем;
- вимір залежності спектрального складу випромінювання, корельовано колірної температури та індексу передачі кольорів від температури;
- вимірювання розподілу температури на світловипромінювальних кристалах, контактних ділянках, теплопровідних шарах при тривалій роботі світлодіода і нормальних умовах його охолодження і визначення теплових опорів.

Всі перераховані вимірювання проводяться з використанням комплексів на основі спектрометра, фотометричної сфери малого діаметра, системи вимірювання електричних параметрів, камери тепла і холоду з вбудованим в неї тепловізором і можливістю підключення спектрометра за допомогою оптичного кабелю.

На рис. 10.1 представлені фотографії сучасних гоніофотометрів для вимірювання характеристик світлодіодів. Вимірювання проводяться у рекомендованих МКО геометрія «А» чи «В». Можливості приладу дозволяють забезпечувати:

- вимірювання сили світла в діапазоні від 10 мкд до 200 кд;
- вимірювання кривої сили світла при обертанні світлодіода навколо у-вісі (автоматично) в діапазоні кутів від 10^0 до 90^0 та навколо С-вісі (вручну) в

діапазоні 0-360°;

- вимірювання вольт-амперних характеристик при живленні світлодіода від стабілізованого джерела струму від 1 мА до 2А та діапазоні керуючих напруг від 0,001 В до 15 В;
- точність встановлення електричних параметрів $\pm 0,2\%$.

Гоніофотометр дозволяє визначити практично всі параметри і характеристики світлодіодів для прийняття рішення про можливість їх використання при виробництві освітлювальних приладів.

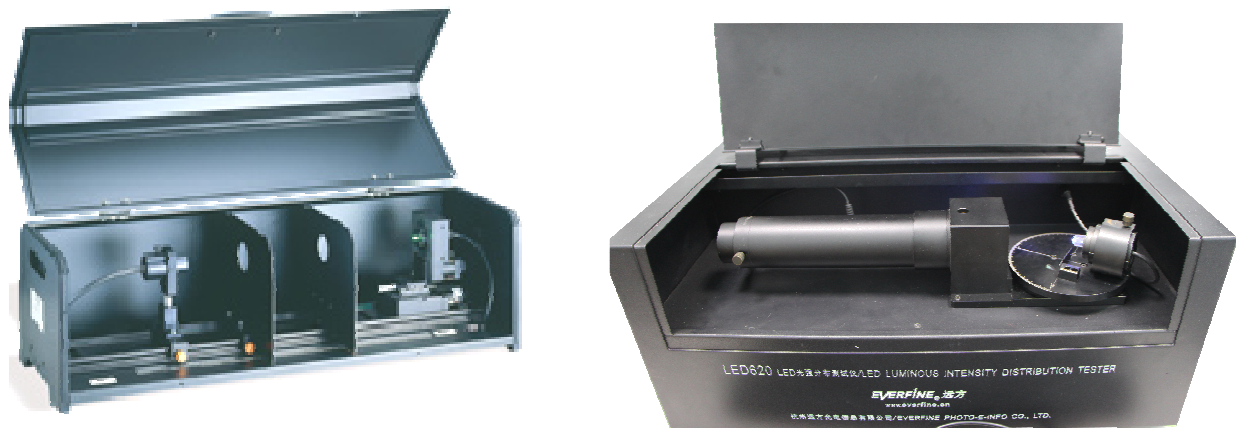


Рис. 10.1 – Фотографія сучасних гоніофотометрів для світлодіодів

Один з сучасних приладів для вимірювання теплових опорів, температури світловипромінюючого кристалу світлодіода, електричних характеристик світлодіодів показаний на рис 10.2. Характерною особливістю таких приладів є повна автоматизація процесу вимірювань в широкому діапазоні струмів (від 0,1 мА до 2А) та напруги (від 0 до 15 В) світлодіодів.



Рис. 10.2 - Система вимірювання теплових та електричних параметрів світлодіодів

Вимірювання проводяться в повністю автоматизованому режимі при забезпеченні наступних параметрів:

- діапазон вимірювання прямого струму від 0.1 мА до 20мА/100мА/500мА/2А, (автоматичне перемикання діапазону);
- точність вимірювання прямого струму $\pm 0,1\%$;
- діапазон вимірювань прямої напруги від 0,000 В до 15.000 В;
- точність вимірювання прямої напруги $\pm 0,05\%$;

- діапазон вимірювання зворотної напруги від 0,000 В до 15.000 В;
- діапазон змін температур термостоліка від 5 °С до 90 °С ;
- стабільність температури: $\pm 0,2$ °С.

Для визначення повного світлового потоку світлодіода особливо для білого потужного світлодіода), його спектральної характеристики, колірних координат, індексу кольоропередачі, корельовано колірної температури та інших параметрів використовуються фотометричні шари невеликого діаметру (до 0,5 м) та спектро радіометри (рис. 10.3). Показаний на рисунку спектро радіометр не потребує підключення до комп'ютера, а в змозі відображати всю інформацію на власному екрані.

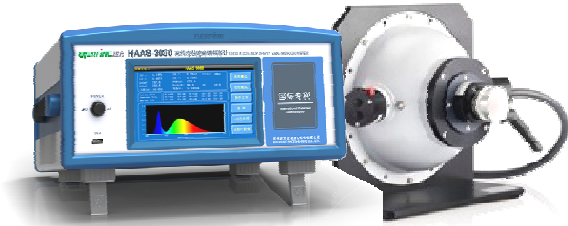


Рис. 10.3 - Спектро радіометр з інтегруючою сферою малого діаметру для вимірювання потужних світлодіодів

Для демонстрації можливостей сучасного метрологічного обладнання для вимірювань параметрів і характеристик світлодіодів для освітлювальної техніки на рис. 10.4 приведені приклади типових спектральних та кутових характеристик потужного білого світлодіода, отриманих з вико-

ристанням спектро радіометра з інтегруючою сферою (рис.10.3) та гоніофотометра (рис.10.1). Рис.10.5 демонструє вольт-амперну характеристику білого потужного світлодіода, отриману за допомогою системи вимірювання теплових та електричних параметрів світло діодів (рис. 10.2) та залежність його світлового потоку від прямого струму, отриману за допомогою інтегруючої сфери та спектро радіометра (рис.10.3). Температурні залежності світлового потоку та зміни прямої напруги для потужного білого світлодіода, проказані на рис. 10.6 отримані за допомогою системи вимірювання теплових та електричних параметрів світлодіодів (рис. 10.2).

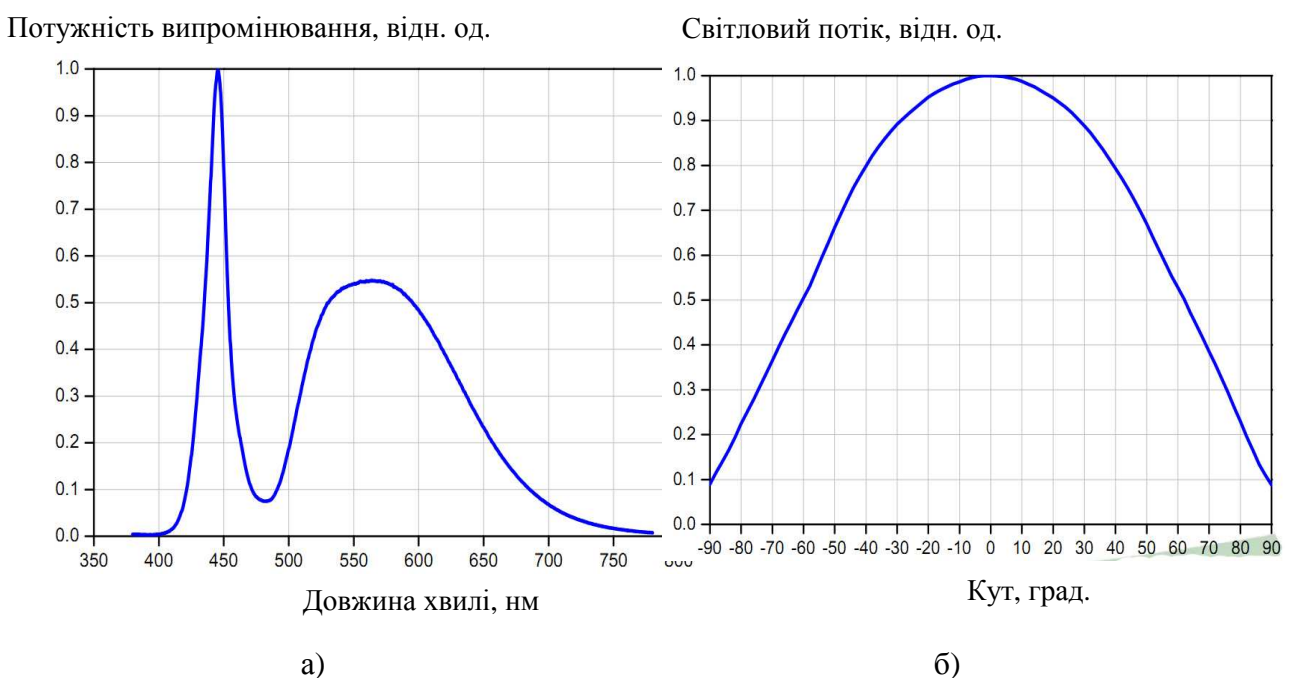
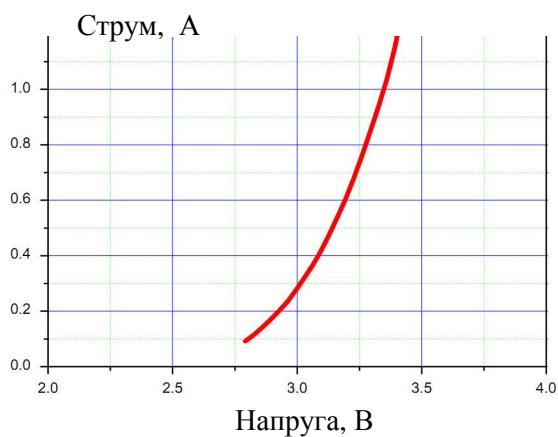
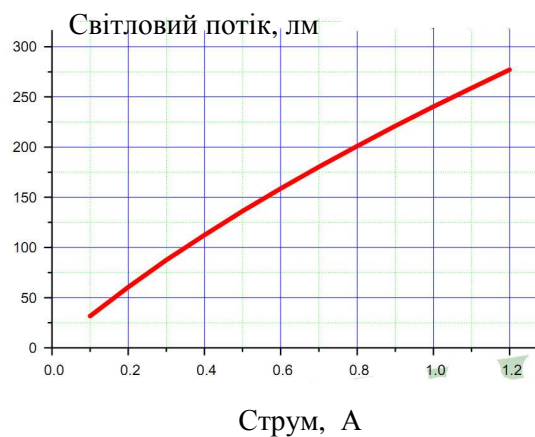


Рис. 10.4 – Типові спектральна (а) та кутова (б) характеристики потужного білого світлодіода

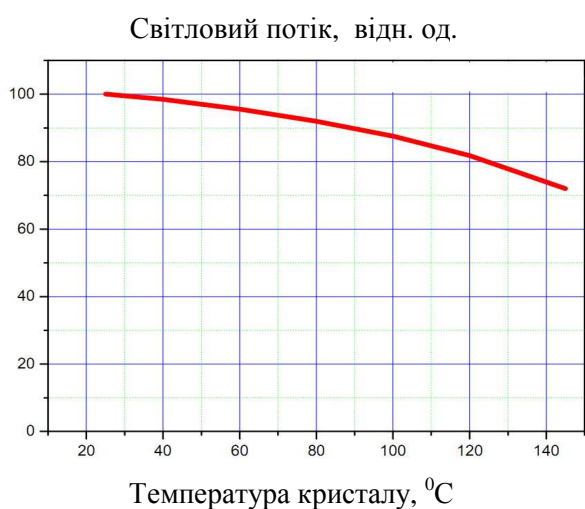


а)

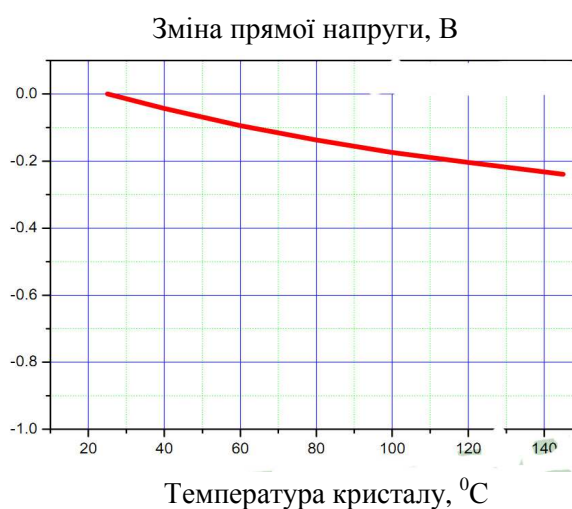


б)

Рис. 10.5 – Вольт-амперна характеристика білого потужного світлодіода (а) та залежність його світлового потоку від прямого струму (б)



а)



б)

Рис. 10.6. Температурні залежності світлового потоку (а) та зміни прямої напруги (б) для потужного білого світлодіода

10.3.2. Метрологія світлодіодних освітлювальних приладів

Всі описані вище колориметричні та фотометричні методи вимірювання лежать в основі роботи сучасного метрологічного обладнання для характеристики не тільки світлодіодів, але і освітлювальних приладів на їх основі. Таке обладнання відрізняється від обладнання для вимірювання малогабаритних світлодіодів можливістю комплексного вимірювання світлодіодних освітлювальних приладів великих розмірів (наприклад зі світловипромінюючою поверхнею розміром до 2x2 м²). До такого обладнання відносяться спектрофотометри-радіометри, гоніофотометри, фотометричні кулі. До додаткового обладнання, що необхідно для проведення комплексних вимірювань характеристик світлотехнічних приладів також відносяться тепловізійні системи контролю температури кристалу і оточуючої арматури світлодіода в процесі його роботи, системи вимірювання коефіцієнту пульсацій світлового потоку освітлювального приладу, а також прилади, що безпосередньо вимірюють параметри електронних систем керування

світлотехнічними пристроями - напругу живлення, струм, споживану потужність, коефіцієнт корисної дії, фактор потужності, або коефіцієнт струмових гармонік, рівень електромагнітних завад тощо.

Наведемо основні параметри і характеристики сучасного світлодіодного освітлювального пристрою, які потребують вимірювань:

- потужність, напруга живлення, фактор потужності;
- коефіцієнт струмових гармонік (до 50-ї гармоніки);
- спектральна характеристика випромінення, корельовано колірною температура, індекс передачі кольору, параметри кольоровості;
- просторовий розподіл світлового потоку (КСС), повний світловий потік;
- енергетична ефективність (світловіддача) пристрою;
- динаміка зміни світлового потоку за тривалий час з моменту включення, фіксація часу виходу світлового потоку на насичення і величини спаду світлового потоку;
- динаміка зміни колірної температури в часі;
- параметри, пов'язані з вимогами стандартів на ті чи інші освітлювальні прилади (напруги електричного пробую, параметри, пов'язані з ударною міцністю, кліматичними діями, герметичністю тощо).

Забезпечення цих вимірів вимагає спеціального метрологічного обладнання, що забезпечує високу точність вимірювання, автоматизацію процесу вимірювання та аналітичну обробку результатів вимірювань з виводом необхідної інформації на друк (комп'ютеризовані гоніофотометри, фотометричні сфери великого діаметру, спектрорадіометри, камери тепла і холоду, тепловізійні установки та ін.).

10.3.2.1. Спектрорадіометри

Сучасні спектрофотометри-радіометри, що працюють з фотометричними кулями різного діаметру (від 0,3 м до 2 м в залежності від розміру об'єкту, що вимірюється) представляють собою автоматизовані комп'ютеризовані пристрої, які за достатньо короткий час дозволяють проводити вимірювання залежності потужності випромінення від довжини хвилі з кроком 0,1 – 0,5 нм і на основі цих залежностей розраховувати і будувати спектральні характеристики світловипромінюючого пристрою, приведені до спектральної характеристики чутливості ока, розраховувати корельовано колірну температуру, інтегральну потужність випромінення, індекс кольоропередачі, точність встановлення колірних координат у відповідності з еліпсами Мак Адама тощо.

Складовими спектрорадіометричних комплексів є фотометричні сфери різного діаметру (рис. 10.7), спектрорадіометри (рис. 10.8) та інше обладнання, що забезпечує живлення світлотехнічного приладу (високоточні джерела напруги або струму), персональні комп'ютери для реалізації керування процесами вимірювання і обробки результатів вимірювання. Можливе використання додаткових пристроїв – камер тепла і холоду для проведення вимірювань деяких спектральних характеристик в широкому температурному діапазоні.



Рис. 10.7 – Фотометричні сфери діаметром 1м та 2м.



Рис. 10.8 – Спектрорадіометр

В таблиці 10.1 Наведені типові параметри таких спектрорадіометрів для різних діапазонів спектру (видимого В, інфрачервоного ІЧ різних діапазонів, ультрафіолетового УФ).

Таблиця 10.1

	УФ	В	УФ-В	В-ІЧ	УФ-ІЧ	ІЧ1	ІЧ2
Спектральний діапазон	200-400 нм	380-780 нм	200-800 нм	350-1100 нм	200-1200 нм	780-1650 нм	1500-2550 нм
Спектральна роздільна здатність	1nm	2.0nm	4nm	4nm	5nm	9nm	15nm
Точність встановлення довжини хвилі	±0.1nm	±0.3nm	±0.3nm	±0.3nm	±0.3nm	±0.5nm	±3nm

Типовий спектрорадіометричний комплекс приведено на рис.10.9. Наведемо декілька прикладів вимірювання оптичних параметрів світлодіодного джерела світла (для прикладу взято світлодіодну лампу з цоколем E27 потужністю 8,5 Вт).



Рис. 10.9 – Типовий спектрометричний комплекс

На рис. 10.10 представлена фотографія лампи (а) та її спектральна характеристика випромінення (б). У таблиці 10.2 показані розраховані на основі спектральної залежності потужності випромінення від довжини хвилі такі параметри, як інтегральна потужність випромінення, колірні координати, корельовано колірна температура, світловий потік, доміантна довжина хвилі. Точка на колірному трикутнику (рис. 10.10в) відповідає колірним координатам вимірюваного джерела світла і наглядно показує наскільки колірні параметри відхиляються від координат чистого білого світла (крива Планка на колірному трикутнику) з різною колірною температурою. Особливо інформативно представляється положення точки на еліпса МакАдама, яка характеризує відхилення кольору в нашому випадку від чистого білого (рис. 10.10 г).

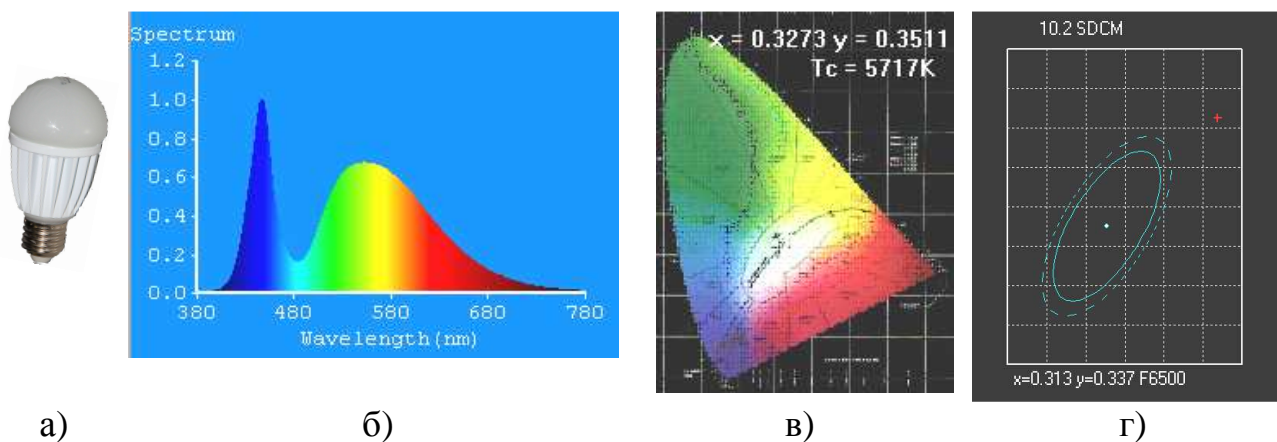


Рис. 10.10 – Фотографія світлодіодної лампи (а), її спектральна характеристика (б), колірний трикутник (в) та еліпс МакАдама.

Таблиця 10.2

Світловий потік	Потужність випромінення	Колірні координати	Кольорова температура	Домінуюча довжина хвилі	
Flux(lm)	Fe(mW)	x,y	u',v'	Tc(K)	Ld(nm)
546.0	1668	0.3284 0.3494	0.2010 0.4811	5671	535.7
473.7	1452	0.3273 0.3511	0.1996 0.4818	5717	533.0

Важливою характеристикою практично всіх світлодіодних джерел світла є залежність світлового потоку та колірної температури від часу з моменту включення джерела світла. Ця характеристика демонструє якість системи відводу тепла від світло випромінюючого кристалу світлодіода. При цьому, падіння світлового потоку на 3-5% від початкового за 30-40 хвилин з моменту вмикання джерела світла і подальша стабілізація світлового потоку і колірної температури, характеризують ефективну систему тепловідводу освітлювального приладу і, як слідство, відсутність суттєвої деградації оптичних параметрів за достатньо великий термін роботи приладу (десятки тисяч годин). Спектрорадіометричний комплекс, показаний на рис. 10.9, дозволяє в автоматичному режимі отримувати ці важливі характеристики і будувати залежності світлодіодного потоку та корельовано колірної температури від часу. При цьому вимірювання на протязі 1-2-х годин може проводитись з інтервалом між вимірюваннями від 0,5 с. до 1 хв. На рис. 10.11 показані дві криві, що характеризують якісну (а) і неякісну (б) систему відводу тепла в світлодіодній лампі потужністю 6 Вт (рис. 10.11а) та 8,5 Вт (рис. 10.11б). Зміна корельовано колірної температури з часом теж характеризують якість системи охолодження світлодіодів.

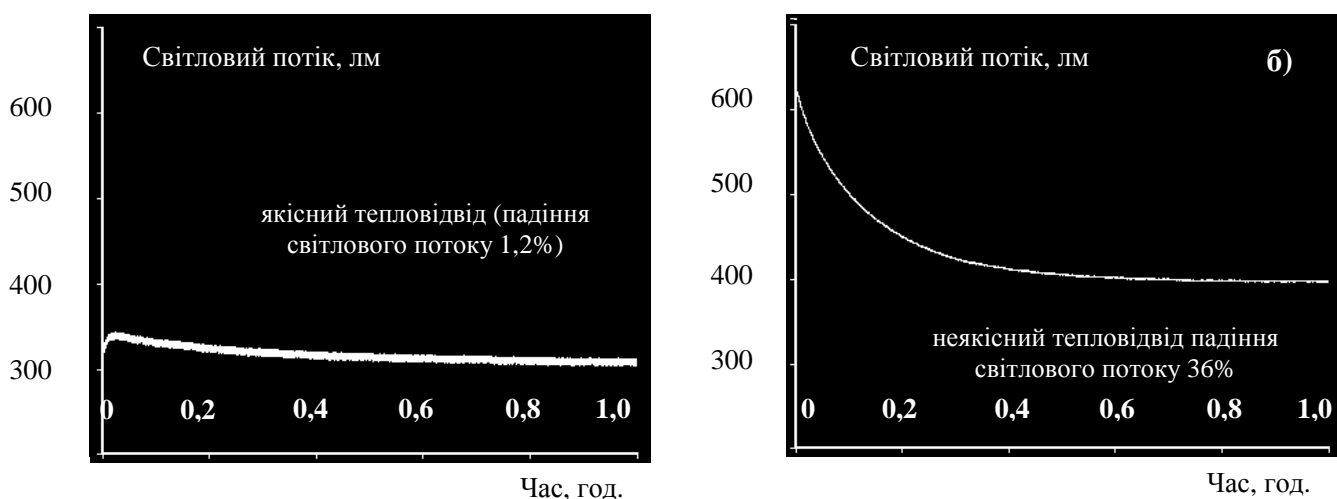


Рис. 10.11 – Часові характеристики зміни світлового потоку для якісної системи відводу тепла від світлодіодів (а, лампа потужністю 6Вт) та неякісної (б, лампа потужністю 8,5 Вт)

10.3.2.2. Гоніофотометри

Гоніофотометри представляють собою фотометри для вимірювання кутових характеристик розподілу сили світла, світлового потоку, просторового розподілу кольорів (при використанні в якості фото приймального пристрою

спектрофотометра) світлодіодних освітлювальних приладів. На рис. 10.12 представлені чисельні конструкції таких приладів, що дозволяють проводити вимірювання зразків світлотехнічних приладів з розмірами до $2 \times 2 \text{ м}^2$ в геометрії вимірювання СІЕ В- β або СІЕ С- γ у відповідності з міжнародними стандартами. Практично всі гоніофотометри встановлюються в спеціально обладнаних «чорних» кімнатах для забезпечення високої точності вимірювань.

В представлених на рисунку гоніофотометрах зазвичай джерело світла обертається у двох ортогональних площинах в діапазоні кутів $\pm 180^\circ$, а фотометрична головка встановлюється у фіксованому положенні. При цьому можлива реалізація обох конфігурацій СІЕ – С-(та В- β . Точність встановлення кутів складає $0,05^\circ$, а діапазон освітленостей, що вимірюються, складає від $0,0001 \text{ лк}$ до 200000 лк при коефіцієнті лінійності фотометричної головки $0,2\%$.

На рис.10.13 показані типові криві світла світлодіодного вуличного світильника для магістральних доріг та магістральних вулиць загальноміського значення (а) та світлодіодного стельового світильника типу «Амстронг» (б).



Рис. 10.12 – Конструкції сучасних гоніофотометрів для вимірювання зразків світлотехнічних приладів з розмірами до $2 \times 2 \text{ м}^2$ в геометрії вимірювання СІЕ В- β або СІЕ С- γ у відповідності з міжнародними стандартами

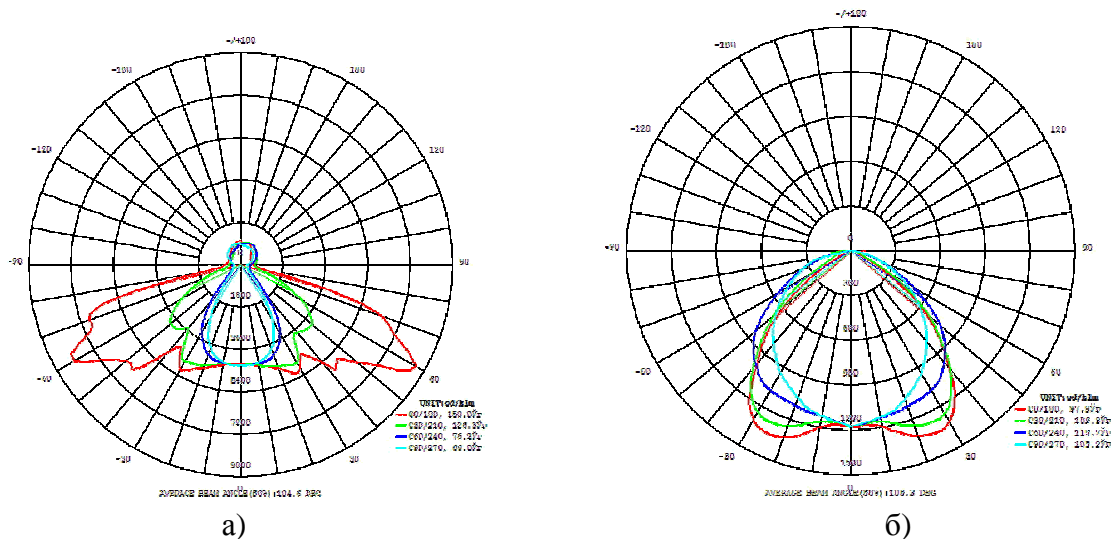


Рис. 10.13 – Типові криві світла для світлодіодного вуличного світильника (а) для магістральних доріг та магістральних вулиць загальноміського значення (категорія міського простору А) та світлодіодного стельового світильника типу «Амстронг» (б)

10.3.2.3. Засоби вимірювання електричних параметрів світлодіодних освітлювальних систем

Безумовно однією з найважливіших характеристик світлодіода, або світлодіодного освітлювального приладу, є енергетична ефективність (світловіддача, лм/Вт). Для визначення світловіддачі, наприклад, світлодіодної лампи, достатньо за допомогою фотометричної кулі, спектрорадіометра і високоточних джерел живлення визначити електричну потужність споживання приладу та повний світловий потік, що ним випромінюється. Для визначення світловіддачі освітлювального приладу великих розмірів неможливо використання фотометричної кулі. В цьому випадку ефективним засобом вимірювання світлового потоку стають гоніофотометри.

Сучасні білі світлодіоди, які виробляються відомими світовими компаніями (CREE, Nichia, Osram, Philips, Seoul Semiconductor і ін.) досягли значень світловіддачі від 100 лм/Вт до 150 лм/Вт. Світловіддача конкретних світлотехнічних пристроїв, що використовують ці світлодіоди (вуличні світильники, світильники для об'єктів житлово-комунального господарства та бюджетної сфери, промисловості, транспорту і ін.), зменшується відносно світловіддачі світлодіодів на 20-50%. Пов'язано це з втратами світлового потоку на арматурі світильника (на лінзах, на світлорозсіювачах, на конструктивних елементах тощо), а також з втратами потужності на електронних системах керування пристроями (коефіцієнт корисної дії джерела живлення світлотехнічного приладу $\text{ККД} < 100\%$) та впливом фактора потужності (або $\cos\phi < 1$). Всі перелічені параметри, які визначають втрати світлового потоку і впливають на кінцеве значення енергетичної ефективності світлотехнічного приладу, потребують засобів вимірювання.

Для встановлення точних значень вхідної напруги живлення (постійний при необхідності, або змінний струм) використовуються високоточні джерела живлення, які спроможні з високою точністю підтримувати частоту, форму, напругу синусоїдальної форми для живлення світлодіодного джерела світла,

або у випадку живлення від постійного струму точно підтримувати значення сталої напруги або струму. На рис. 10.14 показані такі універсальні джерела живлення – для змінного струму (а) та для постійного струму (б).

До засобів вимірювання електричних величин відносяться такі прилади, як вимірювачі напруги, струму, потужності, коефіцієнту струмових гармонік. Сучасні універсальні прилади дозволяють вимірювати перелічені параметри одночасно.

На рис. 10.15 показаний такий універсальний вимірювальний прилад, який крім безпосереднього вимірювання напруги, струму, потужності, фактору потужності може реалізовувати аналіз розподілу струмових гармонік та виводити для друку і на екран комп'ютера відповідні спектрограми та обчислювати інтегральний коефіцієнт струмових гармонік відповідно до міжнародного стандарту IEC61000-3-2.



Рис. 10.14 – Джерела змінного струму (а) та постійного струму (б) для живлення світлодіодних освітлювальних приладів при їх тестуванні



Рис. 10.15 – Універсальний прилад вимірювання напруги, струму, потужності, фактору потужності, спектру струмових гармонік

На рис. 10.16 наведено два приклади форм напруги, струму і спектрального розподілу струмових гармонік для блока живлення, що відповідає вимогам сучасних стандартів (а) і не відповідає (б) – інтегральний коефіцієнт струмових гармонік перевищує допустимий.

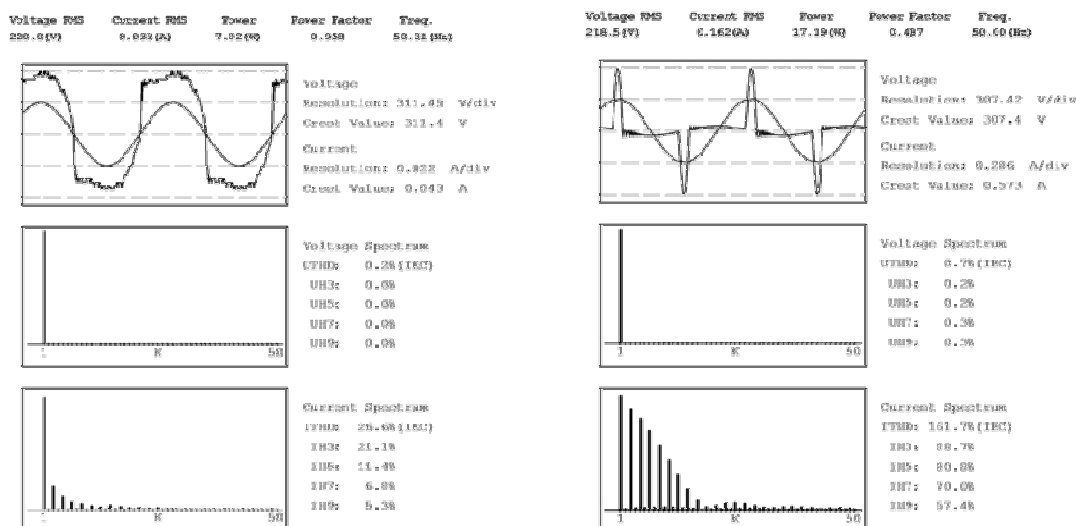


Рис. 10.16. Приклади форм напруги, струму і спектрального розподілу струмових гармонік для різних блоків живлення світлодіодним освітлювальним приладом.

10.3.2.4. Тепловізійні засоби вимірювання

Конструкції сучасних світлодіодних освітлювальних приладів передбачає наявність систем відводу тепла від потужних світловипромінюючих кристалів для стабілізації температурних режимів роботи світлодіодів в оптимальному діапазоні температур, регламентованому виробником. Правильний вибір матеріалу, форми та теплорозсіюючої площі радіаторів сприяє різкому підвищенню терміну роботи освітлювального приладу в цілому. Метод вимірювання температури різних ділянок світлотехнічного приладу на основі термопар потребує використання багатоканальних систем вимірювання (до 10 термопар підключаються одночасно) і не завжди дозволяє розміщувати термопари в ділянки світлотехнічного пристрою, температурний режим роботи яких викликає найбільший інтерес.

Використання методу інфрачервоної тепловізійної мікроскопії дозволяє проводити безпосередні виміри розподілу температури не тільки по поверхні радіатора, деталей електронної плати керування, плати з розташованими світлодіодами, але і розподіл температури по площі світло випромінюючого р-п переходу світлодіодного кристалу. Останній фактор дуже важливий, бо в потужних світлодіодах при високих рівнях збудження (великих струмах) можуть виникати значні температурні градієнти, обумовлені неоднорідністю розподілу струму по площі активної області світлодіода. Такий ефект треба враховувати як при конструюванні світловипромінюючого приладу, так і при оцінці допустимих режимів керування ним. Використання сучасних тепловізорів зі змінними інфрачервоними об'єктивами та спеціальним програмним забезпеченням дозволяє ефективно вимірювати розподіл температури в різних зонах освітлювального приладу з достатньою роздільною здатністю, а також відслідковувати в автоматичному режимі динаміку зміни температури в характерних точках приладу за великий проміжок часу (до 2-3 годин) з інтервалом між вимірюваннями від 1с до 15 хвилин. На рис. 10.17 показано

варіант системи визначення динаміки зміни температури на робочих поверхнях світлодіодного освітлювального пристрою (світлодіодної лампи з цоколем E27), побудованої на основі тепловізора FLIR

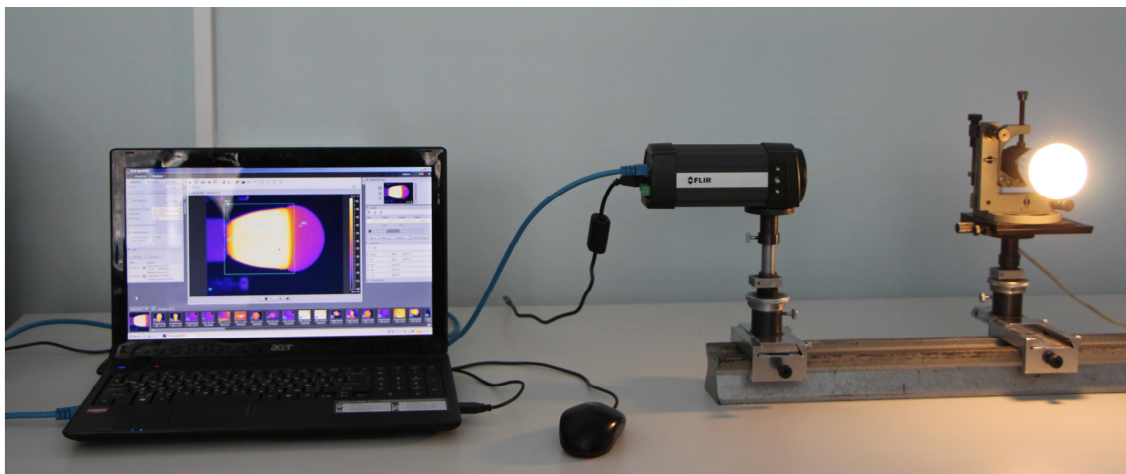


Рис. 10.17 – Система вимірювання теплових параметрів світлодіодів на основі тепловізора

На рис.10.18. показано розподіл теплових полів для різних поверхонь світлодіодних ламп потужністю 8Вт з різними робочими площами радіаторів (180 см²-великий радіатор, 128 см² – малий радіатор).

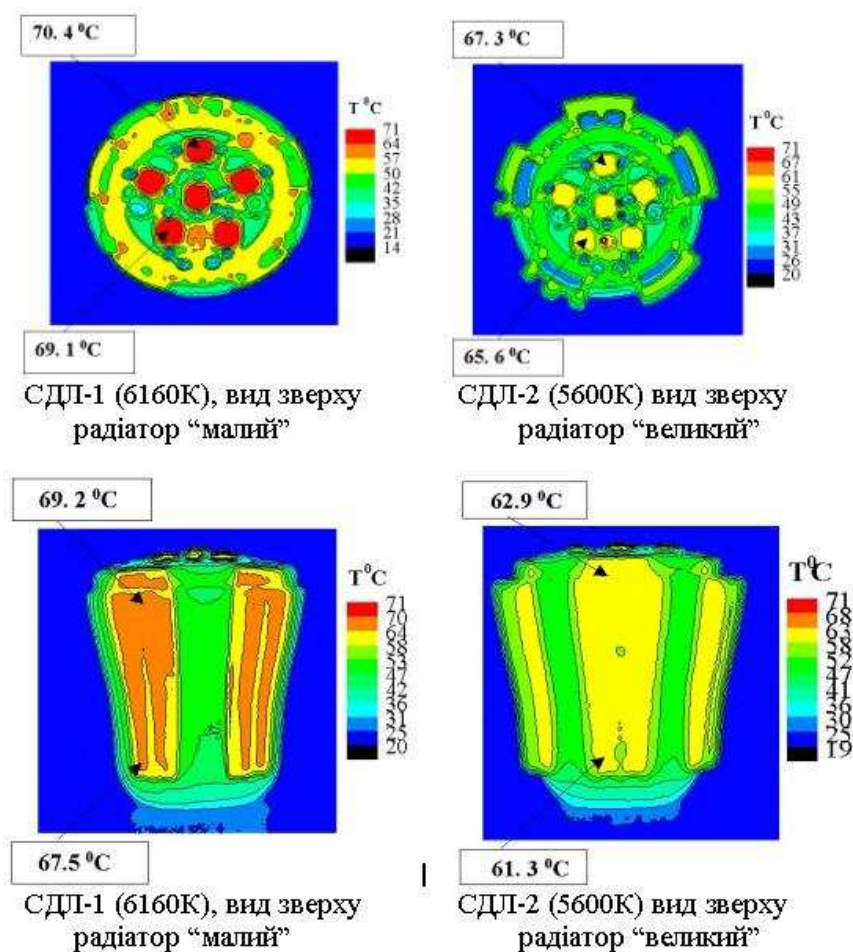


Рис. 10.18 – Розподіл теплових полів по різних поверхнях світлодіодної лампи (СДЛ). Вгорі - вид з боку світлодіодної плати, внизу - вид з боку радіатора. На термограмах зазначені максимальні і мінімальні температури в градусах Цельсія, а також температурна шкала

Для прикладу на рис. 10.19 показані термограми світлодіодної плати вуличного світлодіодного світильника в момент вмикання (а) і через 40 хвилин після безперервної роботи світильника (в), а також графік зміни температури у вибраній зоні світильника (максимально гаряча область) від часу (б).

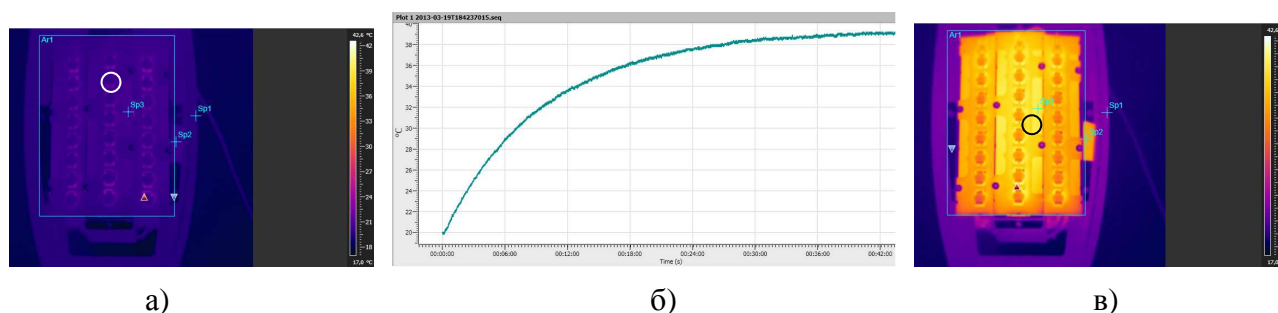


Рис. 10.19 – Термограми світлодіодної плати вуличного світлодіодного світильника в момент вмикання (а) і через 40 хвилин після вмикання (в), а також графік зміни температури у вибраній зоні світильника (максимально гаряча область) від часу (б)

10.3.2.5. Засоби температурних випробувань

Кліматичні умови експлуатації світлотехнічного приладу є важливими вимогами, які гарантують працездатність приладу при заданих діапазонах тиску, вологості, температури. Особливе значення набуває останній параметр, оскільки підвищені температури експлуатації світлодіодного освітлювального приладу (400С-600С), який сам більше 50% споживаної потужності перетворює в тепло, вимагають додаткових заходів щодо температуростійкості при проектуванні та виробництві освітлювальних приладів. Проведення вимірювань оптичних та електричних параметрів світлодіодного джерела світла в спеціальних камерах тепла і холоду дозволяють встановити діапазони температур, в яких зберігається працездатність освітлювального приладу та забезпечуються параметри, регламентовані виробником.

На рис. 10.20 показано експериментальний комплекс для проведення температурних досліджень світлотехнічних приладів.

Експериментальний комплекс для проведення температурних досліджень фотометричних і електричних параметрів та контролю температури складових частин в характерних точках світлодіодних ламп містить:

1. Термокамеру Binder MK53 з функцією нагрів – охолодження.
2. Додаткові порти доступу з силіконовими заглушками з лівої і правої сторони камери для вводу зовнішніх вимірювальних пристроїв.
3. Додатковий датчик температури PT100.
4. Набір із кабелю і конвертера RS422/USB для підключення комплексу до ПК.
5. Високоточні джерела живлення сталої та змінної напруги;
6. Багатоканальну систему термопар YF500;
7. Спектрорадіометр HAAS 2000
8. Програмне забезпечення для керування роботою комплексу за допомогою ПК.



Рис. 10.20 –Експериментальний комплекс для проведення температурних досліджень світлотехнічних приладів

Комплекс забезпечує наступні технічні характеристики:

- функція нагрів – охолодження в діапазоні температур від -40°C до $+180^{\circ}\text{C}$;
- просторова температурна неоднорідність: $0.4 - 2.0^{\circ}\text{C}$;
- температурна неоднорідність часова: $\pm 0.1 \dots 0.5^{\circ}\text{C}$;
- велике вікно для спостереження (280 x 280 мм), внутрішнє підсвічування;
- захист тестових матеріалів від конденсату;
- герметично ізольована рефрижераторна система з повітряним охолодженням;
- інтерфейс RS 422;
- програмований контролер (25 програм по 100 секцій, пам'ять до 500 сегментів програм);
- два вводи з силіконовими заглушками для підключення зовнішніх вимірювальних пристроїв діаметром 50мм;
- додатковий температурний датчик PT100, який гнучко монтується з зовнішнім підключенням;
- набір із кабелю і конвертера RS422/USB для підключення комплексу до ПК.

Список джерел

1. Objective Measurable Criteria of Lighting Quality – Transformation of the Ergonomic Lighting Indicator into a Measurable System / Dirthe Tralau, Til-Ulrich

Wellman, Christoph Schierz // Proceedings of CIE2010 “Lighting Quality and Efficiency”, Vienna, 2010, CIE, p. 78-81.

2. High-Quality Lighting: Energy-Efficiency That Enhances Employee Well-Being / Jennifer A. Veitch, Guy R. Newsham, Carol C. Jones, Chantal D. Arsenault, Sandra Mancini // Proceedings of CIE2010 “Lighting Quality and Efficiency”, Vienna, 2010, CIE, p. 197-204.

3. Ки Донг Ли (Ki Dong Lee), Роберт Сжодин (Robert Sjodin), Торбджорн Эрикссон (Torbjorn Eriksson) Нанотехнология увеличивает эффективность светодиодов // Полупроводниковая светотехника №5’2010, с.22-24.4. Адреса Особенности расчета систем отвода тепла. Полупроводниковая светотехника, №5’2010, с.54-57.

5. А. Криваткин, Ю. Сакуненко. Теплоотводящие пластмассы - вызов алюминию. Полупроводниковая светотехника. 2010, №1’2010, с.54-56

6. Староверов К. Системы охлаждения для светодиодов // Новости электроники. 2008. № 17.

7. Faghri A. Heat pipe science and technology. Taylor & Francis. 1995.

8. Maydanik Yu. F. Loop Heat Pipes // Applied Thermal Engineering. 2005. V. 25. 1992.

9. Кисеев В. М. Физика теплопередающих систем. Екатеринбург: Изд-во УрГУ. 2006.

10. Шевырева А. Решение Sunon для охлаждения мощных светодиодов. Полупроводниковая светотехника. №3’2011, с.32-33.

11. Р. Зелінський, В.Сорокін. Особливості відводу тепла для світлодіодних ламп.//В.кн. Матеріали IV Міжнародної науково-технічної конференції «Світлотехніка і електроенергетика: Історія, проблеми, перспективи».- Тернопіль.-2012.с.42-43.

12. Р. Зелинский, В. Сорокин. Разработка и исследование систем термостабилизации для мощных светодиодов.//Тезисы XX Международного симпозиума “Передовые дисплейные и световые технологии” Крым, Украина, 8-12 октября 2012 г. с.32.

13. Сорокин В.М. Организационно-экономические механизмы внедрения светодиодных осветительных систем в масштабах национальной экономики // Light Expert, февраль, 2012, с.7-14.

14. Sanjay Belgaonkar, E. Elavarasi, Gurjeet Singh Smart Lighting and Control using MSP430 & Power Line Communication /International Journal Of Computational Engineering Research, May-June 2012, Vol. 2 , Issue No.3 Page 662-666.

15. Zexin Feng, Yi Luo, and Yanjun Han Design of LED freeform optical system for road lighting with high luminance/illuminance ratio // OPTICS EXPRESS 22031, October 2010, Vol. 18, No. 21, p.22020-22031.

845-03-01 колір

1. (Сприйманий) колір. Міжнародний словник електротехнічних термінів.

Глава 845: Світлотехніка

2. Колір (у психофізичному сенсі)

Визначення колірною стимулу за допомогою експериментально знайдених значень величин, наприклад, таких як три координати кольору.

Примітка. Коли значення терміну "колір" ("colour") є зрозумілим з контексту, він може застосовуватися без визначальних слів.

en colour; color (USA)

fr couleur

de farbe

ru цвет

A Стимули

845-03-02 колірний стимул

Видиме випромінення, яке, попадаючи в око, викликає відчуття або хроматичного, або ахроматичного кольору.

en colour stimulus

fr stimulus de couleur

de Farbreiz

ru цветовой стимул

845-03-03 функція колірною стимулу ($\varphi_{\lambda}(\lambda)$)

Опис колірною стимулу за допомогою спектральної густини радіометричної величини, такої, наприклад, як енергетична яскравість або променевий потік, як функції довжини хвилі.

en colour stimulus function ($\varphi_{\lambda}(\lambda)$)

fr courbe spectrale d'un stimulus de couleur ($\varphi_{\lambda}(\lambda)$)

de Farbreizfunktion ($\varphi_{\lambda}(\lambda)$)

ru функции светового стимула ($\varphi_{\lambda}(\lambda)$)

845-03-04 нормована функція колірною стимулу ($\varphi(\lambda)$)

Відносна спектральна густина радіометричної величини колірною стимулу.

en relative colour stimulus function ($\varphi(\lambda)$)

fr courbe (spectrale) relative d'un stimulus de couleur ($\varphi(\lambda)$)

de relative Farbreizfunktion ($\varphi(\lambda)$)

ru нормированная функция светового стимула ($\varphi(\lambda)$)

845-03-05 метамерні колірні стимули; метамери

Колірні стимули, різні за спектральним складом, які мають однакові координати кольору.

Примітка. Відповідна властивість називається метамеризмом.

en metameric colour stimuli; metamers

fr stimulus de couleur métamères; métamères

de bedingt-gleiche Farbvalenz; metamere Farbreize

ru матемерные цветовые стимулы; матермеры

845-03-06 ахроматичний стимул

Стимул, який за умови адаптації спостерігача, викликає відчуття сприйманого ахроматичного кольору.

Примітка. Зазвичай в колориметрії об'єктів колір від дзеркального відбивача або пропускового розсіювача для всіх випромінень (крім високохроматичних) розглядається як ахроматичний стимул.

en achromatic stimulus

fr stimulus achromatique

de unbunter Farbeiz

ru ахроматический стимул

845-03-07 хроматичний стимул

Стимул, який за умови адаптації спостерігача, викликає відчуття сприймального хроматичного кольору.

Примітка. В колориметрії кольорів об'єктів колірні стимули з чистотою кольору, більшою нуля, розглядаються як хроматичні стимули.

en chromatic stimulus

fr stimulus chromatique

de bunter Farbeiz

ru хроматический стимул

845-03-08 монохроматичний стимул; спектральний стимул

Стимул монохроматичного випромінення.

en monochromatic stimulus; spectral stimulus

fr stimulus monochromatique; stimulus spectral

de spektraler Farbeiz

ru монохроматический стимул; спектральный стимул

845-03-09 доповнювальні колірні стимули

Два колірних стимули є доповнювальними, якщо існує можливість відтворення координат кольору певного ахроматичного колірною стимулу за допомогою належного сполучення цих двох стимулів.

en complementary colour stimuli

Fr stimulus de couleur complémentaires

de komplementäre Farbeize,

ru дополнительные цветовые стимулы

В Ілюмінанти

845-03-10 ілюмінант

Випромінення з певним розподілом відносної спектральної інтенсивності в області спектра, де здійснюється зорове сприймання кольору об'єкту.

Примітка. В українській і російській колориметричній практиці терміни "ілюмінант" і „иллюминант" як такі не застосовуються. Суть цього терміну передається словом "випромінення" ("излучение") з відповідними прикметниками і/або символами.

en illuminant

fr illuminant

de Lichtart

ru иллюминант

845-03-11 випромінення (ілюмінант) денного світла

Випромінення, яке має такий же самий або приблизно такий же самий спектральний розподіл, що й денне світло.

en daylight illuminant

fr illuminant lumière du jour

de Tageslichtart

ru излучение (иллюминат) дневного света

845-03-12 стандартні випромінення (ілюмінанти) СІЕ

Випромінення А, В, С, D₆₅ та інші випромінення D, які визначені СІЕ певними розподілами відносної спектральної інтенсивності.

Примітка. Ці випромінення являють собою:

А - випромінення абсолютно чорного тіла (випромінювача Планка) за температури близько 2856 К.

В - пряме сонячне випромінення (застаріле поняття).

С - усереднене денне світло.

D₆₅ - денне світло разом з ультрафіолетовою областю (Див. публікацію СІЕ №15).

en CIE standard illuminants

fr illuminants normalisés CIE

de CIE-Normlichtarten

ru стандартные излучения (иллюминаты) СІЕ

845-03-13 стандартні джерела СІЕ

Штучні джерела світла, визначені СІЕ, випромінення яких є близьким до стандартних випромінь СІЕ А, В, і С (Див. публікацію СІЕ №15).

en CIE standard sources

fr sources normalisées CIE

de CIE-Normlichtquellen

ru стандартные источники СІЕ

845-03-14 рівноенергетичний спектр

Спектр випромінення, спектральна густина радіометричної величини якого як функція довжини хвилі є сталою у видимій області спектра ($\varphi(\lambda)=const$).

Примітка. Випромінення з рівноенергетичним спектром іноді розглядається як випромінення з певним спектром (як ілюмінант), яке позначається символом Е.

en equi-energy spectrum; equal energy spectrum (USA)

fr spectre d'égal énergie; spectreéquiénergétique

de energiegleiches Spektrum

ru равноэнергетический спектр

С Трихколірні колориметричні системи

845-03-15 адитивне мішання колірних стимулів

Збудження, яке сполучає на сітківці ока дії різних колірних стимулів таким чином, що вони не можуть сприйматися окремо.

en additive mixture of colour stimuli

fr mélange additif de stimulus de couleur

de additive Farbmischung

ru аддитивное смешение цветовых стимулов

845-03-16 урівнювання за кольором

Дії, які роблять колірний стимул близьким за кольором до даного колірною стимулу.

Примітка. Український, французький і російський терміни застосовуються переважно до установавання рівності полів у візуальному колориметрі, в той час як англійський і німецький терміни застосовуються також до підбору двох зразків матеріалів, які мають однаковий колір при певному опроміненні.

en colour matching

fr égalisation de couleur

de Farbabgleich

ru уравнивание по цвету

845-03-17 закони Грассмана

Три емпіричних закони, які описують властивості урівнювання за кольором адитивних мішань колірних стимулів:

1. Для визначення урівнювання за кольором необхідно і достатньо трьох незалежних змінних.
2. Для адитивного мішання колірних стимулів мають значення тільки їх координати кольору, а не їх спектральний склад.
3. Якщо при даному адитивному мішанні один або два компоненти поступово змінюються, то значення координат кольору також змінюються.

Примітка. Закони Грассмана виконуються не за всіх умов спостереження.

en Grassmann's laws

fr lois de Grassmann

de Grassmannsche Gesetze

ru законы Грассманна

845-03-18 закон (постійності) фон Кріса

Емпіричний закон, який встановлює: якщо колірний стимул було урівняно за кольором за одних умови адаптації, то він залишається бути урівняним і за інших умов адаптації.

Примітка. Закон постійності (фон Кріса) виконується не за всіх умов.

en (von Kries') persistence law

fr loi de persistance (de von Kries)

de Persistenzsatz (nach von Kries)

ru закон (постоянство) фон Криса

845-03-19 закон Ебні

Емпіричний закон, який встановлює, що якщо два колірних стимули А і В сприймаються як стимули рівної світлоти і два інших стимули С і D сприймаються як стимули рівної світлоти, то адитивні мішання стимулу А із стимулом С и стимулу В із стимулом D будуть також сприйматися як стимули рівної світлоти.

Примітка. Правильність закону Ебні суттєво залежить від умов спостереження.

en Abney's law

fr loi d' Abney

de Abneysches Gesetz

ru закон Эбни

845-03-20 триколірна колориметрична система

Система визначення колірною стимулу за допомогою координат кольору, яка базується на кольорах, урівнюваних адитивним мішенням трьох відповідним чином вибраних еталонних (основних) колірних стимулів.

en trichromatic system

fr système trichromatique

de Trichromatisches System

ru цветная колориметрическая система

845-03-21 стандартні колірні стимули

Три колірних стимули, на яких базується триколірна колориметрична система.

Примітка 1. Дані колірні стимули можуть бути або реальними колірними стимулами, або теоретичними, котрі визначаються лінійною комбінацією реальних колірних стимулів; величини кожного з цих трьох стандартних (основних) колірних стимулів виражається або в фотометричних, або в енергетичних одиницях, або в більш загальному вигляді – за допомогою визначень співвідношень між цими величинами, або встановленням того факту, що адитивне мішення цих трьох колірних стимулів урівнює за кольором певний ахроматичний стимул.

Примітка 2. В стандартних колориметричних системах CIE стандартні колірні стимули позначаються символами [X], [Y], [Z] і [X₁₀], [Y₁₀], [Z₁₀].

en reference colour stimuli

fr stimulus de couleur de référence

de Primärvalenzen

ru стандартные цветовые стимулы

845-03-22 координати кольору (колірного стимулу)

Кількості трьох стандартних (основних) колірних стимулів в даній триколірній колориметричній системі, які необхідні для урівнювання за кольором зі стимулом, що розглядається.

Примітка. В стандартних колориметричних системах CIE координати кольору позначаються символами X, Y, Z і X₁₀, Y₁₀, Z₁₀.

en tristimulus values (of a colour stimulus)

fr composantes trichromatique (d'un stimulus de couleur)

de Farbwerte (einer Farbvalenz)

ru координаты цвета (цветового стимула)

845-03-23 функції урівнювання; функції додавання (триколірної колориметричної системи)

Значення координат кольору монохроматичних стимулів з однаковими променевими енергіями.

Примітка 1. Три значення координат кольору відповідно з трьох сукупностей функцій урівнювання (додавання) на даних довжинах хвиль називаються **коефіцієнтами урівнювання (додавання)** (colour-matching coefficients), колишня назва – спектральні координати кольору (spectral tristimulus value).

Примітка 2. Функції урівнювання (додавання) можна використовувати для обчислення координат кольору колірною стимулу за функцією ($\varphi_\lambda(\lambda)$) їхніх колірних стимулів. (Див. публікацію CIE 15).

Примітка 3. В стандартних колориметричних системах CIE функції урівнювання (додавання) позначають символами $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$, $\bar{x}_{10}(\lambda)$, $\bar{y}_{10}(\lambda)$, $\bar{z}_{10}(\lambda)$

Примітка 4. В українській (і російській) колориметричній практиці в цьому терміні замість слова "урівнювання" ("уравнивание") іноді застосовується слово "додавання" ("сложение").

en colour-matching functions (of a trichromatic system)

fr fonctions colorimétriques (d'un système trichromatique)

de Spektralwertfunktionen (eines trichromatischen Systems)

ru функции сложения (трехцветная колориметрической системы)

845-03-24 колірне рівняння

Алгебраїчне або векторне представлення урівнювання двох колірних стимулів, з яких, зокрема, один може мети адитивним мішанням трьох еталонних (основних) колірних стимулів.

Наприклад: $C[C] \equiv X[X] + Y[Y] + Z[Z]$

Примітка. Знак " \equiv " означає урівняність за кольором і читається "урівняний (з)"; символи поза дужками показують кількості колірних стимулів, позначених символами в дужках; отже, $C[C]$ означає C одиниць стимула $[C]$; знак "+" означає адитивне мішання колірних стимулів.

В такому рівнянні знак "-" означатиме, що колірний стимул при мішанні кольорів додається до інших стимулів в протилежній (лівій) частині рівняння.

en colour equation
fr équation chromatique
de Farbabgleichung
ru цветное уравнение

845-03-25 колірний простір

Простір, зазвичай тривимірний, для геометричного представлення кольорів.

en colour space
fr espace chromatique
de Farbenraum
ru цветное пространство

845-03-26 колірне тіло

Частина колірного простору, що містить кольори довколишніх світних поверхонь.

en colour solid
fr solide des couleurs
de Farbkörper
ru цветное тело

845-03-27 атлас кольорів

Набір колірних зразків, систематизованих і позначених у відповідності до певних правил.

en colour atlas
Fr atlas des couleurs
de Farbatlas; Farbenkarte
ru атлас цветов

845-03-28 стандартна колориметрична система СІЕ 1931 р. (X Y Z)

Система визначення координат кольору випромінення з будь-яким спектральним розподілом інтенсивності, яка використовує набір стандартних колірних стимулів $[X]$, $[Y]$, $[Z]$ і три функції урівнювання (додавання) СІЕ $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$, які були прийняті СІЕ в 1931 р. (Див. публікацію СІЕ №15).

Примітка 1. Функція $\bar{y}(\lambda)$ ідентична функції $V(\lambda)$ тому координати кольору Y пропорційні яскравостям.

Примітка 2. Ця стандартна колориметрична система може застосовуватися до полів спостереження з кутовими розмірами між 1° і 4° (між 0,017 і 0,070 рад).

en CIE 1931 standard colorimetric system (X Y Z)
fr système de référence colorimétrique (X Y Z)
de CIE-Normvalenzsystem 1931 (X Y Z)

ru стандартная колориметрическая система CIE 1931 г. (X Y Z)

845-03-29 додаткова стандартна колориметрична система CIE 1964 р. (X_{10} Y_{10} Z_{10})

Система визначення координат кольору випромінення з будь-яким спектральним розподілом інтенсивності за допомогою використання набору стандартних (основних) колірних стимулів [X_{10}], [Y_{10}], [Z_{10}] і трьох функцій урівнювання (додавання) CIE $\bar{x}_{10}(\lambda)$, $\bar{y}_{10}(\lambda)$, $\bar{z}_{10}(\lambda)$, які були прийняті в 1964 р. (Див. публікацію CIE №15).

Примітка 1. Ця стандартна колориметрична система може застосовуватися до полів спостереження з кутовими розмірами більшими 4° (0,07 рад).

Примітка 2. Всі позначення, які в цій системі представляють колориметричні величини, супроводжуються порядковим індексом "10".

Примітка 3. Величина Y_{10} пропорційна яскравості.

en CIE 1964 supplementary standard colorimetric system (X_{10} Y_{10} Z_{10})

fr système de référence colorimétrique supplémentaire CIE 1964 (X_{10} Y_{10} Z_{10})

de 10° -CIE-Normvalenzsystem; CIE-Großfeld-Normvalenzsystem 1964 (X_{10} Y_{10} Z_{10})

ru дополнительная стандартная колориметрическая система CIE 1931 г (X_{10} Y_{10} Z_{10})

845-03-30 функції урівнювання (додавання) CIE

Функції $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$ в стандартній колориметричній системі CIE 1931 р., або функції $\bar{x}_{10}(\lambda)$, $\bar{y}_{10}(\lambda)$, $\bar{z}_{10}(\lambda)$ в додатковій стандартній колориметричній системі CIE 1964 р. (Див. публікацію CIE №15).

en CIE colour-matching functions

fr fonctions colorimétriques CIE

de CIE-Normspektralwertfunktionen

ru функция сложения CIE

845-03-31 стандартний колориметричний спостерігач CIE 1931 р.

Ідеальний спостерігач, прийнятий CIE в 1931 р., колориметричні властивості якого відповідають функціям урівнювання (додавання) CIE $\bar{x}(\lambda)$, $\bar{y}(\lambda)$, $\bar{z}(\lambda)$.

en CIE 1931 standard colorimetric observer

fr observateur de référence colorimétriques CIE 1931

de farbmeßtechnischer Normalbeobachter CIE 1931

ru стандартный колориметрический наблюдатель CIE 1931г.

845-03-32 додатковий колориметричний спостерігач CIE 1964 р.

Ідеальний спостерігач, прийнятий CIE в 1964 р., колориметричні властивості якого відповідають функціям урівнювання (додавання) МКО $\bar{x}_{10}(\lambda)$, $\bar{y}_{10}(\lambda)$, $\bar{z}_{10}(\lambda)$.

en CIE 1964 supplementary standard colorimetric observer

fr observateur de référence colorimétriques supplémentaire CIE 1964

de farbmeßtechnischer 10° -oder Großfeld-Normalbeobachter CIE 1964

ru дополнительный колориметрический наблюдатель CIE 1964г.

D Колірність

845-03-33 координати колірності

Відношення кожної з трьох координат кольору до їх суми.

Примітка 1. Оскільки сума трьох координат колірності дорівнює одиниці, то для визначення колірності достатньо двох координат колірності.

Примітка 2. В стандартних колориметричних системах СІЕ координати колірності позначаються символами x , y , z і x_{10} , y_{10} , z_{10} .
en chromaticity coordinates
fr coordonnées trichromatique
de Farbwertanteile
ru координаты цветности

845-03-34 колірність

Властивість колірного стимула, яка визначається його координатами колірності, або його домінуючою або доповнювальною довжиною хвилі і чистотою світла.
en chromaticity
fr chromaticité
de Farbart
ru цветность

845-03-35 колірний графік

Площина діаграми, на якій точки, що визначаються координатами колірності, однозначно представляють колірний стимул.
Примітка. В стандартній колориметричній системі СІЕ для одержання графіка колірностей з осями x і y , зазвичай за y приймають вісь ординат, а за x – вісь абсцис.
en chromaticity diagram
fr diagramme de chromaticité
de Farbtafel
ru цветовой график

845-03-36 спектральні координати колірності $x(\lambda)$, $y(\lambda)$, $z(\lambda)$ відповідно $x_{10}(\lambda)$, $y_{10}(\lambda)$, $z_{10}(\lambda)$

Координати колірності монохроматичних символів.
en spectral chromaticity coordinates $x(\lambda)$, $y(\lambda)$, $z(\lambda)$ resp. $x_{10}(\lambda)$, $y_{10}(\lambda)$, $z_{10}(\lambda)$
fr coordonnées trichromatiques spectrales $x(\lambda)$, $y(\lambda)$, $z(\lambda)$ resp. $x_{10}(\lambda)$, $y_{10}(\lambda)$, $z_{10}(\lambda)$
de Spektralwertanteile $x(\lambda)$, $y(\lambda)$, $z(\lambda)$ bzw $x_{10}(\lambda)$, $y_{10}(\lambda)$, $z_{10}(\lambda)$
ru спектральные координаты цветности $x(\lambda)$, $y(\lambda)$, $z(\lambda)$ соотв. $x_{10}(\lambda)$, $y_{10}(\lambda)$, $z_{10}(\lambda)$

845-03-37 лінія (поверхня) спектральних кольорів

Геометричне місце точок на колірному графіку або у тривимірному колірному просторі, яке представляє монохроматичні стимули.
Примітка. В тривимірному просторі це геометричне місце точок являє собою конус, який німецькою мовою називається "Spektralkegel" ("спектральний конус"), або з урахуванням векторів, які представляють площину пурпурних кольорів – "Farbtüte".
en spectrum locus
fr lieu spectral
de Spektralfarbenzug
ru линия спектральных цветностей (поверхность спектральных цветов)

845-03-38 пурпурний стимул

Стимул, що представляється на колірному графіку точкою, яка лежить в границях трикутника, що визначається точкою, яка представляє певний ахроматичний стимул, і кінцями двох ліній спектральних колірностей, які наближено відповідають довжинам хвиль 380 нм і 780 нм.
en purple stimulus
fr stimulus pourpre

de Purpurfarben
ru пурпурный стимул

845-03-39 лінія (площина) пурпурних кольорів

Лінія на колірному графіку або плоска поверхня в тривимірному колірному просторі, яка представляє адитивне мішання монохроматичних стимулів з довжинами хвиль, близькими до 380 нм і 780 нм.

en purple boundary
fr limite des pourpres
de Purpurlinie; Purpurgerade
ru линия пурпурных цветов (плоскость пурпурных цветов)

845-03-40 оптимальний колірний стимул

Колірні стимули об'єктів, які відповідають об'єктам, чії коефіцієнти яскравості мають найбільш можливі значення при всіх колірностях, коли їх коефіцієнти спектральної яскравості не перевищують одиниці для всіх довжин хвиль.

Примітка 1. Ці стимули відповідають взагалі об'єктам, чії коефіцієнти спектральної яскравості мають значення або одиниці, або нуля з не більш, ніж двома переходами між ними.

Примітка 2. Коефіцієнти яскравості і координати колірності цих стимулів визначають межі колірного тіла, яке відповідає несамосвітним об'єктам.

Примітка 3. При заданому коефіцієнті яскравості ці колірні стимули визначають максимально можливу чистоту кольору несамосвітних об'єктів.

en optimal colour stimuli
fr stimulus de couleur optimaux
de Optimalfarben
ru оптимальный цветовой стимул

845-03-41 лінія чорного тіла

Лінія на колірному графіку, яка представляє колірності чорного тіла за різних температур.

en Planckian locus
fr lieu des corps noirs
de Planckscher Kurvenzug
ru линия чёрного тела

845-03-42 область денного світла

Геометричне місце точок на колірному графіку, яке представляє колірності фаз денного світла за різних корельованих температур.

en daylight locus
fr lieu des lumières du jour
de Tageslichtkurvenzug
ru область дневного света

845-03-43 аліхна

Поверхня в тривимірному просторі, яка представляє геометричне місце точок колірних стимулів нульової яскравості.

Примітка. Ця поверхня проходить через початок координат. Вона перетинає колірну діаграму по прямій, яка також називається аліхною; ця лінія повністю лежить поза областю колірностей, обмеженою лінією спектральних колірностей і лінією пурпурних кольорів.

en alychne
fr alychne

de Alychne
ru алихна

845-03-44 домінуюча довжина хвилі (колірних стимулів) (λ_d)

Довжина хвилі монохроматичного стимулу, який при адитивному мішанні в належному співвідношенні зі стандартним ахроматичним стимулом урівнює за кольором стимул, який розглядається.

Примітка. Для пурпурних кольорів домінуюча довжина хвилі замінюється доповнювальною довжиною хвилі.

en dominant wavelength (of a colour stimulus) (λ_d)
fr longueur d'onde dominante (d'un stimulus de couleur) (λ_d)
de bunttongleiche Wellenlänge (eines Farbreizes) (λ_d)
ru доминирующая длина волны (цветовой стимулов) (λ_d)

845-03-45 доповнювальна довжина хвилі (колірних стимулів) (λ_c)

Довжина хвилі монохроматичного стимулу, який при адитивному мішанні в належному співвідношенні зі стимулом, який розглядається, урівнює його за кольором зі стандартним ахроматичним стимулом.

en complementary wavelength (of a colour stimulus) (λ_c)
fr longueur d'onde complémentaire (d'un stimulus de couleur) (λ_c)
de kompensative Wellenlänge (eines Farbreizes) (λ_c)
ru дополнительная длина волны (цветовых стимулов) (λ_c)

845-03-46 чистота (колірного стимулу)

Кількісне співвідношення монохроматичного і стандартного ахроматичного стимулів, при якому їх адитивне мішання урівнює за кольором стимул, який розглядається.

Примітка 1. Для пурпурних стимулів монохроматичний стимул замінюється стимулом, колірність якого представляється точкою на лінії пурпурових кольорів.

Примітка 2. Співвідношення можуть вимірюватися різними способами (див. 845-03-47 і 48).

en purity (of a colour stimulus)
fr pureté (d'un stimulus de couleur)
de (eines Farbreizes)
ru чистота (цветового стимула)

845-03-47 колориметрична чистота [p_c]

Величина, яка визначається відношенням

$$p_c = L_d / (L_n + L_d),$$

де L_d і L_n – відповідно яскравості монохроматичного і стандартного ахроматичного колірних стимулів, які при адитивному мішанні урівнюють за кольором колірний стимул, який розглядається.

Примітка 1. Для пурпурних колірних стимулів див. примітку 1 до 845-03-46.

Примітка 2. В стандартній колориметричній системі СІЕ 1931 р. колориметрична чистота кольору P_c виражається через умовну чистоту кольору P_e за допомогою рівняння $p_c = p_e u_d / u$, де u_d і u – відповідно координати колірності монохроматичного стимулу і стимулу, який розглядається.

Примітка 3. В додатковій стандартній колориметричній системі СІЕ 1964 р. колориметрична чистота кольору $p_{c,10}$ визначається відношенням, наданим в примітці 2, але з використанням відповідно величин $P_{e,10}$, $u_{d,10}$, u_{10} замість p_e , u_d , u .

en colorimetric purity [p_c]
fr pureté colorimétrique [p_c]
de spektraler Leuchtdichteanteil [p_c]
ru колориметрическая чистота [p_c]

845-03-48 умовна чистота кольору [p_e]

Величина, яка визначається відношенням двох колірних відрізків NC і ND на колірних графіках стандартних колориметричних систем CIE 1931 р. і 1964 р.; при цьому перший відрізок відкладається між точкою С, яка представляє стимул, що розглядається, і точкою N, що представляє стандартний ахроматичний стимул, а другий відрізок - між точкою N і точкою D, яка на лінії спектральних колірностей представляє домінуючу довжину хвилі стимулу, який розглядається. Це визначення дає такі вирази:

$$p_e = \frac{y - y_n}{y_d - y_n} \text{ або } p_e = \frac{x - x_n}{x_d - x_n},$$

де (x, y) , (x_n, y_n) , (x_d, y_d) - координати колірності відповідно точок С, N і D.

Примітка 1. Для пурпурових колірних стимулів див. примітку 1 до 845-03-46.

Примітка 2. Формули з x і y еквівалентні, але більша точність дається формулою з більшим чисельником.

Примітка 3. Умовна чистота p_e співвідноситься з колориметричною чистотою p_c за рівнянням: $p_e = p_c y / y_d$
en excitation purity [p_e]

fr pureté d'excitation [p_e]

de spektraler Farbanteil [p_e]

ru условная чистота света [p_e]

845-03-49 колірна температура (T_c)

Температура чорного тіла (випромінювача Планка), за якої його випромінення має ту ж саму колірність, що і стимул, який розглядається.

Одиниця: К

Примітка. Використовується також **обернена колірна температура**, одиниця вимірювань K^{-1} .

en colour temperature (T_c)

fr température de couleur (T_c)

de Farbtemperatur (T_c)

ru цветовая температура (T_c)

845-03-50 корельована колірна температура (T_{cp})

Температура чорного тіла (випромінювача Планка), сприйманий колір якого є найбільш тотожний до кольору даного стимулу при тій самій світлоті і тих самих стандартних умовах спостереження.

Одиниця : К

Примітка 1. Рекомендованим способом визначення корельованої колірної температури є знаходження на колірному графіку температури, якій відповідає точка перетину лінії чорного тіла (випромінювача Планка) з ізотермою, яка містить точку, що представляє стимул, який розглядається (Див. публікацію CIE №15).

Примітка 2. **Обернена корельована колірна температура** застосовується частіше, ніж обернена колірна температура.

en correlated colour temperature (T_{cp})

fr température de couleur proximale (T_{cp})

de ähnlichste Farbtemperatur (T_{cp})

ru коррелированная цветовая температура (T_{cp})

Е Рівноконтрасні колірні простори

845-03-51 рівноконтрасний колірний простір

Колірний простір, в якому однакові відрізки представляють однакові різниці кольорів при пороговому або понадпороговому сприйманні.

en uniform colour space
 fr espace chromatique uniforme
 de gleichförmiger Farbenraum
 ru равноконтрастное цветовое пространство

845-03-52 рівноконтрасний колірний графік

Двовимірний колірний графік, система координат якого вибрана таким чином, щоб на всьому цьому графіку відрізки як можна точніше представляли однакові ступені відрізнення кольорів колірних стимулів однакової яскравості.

en uniform-chromaticity-scale diagram; UCS diagram
 fr diagramme de chromaticité uniforme
 de gleichförmige Farbtafel; UCS-Farbtafel
 ru равноконтрастный цветовой график

845-03-53 рівноконтрасний колірний графік СІЕ 1976 р.

Рівноконтрасний колірний графік, побудований в прямокутній системі координат (u', v') , які за кількісно визначаються за формулами (1):

$$(1) \quad \begin{cases} u' = \frac{4X}{X + 15Y + 3Z} = \frac{4x}{-2x + 12y + 3} \\ v' = \frac{9Y}{X + 15Y + 3Z} = \frac{9y}{-2x + 12y + 3} \end{cases}$$

де X, Y, Z - координати кольору в стандартних колориметричних системах СІЕ 1931 р. і 1964 р., а x, y - відповідні координати колірності стимулу, який розглядається.

Примітка. Цей графік є модернізацією і заміною рівноконтрастного колірного графіка СІЕ 1960 р., побудованого в прямокутній системі координат (u, v) . Співвідношеннями між двома парами координат є:

$$u' = u; v' = 1,5v.$$

en CIE 1976 uniform-chromaticity-scale diagram; CIE 1976 UCS diagram
 fr diagramme de chromaticité uniforme CIE 1976
 de empfindungsgemäß gleichabstandige Farbtafel CIE 1976, UCS-Farbtafel CIE 1976
 ru равноконтрастный цветовой график CIE 1976 г.

845-03-54 колірний простір СІЕ 1976 р. $L^* u^* v^*$

Тривимірний наближено рівноконтрастний колірний простір, побудований в прямокутній системі координат $(L^* u^* v^*)$, які кількісно визначаються за формулами (2):

$$(2) \quad \begin{cases} L^* = 116 (Y / Y_n)^{1/3} - 16 & Y / Y_n > 0,008856 \\ u^* = 13 L^* (u' - u'_n) \\ v^* = 13 L^* (v' - v'_n) \end{cases}$$

де Y, u', v' описують колірний стимул, який розглядається, і Y_n, u'_n, v'_n описують стандартний (основний) білий ахроматичний стимул (Див. публікацію СІЕ №15).

Примітка. Наближені значення коефіцієнта яскравості, насиченості, хроми і колірного тону можна обчислити за такими формулами:

коефіцієнт яскравості

u, v СІЕ 1976 р.

$$L^* = 116(Y / Y_n)^{1/3} - 16 \quad Y / Y_n > 0,008856$$

насиченість

u, v СІЕ 1976 р.

$$s_{uv} = 13 \left[(u' - u'_n)^2 + (v' - v'_n)^2 \right]^{1/2}$$

хрома

u, v CIE 1976 p.

$$C_{uv}^* = (u^{*2} + v^{*2})^{1/2} = L^* s_{uv}$$

колірний тон

u, v CIE 1976 p.

$$h_{uv} = \arctg[(v' - v'_n)/(u' - u'_n)] = \arctg(v^*/u^*)$$

(Див. публікацію CIE №15.2)

en CIE 1976 $L^* u^* v^*$ - colour space; CIELUV colour space

fr espace chromatique $L^* u^* v^*$ CIE 1976; espace chromatique CIELUV

de $L^* u^* v^*$ - Farbenraum CIE 1976; CIELUV- Farbenraum

ru цветовое пространство CIE 1976 г.

845-03-55 різниця кольорів CIE 1976 p. $L^* u^* v^*$ $[\Delta E_{uv}^*]$

Різниця між двома колірними стимулами, яка визначається евклідовою відстанню між точками, що представляють їх в просторі $L^* u^* v^*$ і обчислюється за формулою (3):

$$(3) \quad \Delta E_{uv}^* = [(\Delta L^*)^2 + (\Delta u^*)^2 + (\Delta v^*)^2]^{1/2}$$

Примітка. Різницю колірних тонів CIE 1976 p. u, v можна обчислити за формулою:

$$\Delta H_{uv}^* = [(\Delta E_{uv}^*)^2 - (\Delta L^*)^2 - (\Delta C_{uv}^*)^2]^{1/2}$$

(Див. публікацію CIE №15.2).

en CIE 1976 $L^* u^* v^*$ - colour difference; CIELUV colour space difference $[\Delta E_{uv}^*]$

fr différence de couleur $L^* u^* v^*$ CIE 1976; différence de couleur CIELUV $[\Delta E_{uv}^*]$

de $L^* u^* v^*$ - Farbabstand CIE 1976; CIELUV-Farbabstand $[\Delta E_{uv}^*]$

ru разность цветов CIE 1976 г. $[\Delta E_{uv}^*]$

845-03-56 колірний простір CIE 1976 p. $L^* a^* b^*$

Тривимірний наближено рівноконтрастний колірний простір, побудований в прямокутній системі координат (L^*, a^*, b^*) , які кількісно визначаються за формулами (4):

$$(4) \quad \left. \begin{array}{l} L^* = 116(Y/Y_n)^{1/3} - 16 \\ a^* = 500[(X/X_n)^{1/3} - (Y/Y_n)^{1/3}] \\ b^* = 200[(Y/Y_n)^{1/3} - (Z/Z_n)^{1/3}] \end{array} \right\} \begin{array}{l} Y/Y_n \\ X/X_n \\ Z/Z_n \end{array} > 0,008856$$

де X, Y, Z описують колірний стимул, який розглядається, і X_n, Y_n, Z_n описують стандартний білий ахроматичний стимул (Див. публікацію CIE №15.2).

Примітка. Наближені значення коефіцієнта яскравості, хроми і колірного тону можна обчислити за такими формулами:

коефіцієнт яскравості

a, b CIE 1976 p.

$$L^* = 116(Y/Y_n)^{1/3} - 16 \quad Y/Y_n > 0,008856$$

хрома

a, b CIE 1976 p.

$$C_{ab}^* = (a^{*2} + b^{*2})^{1/2}$$

колірний тон

a, b CIE 1976 p.

$$h_{ab} = \arctg(b^*/a^*)$$

(Див. публікацію CIE №15.2).

en CIE 1976 $L^* a^* b^*$ - colour space; CIELAB colour space

fr espace chromatique $L^* a^* b^*$ CIE 1976; espace chromatique CIELAB

de $L^* a^* b^*$ - Farbenraum CIE 1976; CIELAB- Farbenraum

ru цветовое пространство CIE 1976 г.

845-03-57 різниця кольорів CIE 1976 р. $L^* a^* b^*$ (ΔE_{ab}^*)

Різниця між двома колірними стимулами, яка визначається евклідовою відстанню між точками, що представляють їх в просторі $L^* a^* b^*$, і обчислюється за формулою (5):

$$(5) \quad \Delta E_{ab}^* = \left[(\Delta L^*)^2 + (\Delta a^*)^2 + (\Delta b^*)^2 \right]^{1/2}$$

Примітка. Різницю колірних тонів CIE 1976 р. a, b можна обчислити за формулою:

$$\Delta H_{ab}^* = \left[(\Delta E_{ab}^*)^2 - (\Delta L^*)^2 - (\Delta C_{ab}^*)^2 \right]^{1/2}$$

(Див. публікацію CIE №15.2).

en CIE 1976 $L^* a^* b^*$ - colour difference; CIELAB colour space difference (ΔE_{ab}^*)

fr différence de couleur $L^* a^* b^*$ CIE 1976; différence de couleur CIELAB (ΔE_{ab}^*)

de $L^* a^* b^*$ - Farbabstand CIE 1976; CIELUV-Farbabstand (ΔE_{ab}^*)

ru разность цветовых тонов CIE 1976 г. $L^* a^* b^*$ (ΔE_{ab}^*)

РОЗДІЛ 845-05 – РАДІОМЕТРИЯ, ФОТОМЕТРИЯ, КОЛОРИМЕТРИЯ, ФІЗИЧНІ ПРИЙМАЧІ

A Основні терміни і прилади

845-05-01 первинний фотометричний еталон

Пристрій, призначений для відтворення основної фотометричної одиниці (кандели).

en primary photometric standard

fr étalon photométrique primaire

de photometrisches Primärnormal

ru первичный фотометричный эталон

845-05-02 вторинний фотометричний еталон

Джерело світла або фотометр, який калібрується шляхом прямого порівняння з первинним фотометричним еталоном.

en secondary photometric standard

fr étalon photométrique secondaire

de photometrisches Sekundärnormal

ru вторичный фотометричный эталон

845-05-03 робочий фотометричний еталон

Джерело світла або фотометр, призначений для поточних вимірювань і відкалібрований шляхом порівняння з вторинним фотометричним еталоном.

en working photometric standard

fr étalon photométrique de travail

de photometrisches Arbeitsnormal

ru рабочий фотометричный эталон

845-05-04 лампа порівняння

Джерело світла, яке має постійну, але не обов'язково відому силу світла (або світловий потік,

або яскравість), з яким по чергову порівнюють еталонне і випробуване джерело світла.

en comparison lamp
fr lampe tare
de Vergleichslampe
ru лампа сравнения

845-05-05 радіометрія

Вимірювання величин, пов'язаних з енергією випромінення.

Примітка. Див. примітку до 845-05-09

en radiometry
fr radiométrie
de Radiometrie
ru радиометрия

845-05-06 радіометр

Прилад, призначений для вимірювань радіометричних величин.

en radiometer
fr radiomètre
de Radiometer
ru радиометр

845-05-07 спектрорадіометр

Прилад, призначений для вимірювань радіометричних величин в вузьких інтервалах довжин хвиль певного спектрального діапазону

en spectroradiometer
fr spectroradiomètre
de Spektralradiometer
ru спектрорадиометрия

845-05-08 спектрофотометр

Прилад, призначений для вимірювань світлових величин в вузьких інтервалах довжин хвиль певного спектрального діапазону

en spectrophotometer
fr spectrophotomètre
de Spektralphotometer
ru спектрофотометр

845-05-09 фотометрія

Вимірювання величин, які характеризують випромінення згідно з певною функцією відповідної спектральної світлової інтенсивності $V(\lambda)$ або $V'(\lambda)$.

Примітка. В українській практиці і інших мовах термін „фотометрія” також часто застосовується в більш поширеному сенсі – як наука про вимірювання параметрів оптичного випромінення (радіометрія).

en photometry
fr photométrie
de Photometrie
ru фотометрия

845-05-10 колориметрія

Вимірювання кольорних параметрів, яке виконується за системою встановлених методик.

en colorimetry
fr colorimétrie
de Farbmessung

ru колориметрия

845-05-11 візуальна фотометрія

Фотометрія, в якій око використовується для виконання кількісних порівнювань світлових стимулів.

en visual photometry

fr photométrie visuelle

de visuelle Photometrie

ru визуальная фотометрия

845-05-12 візуальна колориметрія

Колориметрія, в якій око використовується для виконання кількісних порівнювань колірних стимулів.

en visual colorimetry

fr colorimétrie visuelle

de visuelle Farbmessung

ru визуальная колориметрия

845-05-13 фізична фотометрія

Фотометрія, в якій для проведення вимірювань використовуються фізичні приймачі.

en physical photometry

fr photométrie physique

de physikalische Photometrie

ru физическая фотометрия

845-05-14 фізична колориметрія

Колориметрія, в якій для проведення вимірювань використовуються фізичні приймачі.

en physical colorimetry

fr colorimétrie physique

de physikalische Farbmessung

ru физическая колориметрия

845-05-15 фотометр

Прилад для вимірювань світлових параметрів.

en photometer

fr photomètre

de Photometer

ru фотометр

845-05-16 люксометр

Прилад для вимірювань освітленості.

en illuminance meter

fr luxmètre

de Luxmeter

ru люксометр

845-05-17 яскравомір

Прилад для вимірювань яскравості.

en luminance meter

fr luminancemètre

de Leuchtdichtemesser

ru яркометр

845-05-18 колориметр

Прилад для вимірювань колірних параметрів, таких як координати кольору колірного стимулу.
en colorimeter
fr colorimètre
de Farbmeßgerät
ru колориметр

845-05-19 миготливий фотометр

Візуальний фотометр, в кому спостерігач бачить або не розділене поле, яке освілюється послідовно, або два суміжних поля, які освітлюються по чергово двома порівнюваними джерелами, при цьому частота чергувань умовно вибирається вищою за частоту зливання кольорів, але нижчою за частоту зливання світлот даних колірних стимулів.
en flicker photometer
fr photomètre à papillotement
de Flimmerphotometer
ru мигающий фотометр

845-05-20 фотометр порівнювання світлот

Візуальний фотометр, в кому частини поля порівняння спостерігаються одночасно і урівнюються за світлою.
en equality of brightness photometer
fr photomètre à égalisation de luminosité
de Gleichheitsphotometer
ru фотометр сравнения светлот

845-05-21 фотометр порівнювання контрастів

Візуальний фотометр, в кому частини поля порівняння спостерігаються одночасно і урівнюються за контрастом.
en equality of contrast photometer
fr photomètre à à égalisation de contraste
de Kontrastphotometer
ru фотометр сравнения контрастов

845-05-22 гоніофотометр

Фотометр для вимірювання розподілених за напрямками світлових параметрів джерел світла, світильників, середовищ або поверхонь.
en goniophotometer
fr goniophotomètre
de Goniophotometer
ru гониофотометр

845-05-23 гоніорадіометр

Радометр для вимірювання розподілених за напрямками радіометричних параметрів джерел випромінювання, опромінювачів, середовищ або поверхонь.
en goniometer
fr goniomètre
de Goniometer
ru гонииорадиометр

845-05-24 фотометрична куля (сфера); куля (сфера) Ульбрихта

Порожниста куля, внутрішня поверхня якої в більшості випадків є практично неселективним

дифузним відбивачем.

Примітка. Ця куля використовується як складова частина радіометра або фотометра.

en integrating sphere; Uldricht sphere
fr sphère d'Uldricht; sphère intégrante
de Ulbrichtsche Kugel
ru фотометрический шар; шар Ульбрихта

845-05-25 інтегруючий фотометр

Фотометр для вимірювання світлового потоку і зазвичай такий, що включає в себе фотометричну кулю.

en integrating photometer
fr lumenmètre
de Lichtstrommeßgerät
ru интегрирующий фотометр

845-05-26 рефлектометр

Прилад для вимірювання величин, пов'язаних з відбиванням.

en reflectometer
fr réflectomètre
de Reflektometer
ru рефлектометр

845-05-27 денсиметр

Фотометр для вимірювання оптичної густини коефіцієнтів пропускання і відбивання.

en densitometer
fr densitomètre
de Densitometer
ru денсиметр

845-05-28 променевий експозиметр

Прилад для вимірювання опромінювальної експозиції.

en radian exposure meter
fr
de Bestahlungsmesser
ru лучевой экспозиметр экспонометр

845-05-29 експонометр

Пристрій для визначення правильних установок в фотоапараті діафрагми, витримки тощо.

en exposure meter
fr posemètre
de Belichtungsmesser
ru експонометр

845-05-30 глянецмір

Прилад для вимірювання різних світлових параметрів поверхонь, які дають глянець.

en glossmeter
fr luisanmètre
de Glanzmesser
ru глянецметр

В Фізичні приймачі оптичного випромінювання

В.1 Терміни щодо приймачів

845-05-31 селективний приймач (оптичного випромінення)

Приймач оптичного випромінення, спектральна чутливість якого відповідно змінюється з довжиною хвилі в спектральному діапазоні, який розглядається.

en selective detectors (of optical radiation)

fr récepteur sélectif (de rayonnement optique)

de selektiver Empfänger (optischer Strahlung)

ru селективный приёмник (оптического излучения)

845-05-32 неселективний приймач (оптичного випромінення)

Приймач оптичного випромінення, спектральна чутливість якого не залежить від довжини хвилі в спектральному діапазоні, який розглядається.

en non-selective detectors (of optical radiation)

fr récepteur non sélectif (de rayonnement optique)

de aselektiver Empfänger (optischer Strahlung)

ru неселективный приёмник (оптического излучения)

845-05-33 фотоелектронний приймач

Приймач оптичного випромінення, в якому використовується взаємодія випромінення з речовиною, яка призводить до поглинання фотонів з наступним вивільненням електронів із атомів, що створює електричний потенціал або струм, або зміну електричного опору, виключаючи електричні явища, які приводять до зміни температури.

en photoelectric detector

fr récepteur photoélectrique

de photoelektronischer Empfänger

ru фотоэлектрический приёмник

845-05-34 фотоелемент

Фотоелектронний приймач, в якому використовується емісія електронів, викликана оптичним випроміненням (фотоемісія; фотоелектронна емісія).

en photoemissive cell; phototube

fr cellule photoémissive

de Photozelle

ru фотоэлемент

845-05-35 фотокатод

Металевий або напівпровідниковий шар, призначений для ефективною фотоемісії електронів, який використовується в фотоелектронних приймачах.

en photocathode

fr photocathode

de Photokathode

ru фотокатод

845-05-36 фотоелектронний помножувач (ФЕП)

Фотоелектричний приймач, в якому містяться фотокатод, анод та підсилювач потоку електронів і використовуються діоди вторинної емісії або канали між фотокатодом і анодом.

en photomultiplier

fr photomultiplicateur

de Photovervielfacher

ru фотоэлектронный умножитель (ФЭУ)

845-05-37 фоторезистор

Фотоелектронний пристрій, в якому використовується змінювання електропровідності внаслідок поглинання оптичного випромінювання.

en photoresistor; photoconductive cell
fr photorésistance; cellule photoconductrice
de Photowiderstand; Photoleiter
ru фоторезистор

845-05-38 вентильний фотоелемент

Фотоелектронний приймач, в якому використовується виникнення електрорушійної сили внаслідок поглинання оптичного випромінювання.

en photoelement; photovoltaic cell
fr photopile; cellule photovoltaïque
de Photoelement
ru вентильный фотоэлемент

845-05-39 фотодіод

Фотоелектронний приймач, в якому фотострум генерується за рахунок поглинання випромінювання поблизу р-п-переходу між двома напівпровідниками або поблизу розділу між напівпровідником і металом.

en photodiode
fr photodiode
de Photodiode
ru фотодиод

845-05-40 лавинний фотодіод

Фотодіод, який працює з таким зміщенням електрорушійної сили, що первинний струм зазнає підсилення через лавинний пробій на переході.

en avalanche photodiode
fr photodiode à avalanche
de Avalanche-Photodiode; Lawinen-Photodiode
ru лавинный фотодиод

845-05-41 фототранзистор

Фотоелектронний приймач з властивостями підсилювача, в якому використовуються напівпровідники, в яких фотоелектричний ефект відбувається поблизу подвійного р-п-переходу (р-п-р або п-р-п).

en phototransistor
fr phototransistor
de Phototransistor
ru фототранзистор

845-05-42 (неселективний) квантовий приймач

Приймач оптичного випромінювання, у якого квантовий к.к.д. не залежить від довжин хвилі на спектральному діапазоні, який розглядається.

Примітка. Фотолюмінісцентний матеріал, який має вихід фотолюмінісценції, що не залежить від довжини хвилі збудного випромінювання в широкому спектральному діапазоні, іноді називають **квантовим лічильником**.

en (non-selective) quantum detector
fr récepteur quantique (non sélectif)
de (aselektiver) Quantenempfänger
ru (неселективный) квантовый приёмник

845-05-43 лічильник фотонів

Прилад, який має фотоелектронний приймач і допоміжну електроніку, за допомогою якої можуть бути полічені електрони, емітовані з фотокатода.

en photon counter
fr compteur de photons
de Photonenzähler
ru счётчик фотонов

845-05-44 тепловий приймач (випромінення)

Приймач оптичного випромінення, фізичний принцип вимірювання якого будується на нагріванні тієї його частини, що поглинає випромінення.

en thermal detector of radiation; thermal (radiation) detector
fr récepteur thermique (de rayonnement)
de thermischer Strahlungsempfänger
ru тепловой приёмник (излучения)

845-05-45 абсолютний тепловий приймач (випромінення)

Тепловий приймач оптичного випромінення, який може безпосередньо порівнювати потік випромінення з електричною потужністю.

en absolute thermal detector; self-calibrating thermal detector
fr radiomètre absolu
de absoluter thermischer Empfänger; selbst-kalibrierender thermischer Empfänger
ru абсолютный тепловой приёмник (излучения)

845-05-46 термоперетворювач; термоелемент

Тепловий приймач оптичного випромінення, в якому електрорушійна сила, що виникає в поодинокому термоелектричному переході, використовується для вимірювання кількості теплоти, утвореної поглиненням випромінення.

Примітка. Термоелектричний перехід – місце спайки двох різнорідних металів.

en (radiation) thermocouple
fr couple thermoélectrique; thermocouple (pour la radiométrie)
de Strahlungsthermoelement
ru теплопреобразователь; теплоэлемент

845-05-47 термобатарея

Тепловий приймач оптичного випромінення, в якому електрорушійна сила, що виникає в кількох (з'єднаних послідовно) термоелектричних переходах, використовується для вимірювання кількості теплоти, утвореної поглиненням випромінення.

en (radiation) thermopile
fr thermopile; pile thermoélectrique (pour la radiométrie)
de Strahlungsthermosäule
ru термобатарея

845-05-48 болометр

Тепловий приймач оптичного випромінення, в якому нагрівання частини, що поглинає випромінення, викликає змінення її електричного опору.

en bolometer
fr bolomètre
de Bolometer
ru болометр

845-05-49 піроелектричний приймач

Тепловий приймач оптичного випромінення, в якому використовується часова міра спонтанної електричної поляризації або наведеної тривалої поляризації деяких діелектриків, викликаній зміною температури.

en pyroelectric detector

fr récepteur pyroélectrique

de pyroelektrischer Empfänger

ru пироэлектрический приёмник

V.2 Терміни щодо величин, які відносяться до приймачів

845-05-50 вхідна величина (приймача оптичного випромінення)

Радіометрична або фотометрична величина, для вимірювання або виявлення якої використовується приймач оптичного випромінення.

en input (for a detector of optical radiation)

fr excitation; grandeur d'entrée (d'un récepteur de rayonnement optique)

de Eingangsgröße (eines Empfängers optischer Strahlung)

ru входная величина (приёмника оптического излучения)

845-05-51 вихідна величина (приймача оптичного випромінення)

Фізична величина, як виробляється приймачем у відповідь на вхідну оптичну величину.

Примітка. Ця величина, зазвичай електрична, може бути, наприклад, електричним струмом, напругою або зміною опору; вихідна величина може бути хімічною, разі фотографічних плівок або в актинометрах, або механічною, як в приймачі Голея.

en output (for a detector of optical radiation)

fr réponse; grandeur de sortie (d'un récepteur de rayonnement optique)

de Ausgangsgröße (eines Empfängers optischer Strahlung)

ru выходная величина (приёмника оптического излучения)

845-05-52 фотострум (I_{ph} ; I_{ϕ})

Частина вихідного струму фотоелектричного приймача, викликана падаючим випроміненням.

Примітка. В раз фотопомножувачів треба відрізнати катодний фотострум і анодний фотострум.

en photocurrent

fr courant photoélectrique (I_{ph})

de Photostrom (I_{ph})

ru фототок (I_{ph})

845-05-53 темновий струм (I_o)

Вхідний струм фотоелектричного приймача або його катода у відсутності падаючого випромінення.

en dark current (I_o)

fr courant d'obscurité (I_o)

de Dunkelstrom (I_o)

ru темновой ток (I_o)

845-05-54 чутливість (приймача) [s]

Відношення вихідної величини Y приймача до її вхідної величини X

$$s=Y/X$$

Примітка. Якщо у відсутності вхідної величини вихідна величина є Y_o і при вхідній величині X вихідна величина є Y_1 , то чутливість приймача визначається за формулою:

$$s=(Y_1-Y_o)/X$$

en responsitivity; sensitivity [s]

fr sensibilité (d'un récepteur) [s]
de Empfindlichkeit (eines Empfängers) [s]
ru чувствительность (приёмника) [s]

845-05-55 відносна чутливість (приймача) [s_r]

Відношення чутливості $s(Z)$ при опроміненні приймача випроміненням Z до чутливості $s(N)$ при його опроміненні нормованим випроміненням N

$$s_r = s(Z)/s(N)$$

en relative responsivity; relative sensitivity [s_r]
fr sensibilité relative (d'un récepteur) [s_r]
de relative Empfindlichkeit (eines Empfängers) [s_r]
ru относительная чувствительность (приёмника) [s_r]

845-05-56 спектральна чутливість (приймача) [$s(\lambda)$]

Відношення прирощення $dY(\lambda)$ вихідної величини приймача до прирощення $dX_e(\lambda) = X_{e,\lambda}(\lambda) \cdot d\lambda$ монохроматичної вхідної величини на інтервалі довжин хвиль $d\lambda$ як функції довжини хвилі λ

$$s(\lambda) = \frac{dY(\lambda)}{dX_e(\lambda)}$$

en spectral responsivity; spectral sensitivity (of a detector) [$s(\lambda)$]
fr sensibilité spectrale (d'un récepteur) [$s(\lambda)$]
de spektrale Empfindlichkeit (eines Empfängers) [$s(\lambda)$]
ru спектральная чувствительность (приёмника) [$s(\lambda)$]

845-05-57 відносна спектральна чутливість (приймача) [$s_r(\lambda)$]

Відношення спектральної чутливості $s(\lambda)$ приймача на довжині хвилі λ до певним чином вибраного значення s_m

$$s_r(\lambda) = s(\lambda)/s_m$$

Примітка. Це вибране значення s_m може бути середнім, максимальним або довільно вибраним значенням спектральної чутливості $s(\lambda)$.

en relative spectral responsivity; relative spectral sensitivity (of a detector) [$s_r(\lambda)$]
fr sensibilité spectrale relative (d'un récepteur) [$s_r(\lambda)$]
de relative spektrale Empfindlichkeit (eines Empfängers) [$s_r(\lambda)$]
ru относительная спектральная чувствительность (приёмника) [$s_r(\lambda)$]

845-05-58 швидкість реагування (приймача)

Час, потрібний для зростання вихідної величини приймача до певної частини її остаточного значення після стрибкоподібної зміни установленної вхідної величини.

en resonance line (of a detector)
fr temps de réponse (d'un récepteur)
de Ansprechzeit (eines Empfängers)
ru скорость реакции (приёмника)

845-05-59 стала часу (приймача, у якого вихідна величина змінюється з часом за експоненціальним законом)

Час, потрібний для змінення вихідної величини приймача від її початкового значення до частини, що складає $(1-1/e)$ її остаточного значення, після стрибкоподібної зміни вхідної величини від одного установленного значення до іншого.

en time constant (of a detector whose output varies exponentially with time)
fr constante de temps (d'un récepteur dont la réponse varie exponentiellement avec le temps)
de Zeitkonstante (eines Empfängers, dessen Ausgangsgröße sich exponentiell mit der Zeit ändert)
ru постоянная времени (приёмника, у которого выходная величина изменяется со временем по

експоненціальному закону)

845-05-60 час зростання (у приймача)

Час, потрібний для зростання вихідної величини від меншої обумовленої частини до більшої обумовленої частини максимального її значення при миттєвій подачі установленної вхідної величини.

Примітка. Зазвичай розглядаються менша частина в 10% і більша – в 90%

en rise time (of a detector)

fr temps de montée; temps de croissance (d'un récepteur)

de Anstiegszeit (eines Empfängers)

ru время нарастания (у приёмника)

845-05-61 час спадання (у приймача)

Час, потрібний для зменшення вихідної величини від більшої обумовленої частини до меншої обумовленої частини максимального її значення при миттєвому припиненні подачі установленної вхідної величини.

Примітка. Зазвичай розглядаються більша частина в 90% і менша – в 10%

en fall time (of a detector)

fr temps de descente; temps de décroissance (d'un récepteur)

de Abfallzeit (eines Empfängers)

ru время спада (у приёмника)

845-05-62 шумовий еквівалент вхідної величини (приймача)

Значення вхідної величини приймача, який виробляє вихідну величину, що дорівнює середньоквадратичному значенню шумового сигналу на виході, для певної частоти і ширини смуги частот вимірювального приладу.

Примітка. Зазвичай розглядаються ширина смуги частот 1 Гц, і це значення й застосовується, якщо не обумовлено інше.

en noise equivalent input (of a detector)

fr excitation équivalente au bruit (d'un récepteur)

de rauschäquivalente Eingangsgröße (eines Empfängers)

ru шумовой эквивалент входной величины (приёмника)

845-05-63 шумовий еквівалент потужності (приймача) (Φ_m)

Термін, який надається шумовому еквіваленту вхідної величини, коли величиною, яку вимірює або виявляє приймач, є променевий потік.

en noise equivalent power; NEP (abbreviation) (of a detector) (Φ_m)

fr flux (énergétique) équivalente au bruit (d'un récepteur) (Φ_m)

de rauschäquivalente Leistung (eines Empfängers) (Φ_m)

ru шумовой эквивалент мощности (приёмника) (Φ_m)

845-05-64 шумовий еквівалент опроміненості (приймача) (E_m)

Термін, який надається шумовому еквіваленту вхідної величини, коли величиною, яку вимірює або виявляє приймач, є опроміненість.

en noise equivalent irradiance (of a detector) (E_m)

fr éclairissement (énergétique) équivalente au bruit (d'un récepteur) (E_m)

de rauschäquivalente Bestrahlungsstärke (eines Empfängers) (E_m)

ru шумовой эквивалент облученности (приёмника) (E_m)

845-05-65 чутливість виявлення (приймача) [D]

Величина, обернена до шумового еквіваленту потужності

$$D = \frac{1}{\Phi_m}$$

en detectivity (of a detector) [D]

fr détectivité(d'un récepteur) [D]
de Detektivität (eines Empfängers) [D]
ru чувствительность обнаружения [D]

845-05-66 нормалізована чутливість виявлення (приймача) [D*]

Чутливість виявлення, нормалізована з урахуванням двох важливих параметрів систем виявлення – площі A чутливого елемента приймача і ширини Δf смуги вимірюваних частот

$$D^* = D(A \cdot \Delta f)^{1/2} = \Phi_m^{-1}(A \cdot \Delta f)^{1/2}$$

Примітка. Цей підхід є правильним, тільки коли чутливість і шумовий вихідний сигнал не залежать від частоти на діапазоні, який розглядається, і шумовий еквівалент вхідної величини змінюється як корінь квадратний від площі чутливого елемента приймача, що не завжди виконується.

en normalized detectivity (of a detector) [D*]
fr détectivité spécifique; détectivité normée (d'un récepteur) [D*]
de normierte Detektivität (eines Empfängers) [D*]
ru нормализованная чувствительность обнаружения [D*]

845-05-67 квантова ефективність (приймача) (η)

Відношення числа елементарних актів (таких, як вивільнення електронів), які визначають вихідну величину приймача, до числа падаючих фотонів.

en quantum efficiency (of a detector) (η)
fr rendement quantique (d'un récepteur) (η)
de Quantenausbeute (eines Empfängers) (η)
ru квантовая эффективность (приёмника) (η)

Наукове видання

НАЗАРЕНКО Леонід Андрійович

СОРОКІН Віктор Михайлович

Основи радіометрії та фотометрії

Монографія

Відповідальний за випуск *О. М. Ляшенко*

Редактор *К. В. Дюкар, С. В. Тимошук*

Комп'ютерне верстання *Є. Г. Панова*

Дизайн обкладинки *І. П. Шелехов*

Підп. до друку 03.04.2012

Друк на ризографі

Зам. № 12/05-1

Формат 60x84/1/16

Ум. друк. арк. 18,0

Тираж 300 пр.

Видавець

Харківський національний університет міського господарства

імені О. М. Бекетова,

вул. Революції, 12, Харків, 61002

Електронна адреса: rectorat@kname.edu.ua

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи:

ДК № 4705 від 28.03.2014

Надруковано

ФОП О. П. Іранік,

пр. Героїв Сталінграда, 177, кв. 110

Електронна адреса: oiga-iranik@yandex.ua