

Міністерство вищої і середньої спеціальної освіти УРСР

**Київський орденна Леніна і орденна Жовтневої Революції
державний університет ім. Т. Г. Шевченка**

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ

до лабораторних робіт (розділ «Оптика»)

для студентів радіофізичного факультету

Київ КДУ 1991

Методические указания к лабораторным работам /раздел
"Оптика"/ для студентов радиофизического факультета / Сост.
И.М.Халимонова, В.М.Безручко. - Киев : КГУ, 1991. - 40 с.

Рецензенты И.Л.Бабич, канд. фіз.-мат. наук

Затверджено Радою
радіофізичного факультету
28 жовтня 1990 року

Министерство высшего и среднего специального образования СССР
Киевский ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции
государственный университет им. Т.Г.Шевченко

Учебное издание

Методические указания
к лабораторным работам /раздел "Оптика"/
для студентов радиофизического факультета

Составители ХАЛИМОНОВА Инна Николаевна,
БЕЗРУЧКО Владимир Матвеевич

/на украинском языке/

Редактор О.В.Шевлякова
Молодший редактор О.М.Корнієнко

Зам. 215, тир. 300. Підпис. до друку 24.06.1991р.
Формат 60x84 1/16. Папір друк. Друк офс. ум. друк. арк 2,32.
Обл.-вид. арк. 2,25. Фіз. друк. арк. 2,2. ЦІНА 43 коп.

Київський держуніверситет. Київ 17, вул. Володимирська, 64
Друкарня КУ. Київ-17, Бульвар Шевченка, 14.

Лабораторна робота 4-10. ЗАКОНИ ТЕПЛОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Мета роботи: знайомство з законами теплового випромінювання, перевірка формули Планка, вивчення методів оптичної пірометрії.

Теоретичні положення

У техніці, науковій лабораторії та в побуті широко застосовуються лампи розжарювання – джерела теплового випромінювання, назва якого походить від способу одержання. Від інших типів випромінювання теплове відрізняється тим, що може знаходитись у рівновазі з випромінюючим тілом; у цьому випадку теплового випромінювання приписують ту ж саму температуру, що й нагрітому тілу. Теплове випромінювання має неперервний спектр, значна частина якого припадає на інфрачервону область спектра.

Перш ніж розглядати закони теплового випромінювання, визначимо основні величини, що характеризують його. Це енергетична світність M_e , що визначається як відношення потоку випромінювання з малої ділянки поверхні до площі цієї ділянки.

Спектральна густина енергетичної світності $M_{e\lambda}$ – це відношення середнього значення енергетичної світності в малому спектральному інтервалі до ширини цього інтервалу. Очевидно, що

$$M_e = \int_0^\infty M_{e\lambda} d\lambda.$$

Енергетична яскравість L_e є відношення потоку випромінювання, що приходить у певному напрямку в межах малого просторового кута $d\omega$ через ділянку поверхні dS , до добутку цього просторового кута, площі ділянки та косінуса кута між вибраним напрямком та нормаллю до поверхні:

$$L_e = \frac{d^2\Phi}{d\omega dS \cos\theta}.$$

Як і для енергетичної світності вводимо спектральну густину яскравості $L_{e\lambda}$:

$$L_e = \int_0^\infty L_{e\lambda} d\lambda.$$

Енергетичні поняття M_e та L_e подібні до фотометричних (див. роботу № 4-18), тому й зв'язок між ними однаковий: $M_e = \pi L_e$, $M_{e\lambda} = \pi L_{e\lambda}$, оскільки джерело теплового випромінювання у переважній більшості випадків можна розглядати як ламбертівське.

Здатність теплового джерела до випромінювання можна характеризувати спектральною густиною світності або яскравості, а його здатність поглинати визначається як відношення тієї частини потоку випромінювання, що поглинається, до падаючого потоку:

$$a_\nu = \Phi_{\text{в погл}} / \Phi_{\text{в пад}}.$$

Дослідним шляхом було встановлено, що чим більше тіло поглинає, тим більше воно випромінює (правило Прево). Більш детальні дослідження дозволили Кірхгофу визначити, що відношення здатності тіла до випромінювання та поглинання не залежить від природи тіла, й визначається частотою випромінювання та температурою

$$(M_{\text{ев}}/a_\nu)_1 = (M_{\text{ев}}/a_\nu)_2 = \dots = (M_{\text{ев}}/a_\nu)_j = \dots = M_{\text{ев}}^0.$$

Якщо припустити, що в природі існує абсолютно чорне тіло, яке поглинає все падаюче випромінювання незалежно від його спектрального складу ($a_\nu \equiv 1$), то універсальна функція частоти та температури $M_{\text{ев}}^0$ є не що інше, як спектральна густина світності цього чорного тіла. Зараз створені лабораторні моделі чорного тіла, для котрих ця умова виконується досить добре. Для чорного тіла діє закон Стефана-Больцмана

$$M_e^0 = \int_0^\infty M_{\text{ев}}^0 d\nu = \sigma T^4, \quad (1)$$

де $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – стала Стефана-Больцмана, T – температура. Для інших тіл закон (1) можна переписати у вигляді

$$M_e = \sigma T^n.$$

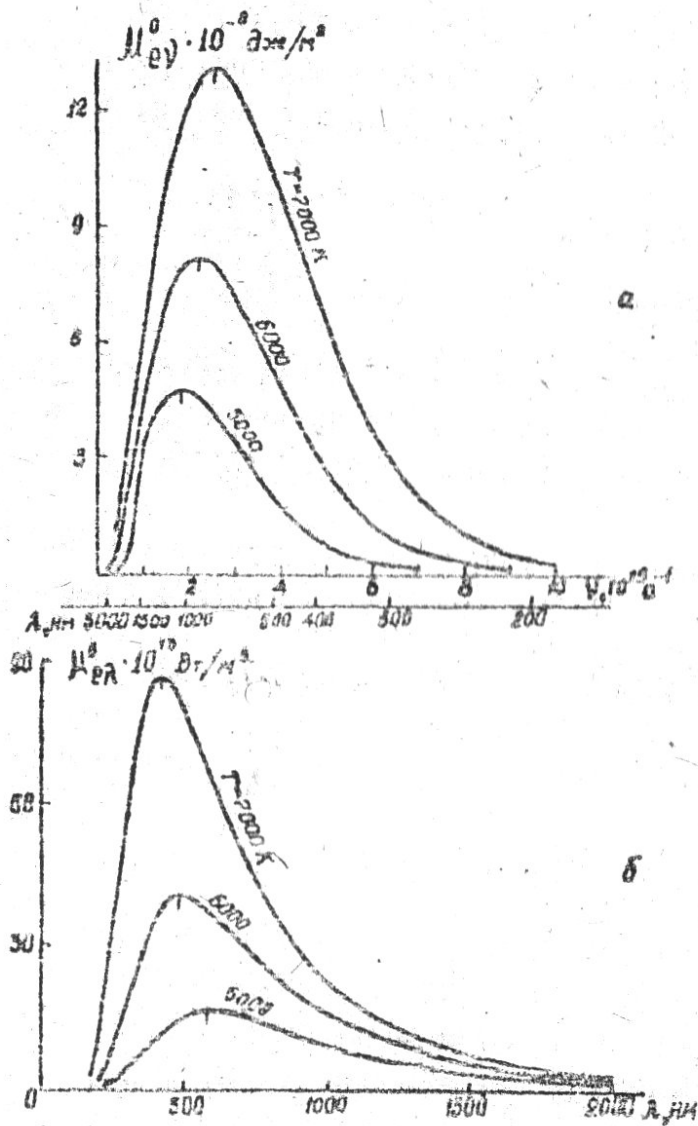
Тут n може змінюватись від однієї речовини до іншої, а також для тієї ж самої речовини, якщо інтервал робочих температур досить широкий.

Залежність $M_{\text{ев}}^0$ від частоти та температури визначається формулою Планка

$$M_{\text{ев}}^0 = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1}, \quad (2)$$

де c – швидкість світла, h – стала Планка, k – стала Больцмана. Графічно функції $M_{\text{ев}}^0$ для різних температур подано на рис. 1.

Залежність $M_{\text{ев}}^0$ від ν має максимум. Спад у бік менших значень ν пояснюється зменшенням кількості фотонів, що припадає на одиничний інтервал частот (статистичної ваги, пропорційної ν^3), а спад з боку більших значень ν – зростанням експоненти в знаменнику. При збільшенні температури спектральна густина світності збільшується на всіх частотах, максимум кривої зміщується до біль-



Мал. 1.

Вимірювання часто використовуються для вимірів високих температур. Якщо температура нагрітого тіла – кілька тисяч градусів, то цей спосіб виявляється єдиною можливістю.

Усі існуючі методики вимірювання температури по тепловому випромінюванню тіл утворюють розділ оптики "оптична пірометрія". Користуючись наведеними вище законами, легко розрахувати температуру чорного тіла, якщо відома його енергетична світність або її спектральна густина. Проте переважна більшість тіл має здатність до поглинання

ших значень ν . Аналіз формули (2) на екстремум дає співвідношення

$$\nu_{\max} = b_1 T \text{ або } \lambda_{\max} = b_2 T, \quad (3)$$

де через b_1 та b_2 позначені сталі Віна. Варто звернути увагу на те, що заміну ν на λ та навпаки у формулі Планка слід проводити за формулою

$$M_{e\nu}^\circ d\nu = M_{e\lambda}^\circ \frac{c}{\lambda^2} |d\lambda|;$$

$$M_{e\lambda}^\circ = M_{e\nu}^\circ \frac{c}{\lambda^2}$$

Оскільки при цьому змінюється статистична вага одиничного інтервалу, положення максимуму в розподілі $M_{e\nu}^\circ$ та $M_{e\lambda}^\circ$ буде різним.

Якщо $h\nu \gg kT$, формула Планка переходить у формулу Віна

$$M_{e\nu}^\circ = \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot e^{-h\nu/kT} \quad (4)$$

Кількісні розрахунки показують, що у видимій частині спектра для $T \leq 4000$ К розбіжність у результатах, що одержані за формулами (2) та (4), не перевищує 1 %.

Закони теплового випроміню-

a_ν , меншу за 1. Унаслідок цього виміряна температура такого тіла не буде істинною і називається псевдотемпературою. Розглянемо існуючі типи псевдотемператур.

Якщо здатність тіла до поглинання $a_\nu < 1$, але мало змінюється з частотою, речовину можна характеризувати середнім по спектру значенням $\langle a_\nu \rangle$. Таку речовину називають сірою. У цьому випадку формула (1) записується у вигляді

$$M_e = \int_0^\infty M_{e\nu} d\nu = \int_0^\infty \tilde{a}_\nu M_{e\nu}^0 d\nu = \langle a_\nu \rangle \sigma T^4 = \sigma T_m^4.$$

Тут T — істинна температура тіла, а T_m — радіаційна. Оскільки $\langle a_\nu \rangle < 1$, T_m завжди менше T .

Для вимірювання радіаційної температури існують радіаційні пірометри, проградуйовані по чорному тілу. Перехід до істинної температури можливий для обмеженого кола речовин, які можна вважати сірими.

Набагато частіше зустрічаються тіла, в яких здатність до поглинання змінюється в широких межах. У цьому випадку порівнюють спектральну густину світності або яскравості

$$L_{e\nu}(T) = L_{e\nu}^0(T_L); a_\nu \frac{2h\nu^3}{\pi c^2} e^{-h\nu/kT} = \frac{2h\nu^3}{\pi c^2} e^{-h\nu/kT_L},$$

звідки знаходимо зв'язок між температурою яскравості T_L та істинною температурою:

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_L} + \frac{k \ln a_\nu}{h\nu}. \quad (5)$$

Оскільки $a_\nu < 1$, $T_L < T$, тобто при однаковій яскравості чорне тіло має меншу температуру, ніж будь яке інше. Для вимірювань температур яскравості створено пірометр із зникаючою ниткою. Детально його будову розглянуто нижче. Для переходу від T_L до істинної температури T необхідно знати a_ν в тому інтервалі частот, на яких працює пірометр.

У деяких випадках використовують кольорову температуру. Це така температура випромінюючого тіла, за якої кольорові враження від досліджуваного тіла та чорного тіла співпадають. Для переходу від кольорової температури до істинної необхідно мати спектр a_ν у досить широкому інтервалі. Зокрема, для сірих тіл кольорова та істинна температури — однакові.

Опис установки

При виконанні роботи використовують дві установки із загальним джерелом випромінювання. Для вимірювання температури джерела використовують пірометр, зображений на рис.2. Світло від лампи розжарю-

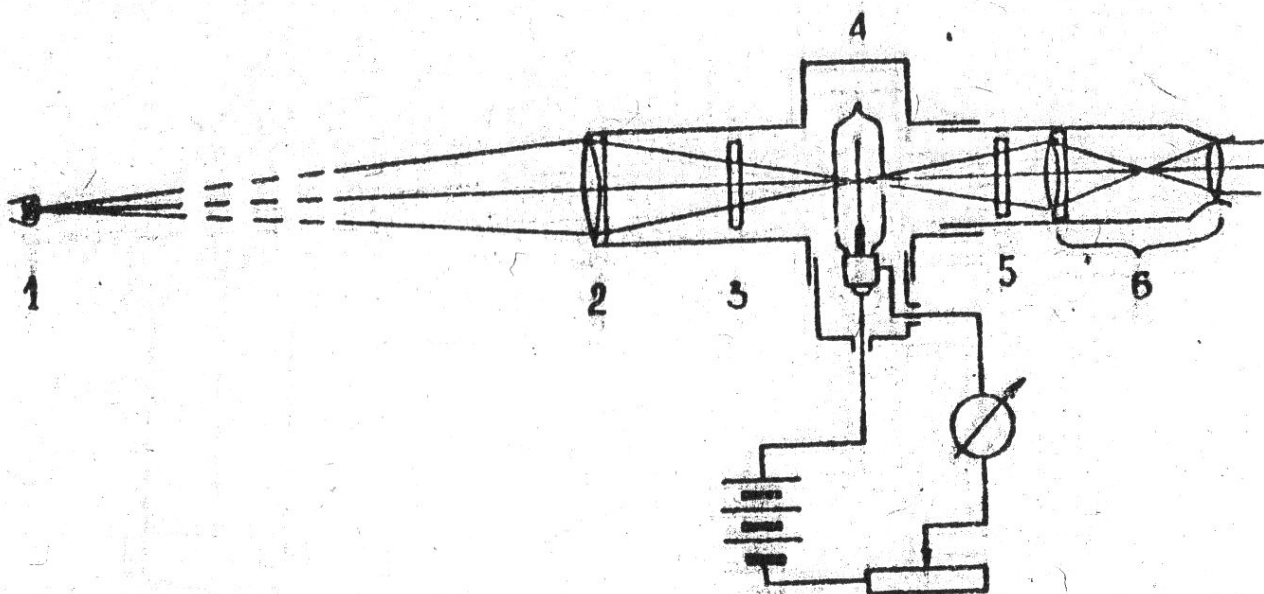


Рис. 2.

Ванія 1 падае на аб'ектив пірометра 2, за допомогою якого зображення джерела суміщують зі спіраллю еталонної лампи 4. Суміщені зображення та спіраль розглядаються через окуляр 6, тобто оптична система пірометра є телескопічною, призначеною для розглядання віддалених об'єктів. Оскільки розміри об'єкта (нитки розжарювання) невеликі, лінійне збільшення об'єкта менше одиниці, то окуляр повинен мати велике збільшення кута зору. Тому окуляр 6 складається з двох лінз.

Щоб можна було порівнювати спектральну густину яскравості джерела та еталона, на шляху світлового пучка розміщено червоний світлофільтр 5, максимум пропускання якого припадає на $\lambda = 650$ нм. У тих випадках, коли спектральна густина яскравості еталонної лампи менша, ніж у досліджуваного джерела, на шляху пучка світла перед лампою розміщують змінні поглинаючі фільтри 3, внаслідок чого підвищується верхня межа вимірювань.

За допомогою повіреної таблиці, що надається разом з інструкцією до пірометра, по величині струму в електричному колі еталонної лампи визначають температуру яскравості T_L .

Якщо відомо значення α , для досліджуваного джерела, T_L можна перевести в T за формулою (5).

Далі в роботі використовується оптична установка, схему якої подано на рис. 3. Зображення досліджуваного джерела 1 за допомогою конденсора 2 утворюється на входній щілині монохроматора УМ-2 (3 - щілина, 5 - диспергуючий елемент, 4 та 6 - коліimatorний та камерний

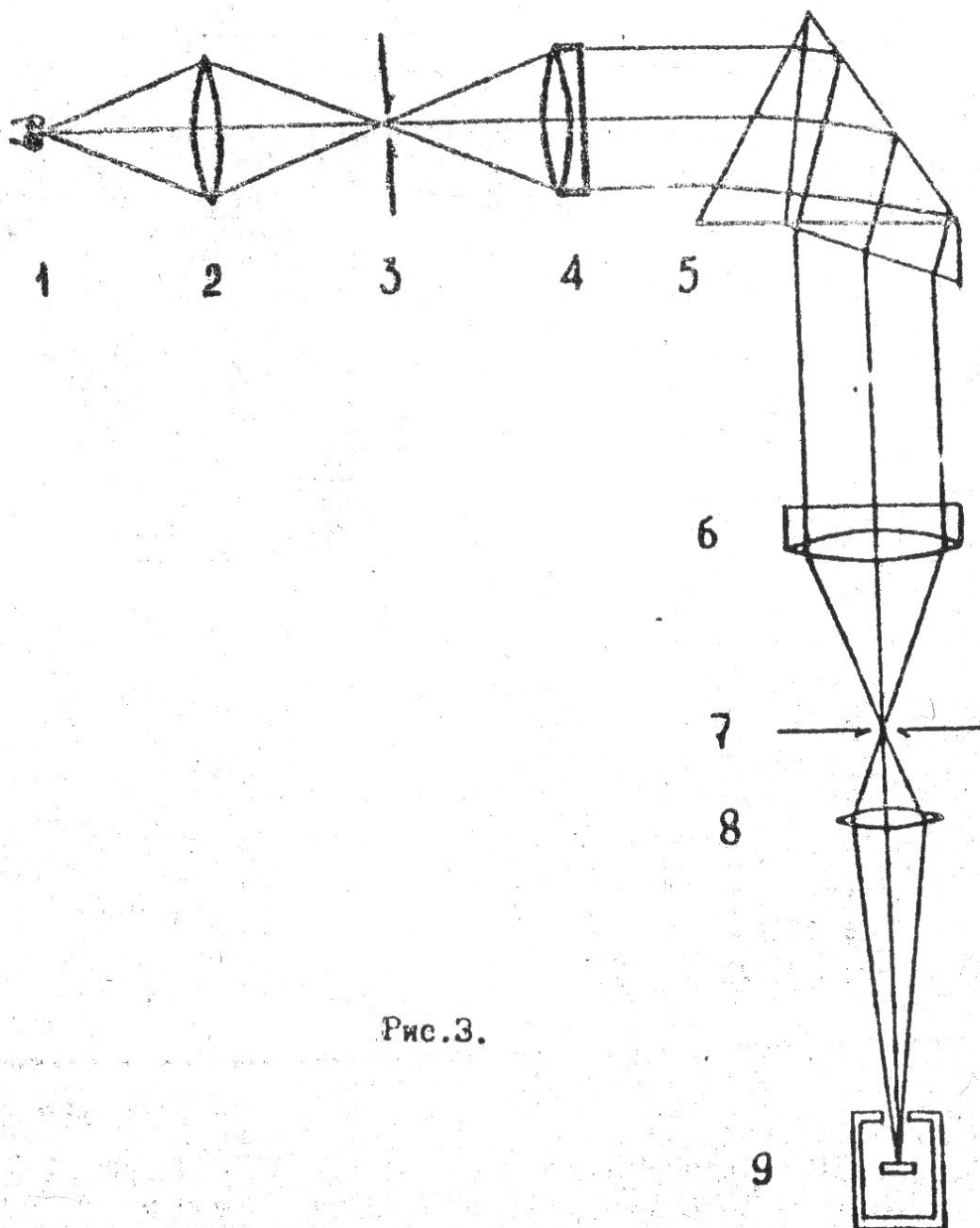


Рис.3.

об'єктиви відповідно). При повороті призми 5 на вихідну щілину 7 потрапляють різні ділянки спектру. Спектральний інтервал випромінювання, що виходить з монохроматора, тим менше, чим вужчі щілини 3 та 7. Збираюча лінза 8 дозволяє створити досить велику густину енергії на приймальній поверхні термоелемента, який знаходиться в центрі приймальної головки 9 вимірювача потужності ИМО-2.

Завдання та методика вимірювань

1. Ознайомитись з інструкцією до пірметра.
2. Увімкнути лампу розжарювання та пірметр. Виміряти температуру яскравості нитки розжарювання робочої лампи.

3. За допомогою відповідного графіка, що надається до інструкції, знайти a_ν вольфраму та перейти від температури яскравості до істинної температури. Зв'язок між ними знаходимо, виходячи з формули (5):

$$T = T_\lambda / \left(1 + T_\lambda \cdot \frac{k \ln a_\nu}{h\nu} \right). \quad (6)$$

4. Використовуючи одержане вище значення температури T , розраховувати спектральну густину світності.

Для нечорного тіла, такого як вольфрам, за формулою Віна (4)

$$M_{e\nu} = a_\nu \cdot \frac{2h\nu^3}{c^2} \cdot e^{-h\nu/kT}.$$

Перш ніж переходити до розрахунків, необхідно врахувати наступне. Значення спектральної густини віднесені до інтервалу $\Delta\nu=1$, тоді як у дослідах завжди мають справу з певним інтервалом $\Delta\nu \neq 1$. Крім того, енергетична світність та яскравість віднесені до одиниці площі, тоді як насправді площу нитки розжарювання точно визначити неможливо. Деяку похибку внесло б і вимірювання просторового кута, в якому випромінювання збирається оптичною системою. Унаслідок цих міркувань віддають перевагу нормованим розрахункам

$$\varphi(\nu) = \frac{M_{e\nu}}{M_{e\nu\max}} = \frac{a_\nu}{a_{\nu\max}} \cdot \frac{\nu^3}{\nu_{\max}^3} \cdot e^{-\frac{h(\nu - \nu_{\max})}{kT}} \quad (7)$$

Необхідне для розрахунків значення ν_{\max} знаходимо за законом Віна (3).

У практичній роботі замість частоти ν часто користуються хвильовим числом $\tilde{\nu} = 1/\lambda$. Враховуючи, що $\nu = c \cdot \tilde{\nu}$, формулу (7) представляємо у вигляді

$$\varphi(\tilde{\nu}) = \frac{M_{e\tilde{\nu}}}{M_{e\tilde{\nu}\max}} = \frac{a_{\tilde{\nu}}}{a_{\tilde{\nu}\max}} \cdot \frac{\tilde{\nu}^3}{\tilde{\nu}_{\max}^3} \cdot e^{-\frac{hc(\tilde{\nu} - \tilde{\nu}_{\max})}{kT}} \quad (8)$$

За формулою (8) провести розрахунки $\varphi(\tilde{\nu})$ на спектральній ділянці 400 – 1200 нм. Побудувати теоретичну залежність $\varphi(\tilde{\nu})$.

5. Ознайомитись з описом вимірювача потужності ИМО-2 та монохроматора УМ-2. Увімкнути вимірювач потужності в мережу, дати йому прогрітись 30 хв. Увімкнути лампу розжарювання, перевірити роботу приладу.

6. Закрити вхідну 3 та вихідну 7 щілини монохроматора. Використовуючи таблицю градування монохроматора, за допомогою барабана виставити призму в таке положення, щоб через вихідну щілину проходило випромінювання, для якого спектральна густина світності буде найбільшою. Після цього збільшувати вхідну та вихідну щілини, поки

на вимірювальному приладі ИМО-2 стрілка не відхилиться на всю шкалу. Необхідно пам'ятати, що у вимірювачі потужності використовується тепловий, а тому інерційний приймач світла. При виконанні вимірювань очікувати встановлення сигналу 30 + 120 хв. Використання теплового приймача світла обумовлене тим, що його чутливість залишається незмінною в будь-якому спектральному діапазоні, на відміну від фотоелектричних приймачів. Виконати не менш, ніж 10 вимірів спектральної густини потужності випромінювання $w_{\tilde{\nu}}$, розбивши робочу ділянку спектра монохроматора на рівномірні інтервали. В одержані результати необхідно внести поправку, обумовлену зміною дисперсії приладу. Згадаємо, що вихідна щілина 7 знаходиться у фокальній площині об'єктива, тобто у площині спектра. Геометрична ширина щілини $\Delta \ell$ при вимірюваннях залишається сталою, а спектральний інтервал випромінювання, що проходить через щілину, змінюється й визначається оберненою лінійною дисперсією приладу $D_e^{-1} = \Delta \tilde{\nu} / \Delta \ell$. У призми лінійна дисперсія помітно змінюється по спектру, тому спектральний інтервал $\Delta \lambda$ або $\Delta \tilde{\nu}$, що пройшов через ту ж саму вихідну щілину, збільшується в кілька разів при переході від синьої до червоної частини спектра.

Залежність лінійної дисперсії монохроматора УМ-2 від хвильового числа $D_e = d\ell/d\lambda$ додається до опису монохроматора. Враховуючи зв'язок між спектральним інтервалом, що проходить через щілину, та шириною щілини.

$$\Delta \tilde{\nu} = \Delta \ell \cdot D_e^{-1},$$

одержуємо значення спектральної густини потужності випромінювання

$$w_{\tilde{\nu}} = W_{\tilde{\nu}} / \Delta \tilde{\nu} = W_{\tilde{\nu}} \cdot D_e / \Delta \ell.$$

Для того, щоб мати можливість порівнювати теоретичні та дослідні результати, пронормуємо одержані результати:

$$\varphi(\tilde{\nu}) = w_{\tilde{\nu}} / w_{\tilde{\nu} \max} = W_{\tilde{\nu}} \cdot D_e / (W_{\tilde{\nu}} \cdot D_e)_{\max}.$$

Побудувати одержану залежність на тому ж графіку, що й теоретичну.

Контрольні питання

1. Яке випромінювання називається тепловим?
2. Що таке абсолютно чорне тіло?
3. Залишить закони теплового випромінювання через змінні T та ν , T та λ .

4. Що таке псевдотемператури?
5. Які пірометри ви знаєте?
6. Чому в пірометрі із зникаючою ниткою використовується червоний світлофільтр?
7. Що таке монохроматор?
8. Зобразіть хід променів у монохроматорі УМ-2.
9. Які властивості мають теплові приймачі світла?

Література

1. Горбань І.С. Оптика. - К., 1979. - С.188-198.
2. Бутиков Е.И. Оптика. - М., 1986. - С.417-432.

Лабораторна робота 4-II. ВИВЧЕННЯ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА
 Мета роботи: ознайомлення з характеристиками випромінювання газового лазера, вивчення принципу дії та устрою інтерферометра Фабрі-Перо.

Теоретичні положення

Вивчення газового лазера

У цій роботі не розглядається будова атомів активного середовища й методи створення інверсії в ньому. Ці питання вивчаються в курсі атомної фізики. Нижче ми розглянемо будову резонатора й спектр випромінювання газового лазера.

У газових лазерах неперервної дії активне середовище — однорідний газ або суміш двох газів. В об'єм активного середовища енергія підводиться за допомогою газового розряду. Збуджені електронним ударом атоми внаслідок спонтанного випромінювання дають "лінійчастий" спектр. Кожна "лінія" в спектрі, яку більш точно слід називати "смугою" випромінювання, має певну ширину й гаусів контур, які визначаються доплерівським механізмом розширення:

$$F(\nu) = (\sqrt{\pi} \Delta\nu_D)^{-1} \exp[-\Delta\nu/\Delta\nu_D]^2.$$

Тут $F(\nu)$ описує контур смуги випромінювання, що представлений на рис.1. $\Delta\nu = \nu_0 - \nu$ — відстань від центру смуги випромінювання, $\Delta\nu_D = (\nu_0 \cdot v_i)/c$, v_i — найбільш імовірна швидкість руху випромінюючих атомів. Ударного (однорідного) розширення спектра уникають шля-

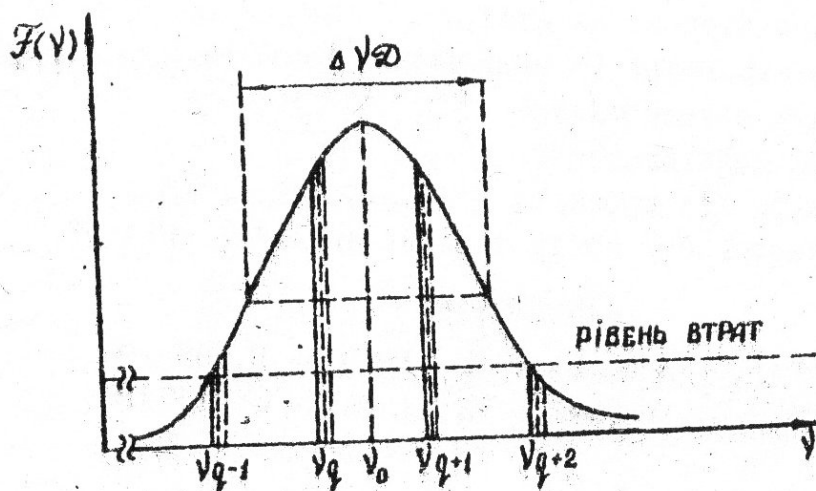


Рис. 1.

хом зниження тиску газу в розрядній трубі до кількох сотень Па. Таким чином, реальна ширина смуги випромінювання залежить тільки від доплерівського розширення $\Delta\nu_D$ і для газорозрядних лазерів становить приблизно 10^9 Гц, що відповідає ширині смуги по шкалі довжин хвиль $\Delta\lambda \approx 10^{-3}$ нм.

Для створення направленного пучка індукованого випромінювання активне середовище розміщують між двома дзеркалами з високими коефіцієнтами відбивання R_1 та R_2 , що являють собою відкритий резонатор (рис. 2). Довжина резонатора L набагато більша, ніж поперечні розміри активного середовища. Тому помітно посилитись може тільки та частина випромінювання, яка направлена вздовж оптичної осі. Після проходження резонатора в обох напрямках інтенсивність випромінювання \mathcal{I} можна подати через початкову інтенсивність \mathcal{I}_0 :

$$\mathcal{I} = \mathcal{I}_0 R_1 R_2 \exp(\mathcal{K}L),$$

де \mathcal{K} - коефіцієнт підсилення активного середовища. У гелій-нео-

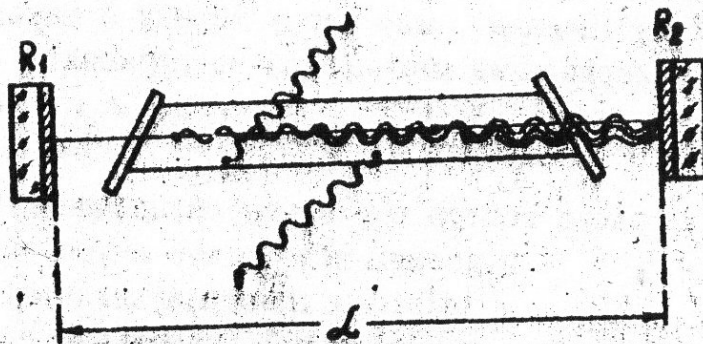


Рис. 2

новому лазері коефіцієнт підсилення для генерації на довжині хвилі 632,8 нм дуже малий, а для виконання умови $T > T_0$ необхідно мати дзеркала з високим коефіцієнтом відбивання: 0,98–0,99. Металеві покриття не можуть дати такого високого коефіцієнта відбивання. Крім того, вони поглинають частину випромінювання, що виходить з резонатора. Це не тільки погіршує характеристики лазера, але й може привести до зруйнування самого покриття внаслідок нагрівання. З цієї причини в резонаторах використовують діелектричні дзеркала, коефіцієнт відбивання яких при заданому значенні λ може бути як завгодно близьким до одиниці. У такому резонаторі значне підсилення випромінювання відбувається внаслідок багатократного проходження його вздовж осі резонатора. Окремі кванти спонтанного випромінювання, напрямок яких складає значний кут з віссю системи, покидають активне середовище, не встигаючи помітно посилитись. Це випромінювання, а також розсіяння на оптичних неоднорідностях в активному середовищі призводять до шкідливих втрат у резонаторі. Індуковане випромінювання, що підсилюється в резонаторі, частково виходить з нього й може розглядатися як корисні втрати. Випромінювання, що залишилось у резонаторі, відбиваючись від дзеркал, знову проходить через активне середовище, підсилюється і т.д. Такі усталені вздовж осі резонатора стоячі хвилі називаються поздовжніми типами коливань (модами).

Для існування в резонаторі поздовжньої стоячої хвилі необхідне виконання умови:

$$\lambda_q = 2L/q \quad \text{або} \quad \nu_q = c \cdot q / (2L),$$

де q – ціле число півхвиль, що вкладаються вздовж осі резонатора. Для видимої частини спектра при довжині резонатора у кілька дециметрів $q \approx 10^5 + 10^6$. Тому в резонаторі можуть існувати кілька поздовжніх мод, частоти яких попадають у смугу випромінювання активного тіла з частотним інтервалом між ними

$$\Delta \nu_{q, q+1} = c / (2L). \quad (1)$$

За вказаних вище параметрів резонатора і доплерівській формі контура смуги можуть посилюватись дві або три моди. Моди, що відстоять далі від центру смуги, генерації не дадуть, бо для них втрати будуть перевищувати підсилення випромінювання (мал.1).

Якщо резонатор являє собою паралелепіпед розміром $L \times a \times a$, де сторона квадрата a набагато менша за L , то в загальному випадку модуль хвильового вектора \vec{k} буде дорівнювати

$$|\vec{k}| = \pi \sqrt{(q/L)^2 + (p/a)^2 + (l/a)^2},$$

де q , p та l - цілі числа. Якщо p та l дорівнюють нулю, генерація складається з поздовжніх мод. Коли хвильовий вектор складає з віссю резонатора X дуже невеликий кут, випромінювання встигає пройти між дзеркалами декілька разів і посилитись. У цьому випадку проекції хвильового вектора на осі y та z , k_y та k_z , мають кінцеві, хоча й дуже малі значення. Такі стоячі хвилі називають поперечними модами лазера й позначаються TEM_{qpl} . Коли кут з віссю резонатора збільшується (числа p та l наближаються до 10), випромінювання не встигає підсилитись, тому реально існують поперечні моди TEM_{qpl} при значеннях p та l 1, 2, 3...

Частоти поперечних мод лежать дуже близько до частот поздовжніх мод з тим же значенням q - TEM_{q00} ; на мал. 1 вони позначені штриховими лініями. Кожному типу коливань відповідає свій розподіл амплітуди та інтенсивності в просторі. Поздовжній тип коливань з $p=0$ та $l=0$ TEM_{q00} описується в поперечному перетині пучка функцією Гауса:

$$I = I_0 \left(\frac{w_0}{w} \right)^2 \exp[-2(y^2 + z^2)/w^2]; \quad w^2(x) = w_0^2 \left(1 + \frac{2x^2}{kw_0^2} \right) \quad (2)$$

Тут під w_0 розуміють відстань від осі пучка, на якому його інтенсивність зменшується в e разів. Якщо початок координат обрати в центрі резонатора, то найменшу площу пучка (область перетяжки) ми одержимо при $X=0$. При збільшенні X розходження пучка зростає внаслідок дифракції. Дифракційне поширення пучка в данному випадку виникає через неоднорідність амплітуди по перетину пучка, а не на якихось апертурах. При $X_0 = kw_0^2/2$ відбувається перехід на ділянку дифракції Фраунгофера (у дальню область), де перетин пучка зростає майже пропорційно X . Кут дифракційної розбіжності $\theta = \lambda/(\pi w_0^2)$ виявляється для Гаусова пучка меншим, ніж для плоскої або сферичної хвилі зі сталою амплітудою.

Для поперечних типів коливань слід на екрані - більш складний (рис. 3) і залежить від типу резонатора. Дзеркала резонатора можуть бути плоскими або сферичними, або одне плоске, а друге - сферичне. На рис. 3 зображені сліди на екрані для різних типів коливань при плоских дзеркалах резонатора. Слід відзначити, що перехід від однієї поперечної моди до другої вздовж осі y або z супроводжу-

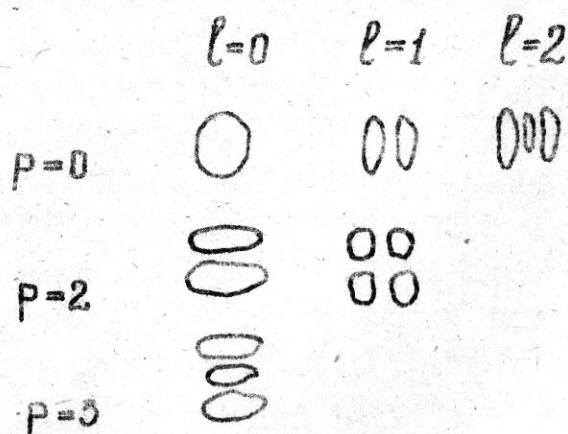


Рис.3

ється, зменшують в ідеальному випадку до однієї. При цьому зменшується вихідна потужність генератора, бо в індукованому випромінюванні перестає брати участь деяка частина збуджених атомів.

Для пригнічення поперечних мод звичайно використовують конструктивні особливості генератора. Іноді цієї мети досягають добором певного співвідношення між довжиною резонатора та радіусом кривини одного з дзеркал, якщо друге – плоске. Значно частіше поперечні моди пригнічують, розташовуючи в резонаторі ірисову діафрагму. Так як поперечні моди розповсюджуються під кутом до осі резонатора (кутова розбіжність пучка вища), то відповідним добором місця та діаметра діафрагми в резонаторі можна погасити поперечні моди, але при цьому трохи послаблюються й поздовжні типи коливань.

Для виділення однієї поздовжньої моди можна підвищувати рівень втрат, доки стане можливою генерація тільки однієї моди поблизу центру смуги випромінювання ν_0 . Але при цьому дуже зменшується вихідна потужність. Розповсюдженням методом є метод зв'язаних резонаторів, коли за дзеркалом R_2 на відстані L_2 ставиться ще одне дзеркало R_3 . У цьому випадку генерація можлива, якщо співпадають три умови встановлення стоячої хвилі:

$$\lambda = 2L_1/q_1 = 2L_2/q_2 = 2(L_1+L_2)/q_3.$$

Завжди можна підібрати такі значення L_1 та L_2 , щоб у межах смуги $F(\nu)$ мав місце резонанс тільки для однієї частоти ν_0 . У випадку гелій-неонового лазера при генерації на довжині хвилі 632,8 нм ця методика, а також інші, що пов'язані з розташуванням додаткових елементів у резонаторі, не використовуються. Справа в тому, що в гелій-неоновому лазері коефіцієнт підсилення дуже малий, менший, ніж втрати на відбиття на додатковому елементі.

ється зміною фази напруженості поля \vec{E} на π .

Таким чином, спектр частот та розподіл мод в оптичному резонаторі виявляється достатньо складним. Є методи, за допомогою яких обмежується кількість поперечних та поздовжніх мод, що генеруються. При деяких дослідженнях, де потрібна висока когерентність випромінювання (наприклад, у голографії), кількість мод, що генеру-

У зв'язку з цим звернемо увагу на таку конструктивну особливість газових лазерів (мал.2). Активне газове середовище розміщується в трубці, на торцях якої знаходяться платівки з кварцу або іншого прозорого матеріалу, а дзеркала закріплюються окремо в кисточочних головках таким чином, щоб їх нахил відносно оптичної осі можна було змінювати. Якщо пластини розташовані перпендикулярно до оптичної осі, втрати на відбиття складають: менш ніж 8 % на кожній з них. При нахилі пластини під кутом Брюстера до оптичної осі коефіцієнт відбивання для хвилі, вектор \vec{E} якої лежить у площині падіння, дорівнює нулю. При появі спонтанного випромінювання з паралельною орієнтацією вектора \vec{E}_{\parallel} , воно підсилюється, а при перпендикулярній орієнтації вектора \vec{E}_{\perp} генерація згасає. Тому випромінювання газових лазерів завжди лінійно поляризоване в площині падіння випромінювання на вікно газорозрядної трубки.

Інтерферометр Фабрі-Перо

Інтерферометр Фабрі-Перо – багатопроменевий інтерферометр, що використовується як спектральний прилад високої роздільної здатності. Хід променів в інтерферометрі подано на рис.4. Між двома скля-

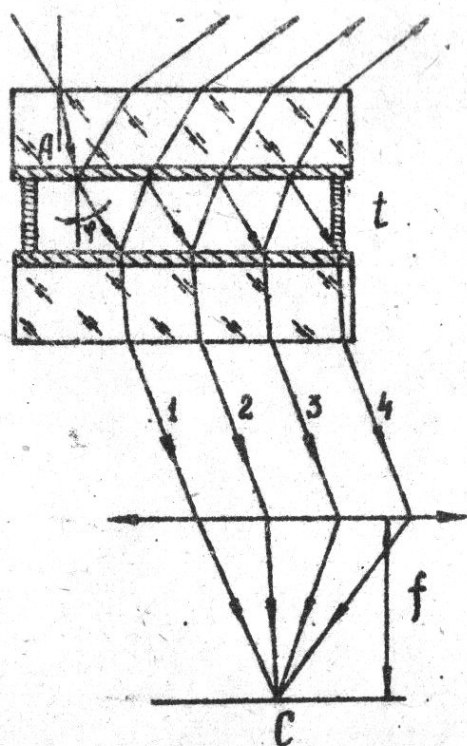


Рис.4.

ними платівками, на внутрішню поверхню яких нанесено дзеркальне покриття з коефіцієнтом відбивання R , знаходиться циліндрична прокладка висотою t . Плоскопаралельність відбиваючих поверхонь забезпечується з точністю до $0,1 \lambda$ чи вище, у залежності від характеристик приладу.

Якщо прилад має набір змінних циліндрів-прокладок різної висоти t , то він називається еталоном Фабрі-Перо. Коли t змінюється неперервно – інтерферометром Фабрі-Перо.

Промінь, що потрапляє в еталон, кожний раз частково відбивається від дзеркала, частково проходить. Паралельні промені, які вийшли з еталона під однаковими кутами, збираються у фокальній площині об'єктива, розміщеного за ним, у точці C .

Якщо на першу платівку падає під різними кутами пучок світла, що сходиться або розходиться, то на екрані або фотоплівці утворюється система ліній рівного нахилу у вигляді концентричних кілець. Щоб паразитні інтерференційні картини, що виникають при відбитті в середині скляних платівок, не спотворювали зображення, зовнішні поверхні платівок скошені під невеликим кутом до внутрішніх.

Різниця ходу між променями 1 та 2, 2 та 3 і т.д. дорівнює:

$$\Delta = 2 n t \cos \varphi,$$

де φ - кут заломлення, n - показник заломлення середовища у зазорі між платівками. Для повітря можна прийняти $n = 1$. Якщо амплітуда хвилі на вході в зазор у точці A дорівнює E_0 , а фаза - нуль, то напруженість поля після кожного наступного проходження світла через еталон приймає значення

$$E_1 = E_0 \cdot \tau^2,$$

$$E_2 = E_0 \cdot \tau^2 \rho^2 \exp(i k \Delta),$$

$$E_3 = E_0 \cdot \tau^2 \rho^4 \exp(2 i k \Delta),$$

$$E_j = E_0 \cdot \tau^2 \rho^{2(j-1)} \exp[(j-1) i k \Delta].$$

Тут приймається для обох дзеркал амплітудний коефіцієнт відбивання $\rho = \sqrt{R}$, а амплітудний коефіцієнт пропускання $\tau = \sqrt{T}$. Результуюче значення напруженості поля у площині екрана одержимо як суму геометричної прогресії

$$E = \sum_{j=1}^{\infty} E_j = E_0 \tau^2 \frac{1 - \rho^{2N} \exp(i k N \Delta)}{1 - \rho^2 \exp(i k \Delta)} = \frac{E_0 \tau^2}{1 - \rho^2 \exp(i k \Delta)},$$

оскільки при малих кутах кількість інтерферуючих променів можна вважати нескінченно великою і $\rho^{2N} \rightarrow 0$. Переходимо до інтенсивності, домноживши значення E на комплексно спряжену величину E^* :

$$I = \frac{I_0 \cdot \tau^4}{(1 - \rho^2)^2 + 4 \rho^2 \sin^2(k \Delta / 2)} = \frac{I_0 \cdot T^2}{(1 - R)^2 + 4 R \sin^2(k \Delta / 2)}.$$

Якщо в інтерферометрі використовують діелектричні дзеркала, то поглинання світла відсутнє, сума енергетичних коефіцієнтів відбивання R та пропускання T дорівнює одиниці. Враховуючи це, одержуємо

остаточний вираз для інтенсивності:

$$I = I_0 [1 + F \sin^2(k\Delta/2)]^{-1}$$

Вираз $F = 4R/(1-R)^2$ називається фактором різкості інтерференційної картини, який зростає на три порядки при зміні коефіцієнта відбивання від 0,04 до 0,9. Зі збільшенням фактору різкості інтерференційні максимуми звужуються, а темний провал між ними стає більш широким. Тому при великих значеннях R інтерференційні кільця для різних значень λ не зливаються, що й дозволяє застосовувати інтерферометр як спектральний прилад.

Оцінимо спектральні характеристики інтерферометра Фабрі-Перо. Кутову дисперсію приладу отримаємо, взявши похідну від виразу

$$2nt \cos \varphi = m\lambda, \quad (3)$$

що є умовою максимуму для інтерферуючих променів:

$$D_\varphi = d\varphi/d\lambda = -m/(2nt \sin \varphi).$$

Кутову відстань між двома сусідніми максимумами знаходимо, змінюючи порядок інтерференції m на одиницю:

$$\Delta\varphi = -\lambda/(2nt \sin \varphi),$$

звідси область дисперсії знаходять як спектральний інтервал між сусідніми максимумами:

$$\Delta\lambda = \Delta\varphi \cdot D_\varphi^{-1} = \lambda/m. \quad (4)$$

При малих кутах, коли $\cos \varphi \approx 1$, $\Delta\lambda = \lambda^2/(2nt)$.

Для оцінки роздільної здатності приймемо, що кільця, утворені світлом з довжинами хвиль λ та $\lambda + \Delta\lambda_{\min}$ перестають розділятися, якщо перекриваються на половинному значенні інтенсивності в максимумі $I_0/2$. Для малих кутів φ замінюємо $\sin(k\Delta/2)$ його значенням у радіанах, а приріст різниці фаз при зміні інтенсивності від I_0 до $I_0/2$ будемо вважати малим:

$$I_0/2 = I_0/[1 + F(knt \sin \varphi d\varphi)^2].$$

Звідси одержимо зміну кута $d\varphi$, що відповідає переходу від I_0 до $I_0/2$:

$$d\varphi_{0.5} = -1/\sqrt{F} knt \sin \varphi.$$

Найменший роздільний кут $d\varphi_{\min}$ відповідає переходу від максимуму на довжині хвилі λ до наступного на довжині хвилі $\lambda + \Delta\lambda_{\min}$ і дорівнює $2d\varphi_{0.5}$. Відповідно мінімальна роздільна зміна довжини хвилі дорівнюватиме

$$d\lambda_{\min} = d\varphi_{\min} \cdot D_{\varphi}^{-1} = 2\lambda / (\pi \sqrt{F} m).$$

Тоді роздільна здатність приладу

$$R = \lambda / d\lambda_{\min} = \pi m \sqrt{F} / 2 = 2\pi \cdot \frac{t \cdot n \cdot \sqrt{R}}{\lambda \cdot (1-R)}. \quad (5)$$

З формули (5) видно, що для досягнення великої роздільної здатності необхідно працювати з високими порядками інтерференції й мати дзеркала з високим коефіцієнтом відбивання. При малих кутах φ та $n=1$ використання прокладки з $t=5$ мм дає $m=2 \cdot 10^4$ для довжини хвилі $\lambda=500$ нм. Але робота з високими порядками інтерференції має свої недоліки: у інтерферометра дуже мала область дисперсії.

Розглянемо формулу (5) стосовно до лазера. Справа в тому, що відкритий резонатор лазера за своїми властивостями еквівалентний еталону Фабрі-Перо при $L=t$. А добротність резонатора $Q = \lambda / d\lambda_{\min}$ еквівалентна роздільній здатності еталона $R = \lambda / d\lambda_{\min}$. Звідси одержуємо значення напівширини окремої моди резонатора:

$$d\lambda = \frac{\lambda^2 (1-R)}{2\pi L \sqrt{R}} \quad \text{або} \quad d\nu = \frac{c (1-R)}{2\pi L \sqrt{R}}. \quad (6)$$

Якщо коефіцієнт відбивання дзеркал $R=0,98$, а довжина L – кілька дециметрів, одержимо $d\nu=10^7$ Гц, що на порядок менше, ніж відстань між поздовжніми модами. Напівширину мод можна зменшити, підвищуючи довжину резонатора й коефіцієнт відбивання дзеркал.

Опис установки

У роботі досліджується спектральний склад випромінювання гелій-неонового лазера, що генерує на довжині хвилі 632,8 нм. Робоча схема зображена на рис.5. Випромінювання лазера 1 за допомогою лінзи 2 заповнює еталон Фабрі-Перо 3. За інтерферометром розташована камера 4, що складається з довгофокусного об'єктива й касети, в якій

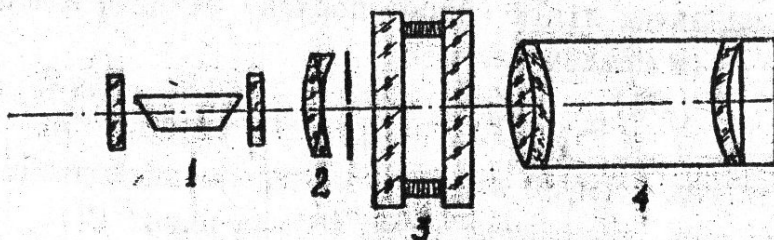


Рис. 5.

знаходиться фотоплівка (або фотопластинка) для фотографування інтерференційної картини. Касета може бути замінена тримачем, на якому закріплено окулярний мікрометр для візуального вивчення інтерференційної картини.

Завдання й методика вимірювань

1. Для дослідження спектрального складу випромінювання використовується лазер, в якому відсутні поперечні моди випромінювання. Ввімкнути лазер. Перевірити користування оптичної системи, зображеної на мал.5. Після візуальної перевірки якості інтерференційної картини сфотографувати її. Проявити фотоплівку.

2. Розрахувати роздільну здатність і область дисперсії еталона Фабрі-Перо, що використовується в роботі, по формулам (4) та (5). Оцінити, чи буде мати місце перекриття інтерференційних кілець різних порядків.

3. Для обчислення довжин хвиль або частот випромінювання обробку одержаної картини можна провести різними методами. Перший з них засновано на вимірах діаметрів інтерференційних кілець D_m . Спочатку слід знайти зміну довжини хвилі, за якої перекриваються максимуми m та $m+1$ порядків (область дисперсії), за формулою (3), вважаючи кут φ малим і $\cos \varphi = 1 - \varphi^2/2$:

$$m\lambda = 2nt(1 - \varphi_m^2/2); (m+1)\lambda = m(\lambda + \Delta\lambda) = 2nt(1 - \varphi_{m+1}^2/2).$$

Звідси

$$\Delta\lambda = \frac{nt}{m} \cdot (\varphi_m^2 - \varphi_{m+1}^2) = \frac{\lambda}{8f^2} \cdot (D_m^2 - D_{m+1}^2),$$

або в частотах

$$\Delta\nu = \nu(D_m^2 - D_{m+1}^2)/8f^2, \quad (7)$$

тому що $\varphi = D/2f$, де f - фокусна відстань камерного об'єктива.

Для двох близьких ліній одного порядку різниця довжин хвиль (або частот) може бути представлена як

$$\lambda - \lambda' = \frac{nt}{m}(\varphi^2 - \varphi'^2) = \frac{\lambda}{8f^2}(D_m^2 - D_m'^2) \text{ або } \Delta\nu = \nu(D_m^2 - D_m'^2)/8f^2. \quad (8)$$

Остаточний вигляд формули для обчислення зміни довжини хвилі або частоти одержують, поділивши вираз (8) на вираз (7):

$$\lambda - \lambda' = \Delta\lambda \cdot \frac{D_m^2 - D_m'^2}{D_m^2 - D_{m+1}^2}; \nu - \nu' = \Delta\nu \cdot \frac{D_m^2 - D_m'^2}{D_m^2 - D_{m+1}^2}. \quad (9)$$

Тут $\Delta\lambda$ і $\Delta\nu$ - область дисперсії еталона, що визначається а фор-

мулю (4). З формули (9) виключені значення λ та ν , які поки невідомі. Ці величини можна визначити таким чином. Припустимо, що в центрі картини спостерігається пляма, якій відповідає порядок $m = 2nt/\lambda$. У загальному випадку m не буде цілим числом і його необхідно вилучити з розрахункових формул. Для цього заміряють діаметр двох кілець D_{m-j} та D_{m-i} . Бажано, щоб різниця $j-i$ була великою. Після перетворень, аналогічних вищенаведеним, одержуємо

$$\lambda = nt \cdot (D_{m-j}^2 - D_{m-i}^2) / (j-i) 4f^2. \quad (10)$$

Визначення довжини хвилі за цією формулою має сенс, якщо параметри t , f та діаметри кілець виміряні з високою мірою точності.

Для визначення різниці $\lambda - \lambda'$ (або $\nu - \nu'$) застосовується також методика з використанням односторонніх смуг. Цей метод простий, у ньому виключаються викривлення зображення об'єктивом. У випадку спектра з двома компонентами: A частоти ν та B частоти ν' , одержуємо картину, що схематично представлена на рис. 6. Якщо Δ_{1A} , Δ_{2A} , Δ_{3A} та Δ_{1B} , Δ_{2B} , Δ_{3B} - відстані між кільцями сусідніх порядків A та B , а Δ_1 , Δ_2 , Δ_3 - відстані між компонентами, то зміну λ (або ν) можна записати

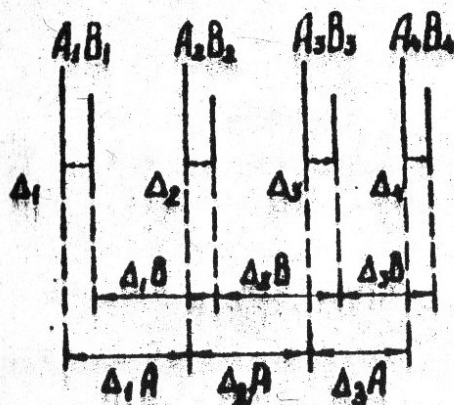


Рис. 6.

$\lambda - \lambda' = \frac{\nu - \nu'}{\Delta \nu} = \frac{2\Delta_2}{\Delta_{1B} + \Delta_{2A}} = \frac{2\Delta_3}{\Delta_{2B} + \Delta_{3A}} \quad (11)$

Виміряти діаметри кілець у кількох порядках. По формулі (10) визначити довжину хвилі випромінювання лазера.

4. Використовуючи формули (9) або (11), обчислити інтервал частот між модами. Порівняти одержаний результат з теоретичним значенням, одержаним по формулі (1).

5. За формулою (6) знайти напівширину смуги окремої моди лазера. Оцінити, чи можна дослідити контур цієї смуги за допомогою інтерферометра Фабрі-Перо, що застосовується в роботі.

6. Увімкнути лазер, що генерує поперечні моди. За допомогою лінзи отримати на екрані картину багатомодового поля випромінювання та замалювати її.

7. Зняти лінзу та виміряти діаметр світлової плями на екрані. Оцінити кутове розходження лазерного випромінювання.

8. Визначити міру поляризації лазерного випромінювання. Для

цього на шляху лазерного випромінювання поставити поляризаційну призму та фотодіод. Повертаючи поляризатор, виміряти максимальне та мінімальне значення фотоструму, одержані результати підставити у формулу для визначення міру поляризації:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}.$$

Контрольні питання

1. Яку роль відіграють активне середовище й резонатор у лазері?
2. Чим визначається інтервал частот, в якому можлива генерація газового лазера?
3. Чим визначається число поздовжніх мод, що генеруються?
4. Від чого залежить ширина смуги випромінювання в одномодовому режимі?
5. Чому випромінювання газового лазера лінійно поляризоване?
6. Які особливості має багатспроменева інтерференція?
7. Як працює еталон Фабрі-Перо?

Література

1. Бутиков Е.И. Оптика. - М., 1986. - С.444-455.
2. Сивухин Д.В. Курс общей физики. Оптика. - М., 1980. - Т.4.- С.703-714.

Лабораторна робота 4-17. ВИВЧЕННЯ ПОГЛИНАННЯ СВІТЛА

Мета роботи: вивчення законів поглинання світла, ознайомлення з методами абсорбційного аналізу.

Теоретичні положення

Поглинання світла спостерігається як зменшення інтенсивності світлового пучка, що проходить через твердотільний зразок або кювету, заповнену поглинаючою рідиною. Процес поглинання світла описується за допомогою закону Бугера-Ламберта. Цей закон дає зв'язок між поглинаючою здатністю і товщиною шару поглинаючої речовини. При цьому необхідно пам'ятати, що на межі розподілу двох середовищ частина світла втрачається також і внаслідок відбивання.

Якщо на першу поверхню (мал.1) падає світловий пучок з інтенсивністю I_1 , то частина світла $I_1 R_1$ відбивається, а $I = I_1 (1 - R_1)$ - проходить у досліджувану речовину. Через R_1 позначимо коефіцієнт відбивання першої поверхні; у випадку нормального падіння світла на поверхню

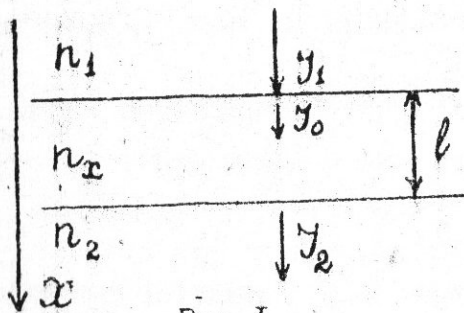


Рис. I

$$R_1 = \frac{(n_x - n_1)^2 + \alpha^2}{(n_x + n_1)^2 + \alpha^2},$$

де n_1 та n_x - показники заломлення, позначені на рис. I, а α - головний показник поглинання досліджуваної речовини. Для діелектриків α , як правило, набагато менше

n_x , тому наближено можна вважати

$$R_1 \approx (n_x - n_1)^2 / (n_x + n_1)^2.$$

Відповідно необхідно врахувати втрати на відбивання світла другою поверхнею:

$$R_2 \approx (n_2 - n_x)^2 / (n_2 + n_x)^2.$$

У переважній більшості методик абсорбційного аналізу втрати на відбивання компенсуються, про що мова буде йти далі.

Розглянемо тепер саме закон Ламберта-Бугера. Нехай у речовину входить монохроматичний світловий пучок з інтенсивністю J_0 , напрямком розповсюдження якого співпадає з напрямком осі x , і поступово послаблюється внаслідок поглинання. Вважаємо, що зменшення інтенсивності світла на величину dJ при проходженні нескінченно тонкого шару dx пропорційне інтенсивності світла J на глибині x :

$$dJ = -K_\lambda J dx.$$

Інтегрування по всьому шару речовини l дає закон Бугера-Ламберта

$$J = J_0 e^{-K_\lambda l}.$$

Тут K_λ - натуральний показник поглинання речовини, який залежить від довжини хвилі λ і характеризує властивості речовини. Залежність K_λ від λ або K_ν від ν називається спектром поглинання речовини та подається, як правило, у графічному вигляді. При виведенні закону Бугера-Ламберта вважаємо, що величина dJ (або кількість фотонів, які поглинаються) не залежить від інтенсивності падаючого світла J . Однак при дуже високій інтенсивності світла закон Бугера-Ламберта може не виконуватись. Досягти таких рівнів інтенсивності можливо у сфокусованих пучках випромінювання потужних лазерів.

Відхилення від закону Бугера-Ламберта можуть проявлятися або у просвітленні речовини, або навпаки, у затемненні. Це два принципово різних процеси.

Перший з них є процес звичайного однофотонного поглинання світла з енергією кванта $h\nu$, під дією якого атоми (молекули) переходять з енергетичного стану W_1 в стан W_2 : $h\nu = W_2 - W_1$. Речовина для випромінювання з такою частотою повністю або частково непрозора. Якщо збуджений стан з енергією W_2 характеризується значним часом релаксації, а інтенсивність світла велика, то всі або майже всі атоми (молекули) можуть перейти у збуджений стан. Унаслідок цього речовина втрачає здатність поглинати фотони, тобто стає прозорою для випромінювання з цією частотою. При нижчих рівнях інтенсивності випромінювання може спостерігатись падіння поглинання – показник поглинання K_λ стає функцією від J .

У деяких випадках просвітлення речовини супроводжується зворотним до поглинання процесом – починається випромінювання світла атомами (молекулами), що переходить з стану W_2 в стан W_1 .

Затемнення речовини під дією потужного випромінювання є процес, в якому бере участь більше, ніж один фотон. Розглянемо найпростіший випадок: двофотонне поглинання: $2h\nu = W_2 - W_1$. У цьому випадку енергії кванта $h\nu$ не вистачає, щоб перевести атом або молекулу у збуджений стан, на частоті ν речовина прозора для слабких світлових пучків. При високій густині енергії падаючого світла зростає ймовірність того, що атом (молекула) майже одночасно взаємодіє з двома фотонами, у результаті знищуються два фотони, а атом переходить у стан W_2 . Це процес другого порядку малості відносно однофотонного поглинання, у цьому випадку показник поглинання K_λ квадратично змінюється з J .

Спектри поглинання можна представляти не тільки через K_λ , а й через зв'язані з показником заломлення характеристики, як от:

$$T = J/J_0 = e^{-K_\lambda \ell} \quad \text{-- коефіцієнт пропускання речовини;}$$

$$D = \ln(J_0/J) = K_\lambda \ell \quad \text{-- оптична густина речовини.}$$

Згідно з теорією дисперсії світла у речовині натуральний показник поглинання K_λ записується через головний показник поглинання α :

$$K_\lambda = 4\pi\alpha/\lambda.$$

У випадку, коли світло поглинається розчином поглинаючої речовини у непоглинаючому розчиннику, показник поглинання K_λ може бути представлений як $K'_\lambda \cdot C$, де C – концентрація розчиненої речовини, а K'_λ – коефіцієнт, що не залежить від C та характеризує взаємодію поглинаючої молекули зі світлом довжиною хвилі λ . У цьому випадку об'єднаний закон Ламберта-Бугера-Бера має вигляд:

$$I = I_0 e^{-K'_\lambda C \ell} \quad \text{або} \quad T = \exp[-K'_\lambda C \ell]. \quad (1)$$

Логарифмуючи, знаходимо концентрацію як $C = D/K'_\lambda \ell$.

Найчастіше відхилення від об'єднаного закону Ламберта-Бугера-Бера в системі потрібно віднести за рахунок невиконання закону Бера. Встановлено, що відхилення від закону Бера можна приписати хімічним процесам, що протікають у розчинах. Такі відхилення мають місце, коли поглинаюча речовина дисоціює у розчині, або ж утворює сполуку з розчинником. Відхилення від закону Бера спостерігаються також, коли поглинаючі центри (атоми, іони, молекули) впливають один на одного. З концентрацією може змінюватись і взаємодія між молекулами розчинника та поглинаючої речовини.

Мають місце й фізичні причини відхилення від закону Бера. Передусім відзначимо, що згідно з теорією дисперсії повинна залишатись сталою незалежно від концентрації величина $\mathcal{E}n/(n^2+2)$, а не \mathcal{E} . Оскільки показник заломлення розчину звичайно зростає з концентрацією, то \mathcal{E} також зростає.

Відхилення від закону спостерігаються і в тих випадках, коли виміри проводять з немонахроматичним світлом, яке завжди дає звичайні світлофільтри через те, що пропускна здатність поглинаючої речовини помітно змінюється протягом спектрального інтервалу, виділеного світлофільтром. Головна мета кількісного абсорбційного аналізу – якомога точніше визначення \mathcal{E} або C . При цьому концентрацію та шар розчину вибирають так, щоб похибка вимірів пропускання при певній довжині хвилі була мінімальною. Малих значень пропускання варто уникати, бо при цьому посилюється вплив розсіяного світла й збільшується ймовірність відхилення від закону Бера. В зв'язку з підвищенням концентрації досліджуваних речовин. Варто уникати й великих значень пропускання, оскільки зростає відносна похибка, обумовлена випадковим забрудненням віконць кювети, помутнінням розчину, необхідністю приготування розчину з дуже малою кількістю поглинаючої речовини та ін. Існує правило: при точних кількісних роботах працювати в межах пропускання 20–70 %.

Нарешті зауважимо, що натуральний показник поглинання K_λ є величина, обернена до відстані, на якій потік випромінювання у вигляді паралельного пучка послаблюється в e раз унаслідок поглинання і має розмірність $[L^{-1}]$. Розмірність K'_λ залежить від того, як представлено концентрацію C — у ваговому чи молярному вигляді.

Метода абсорбційного аналізу

Спектри поглинання можуть досліджуватись за допомогою спектрометрів, спектрофотометрів та фотометрів. Кількісний аналіз завжди проводиться з двома кюветами або зразками різної товщини, щоб виключити втрати на відбивання. При роботі з розчинами використовують одну кювету з чистим розчинником (для компенсації втрат на відбивання), а другу — з досліджуваним розчином. Розглянемо детальніше роботу з розчинами.

1. При роботі з спектрометром використовують як джерело світла лампу розжарювання, що має неперервний спектр випромінювання. На шляху світлового пучка розміщують кювету з чистим розчинником і записують певну ділянку спектра, одержуючи I_0 як функцію від довжини хвилі або від частоти випромінювання.

Потім замінюють цю кювету кюветою з розчином певної концентрації і одержують залежність I від λ або ν в тому ж спектральному інтервалі. Далі спектрограми обробляють: визначають I та I_0 для однакових λ , вираховують T або D і будують графіки спектрів поглинання.

2. Спектрофотометр — це поєднання спектрального приладу з фотометром, що дає змогу порівнювати I та I_0 у будь-якій точці спектрального інтервалу автоматично, одержуючи відразу залежність T або D від λ на спектрограмах (двокоординатних діаграмах).

3. У тих випадках, коли спектр поглинання складається з дуже широких смуг, або необхідно дослідити зміну поглинання від концентрації для певної довжини хвилі, можна використати лише фотометр. Такий фотометр має набір змінних світлофільтрів (звичайно біля 10). Для тих довжин хвиль, що відповідають максимумам пропускання світлофільтрів, можна вимірювати T або D .

Рекомендації до вибору товщини шару досліджуваної речовини

Якщо кювета має велику товщину, то оптичну густину і максимуми важко виміряти (крива 1 на рис. 2). У протилежному випадку зміна

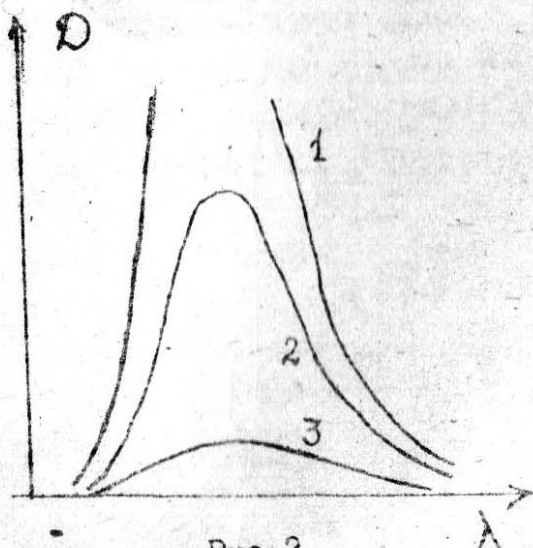


Рис. 2

оптичної густини при зміні концентрації буде дуже незначною (крива 3). Цивно, є оптимальна товщина шару досліджуваної речовини, коли чутливість методу – максимальна (крива 2). Щоб визначити цю товщину, дамо визначення чутливості як величини dI/dc . Вона тим більша, чим сильніше змінюється інтенсивність світла за мінімальної зміни концентрації розчину.

Для визначення чутливості маємо дослідити закон Бугера-Ламберта-Бера

(1) на екстремум. Спочатку визначаємо чутливість:

$$\frac{dI}{dc} = -k'_\lambda \cdot x \cdot I_0 \cdot e^{-k'_\lambda \cdot c \cdot x}$$

Тепер цей вираз диференціюємо по x та прирівнюємо до нуля:

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{dI}{dc} \right) = -k'_\lambda I_0 e^{-k'_\lambda c x} + (k'_\lambda)^2 c x I_0 e^{-k'_\lambda c x} = 0$$

Оскільки $I_0 e^{-k'_\lambda c x} \neq 0$, то $1 - k'_\lambda c x = 0$ або $k'_\lambda c x = 1$.

Таким чином, чутливість максимальна при $x = 1/(k'_\lambda c)$. За цих умов закон Ламберта-Бугера-Бера має вигляд:

$$I = I_0 e^{-1} \quad \text{або} \quad T = 1/e \approx 0,37,$$

тобто чутливість максимальна, коли коефіцієнт пропускання дорівнює 37%. Відповідне значення оптичної густини $D = -\ln T = 1$. При роботі з різними розчинами необхідно, щоб ця умова виконувалась для концентрацій, що мають близьке до середнього значення C .

Визначення концентрації речовини у розчині

Оскільки оптична густина D лінійно змінюється з концентрацією, то для визначення C вимірюють оптичну густину, а не коефіцієнт пропускання. Попередньо визначають оптичну густину D для розчинів з відомими концентраціями, що охоплюють область можливих змін концентрацій досліджуваних розчинів, на тих значеннях λ , де значення D для концентрації максимальне – тобто в максимумі смуги поглинання. Далі будують інтерполяційну залежність, що повин-

на бути близькою до прямої лінії. Якщо деякі точки випадають, то їх значення виміряють повторно.

Треба мати на увазі, що при роботі з шаром речовини різної товщини оптична густина змінюється також з товщиною, тому всі результати слід поділити на товщину шару.

Завдання

1. Ретельно ознайомитись з принципом дії приладу, на якому виконується робота. Самалювати оптичну схему.
2. Виміряти і побудувати криву пропускання T діелектричного дзеркала, як функцію від λ .
3. Виміряти і побудувати криві пропускання T або оптичної густини D як функцію λ для двох (максимальної та мінімальної) концентрацій розчину.
4. Визначити довжину хвилі світлофільтра для концентраційних вимірів. Для цього треба порівняти одержані спектри пропускання розчинів максимальної та мінімальної концентрацій і виділити ту ділянку кривої пропускання (по λ), на якій виконуються дві умови: а) при зміні концентрації помітно змінюється і пропускання, тобто маємо максимальну чутливість dT/dc . Як правило, ця умова виконується в максимумі поглинання; б) ділянка має бути майже горизонтальною, тобто паралельною до осі довжин хвиль. На схилі спектральної кривої зростає ймовірність похибки у визначенні D при незначній зміні λ . Ця умова виконується в максимумі поглинання та на ділянках прозорості, але останні непридатні для дослідження поглинання.
5. На вибраному значенні λ визначити оптичну густину D для всіх розчинів, побудувати графік $D = f(c)$. Методом найменших квадратів визначити невідому концентрацію розчину.
6. За допомогою набору пластин кольорового скла перевірити пропорційність оптичної густини товщині шару.

Контрольні питання

1. Закони поглинання світла.
2. Принцип побудови приладів для абсорбційного аналізу.
3. Побудова діелектричних дзеркал та світлофільтрів.
4. Зв'язок між кривими поглинання і відбивання.

Література

1. Бутиков Е.И. Оптика. - М., 1986. - с.с.81, 443.
2. Сивухин Д.В. Курс общей физики. Оптика. - М., 1980. - С.550.

Робота № 4-18

ФОТОМЕТРИЧНІ ВИМІРЮВАННЯ

Мета роботи: перевірка законів фотометрії та ознайомлення з основними способами фотометричних вимірювань.

Теоретичні відомості

Слово "фотометрія" походить від грецьких слів: "фос" ($\varphi\omega\varsigma$) – світло та "метрео" ($\mu\epsilon\tau\rho\epsilon\omega$) – вимірюю й означає "вимірювання світла". Фотометричні вимірювання можна виконувати як за допомогою ока, так і за допомогою штучних приймачів світла – фотоеlementів, болометрів, термоelementів тощо. Перший спосіб називається суб"ективним, вимірювання проводяться безпосередньо оком, одержаний результат залежить від індивідуальних властивостей ока. Другий спосіб називають об"ективним, вимірювання світлових характеристик виконує прилад, результат вимірювань зчитується зі шкали прилада.

Основною суб"ективного методу світлових вимірів є здатність ока встановлювати рівність яскравостей двох суміжних поверхонь. Рівність встановлюється тим точніше, чим менше відрізняються за кольором одна поверхня від другої. Об"ективним методом вимірюють, як правило, потік енергії електромагнітних хвиль. При суб"ективних методах користуються фотометричними величинами, головною з яких є світловий потік. Знайдемо зв"язок між цими величинами, який визначається властивостями ока. Дуже важливою характеристикою середнього людського ока є спектральна світлова ефективність, яка визначає реакцію ока на потік енергії, однорідний за спектральним складом (монохроматичний). Максимальна спектральна світлова ефективність припадає на жовто-зелену ділянку спектра з $\lambda = 555$ нм. Прийнята міжнародною системою одиниць крива чутливості ока наведена на рис. I.

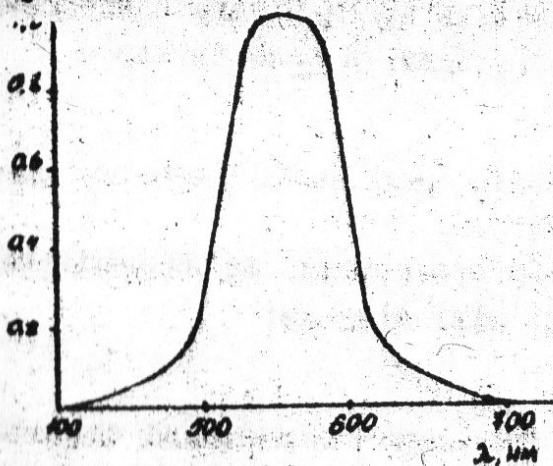


Рис. I.

На осі ординат відкладено відносну спектральну світлову ефективність випромінювання

$$V(\lambda) = K(\lambda) / K_{\text{max}},$$

де $K(\lambda)$ – спектральна чутливість ока до випромінювання з довжиною хвилі λ , K_{max} – максимальне значення спектральної чутливості.

Тоді світловий потік Φ визначають як потужність електромаг-

нітного випромінювання $P(\lambda)$ з урахуванням чутливості ока, а саме:

$$\Phi(\lambda) = K(\lambda) \cdot P(\lambda)$$

для монохроматичного випромінювання з довжиною хвилі λ .

Одиниця світлового потоку - люмен.

Один люмен - це світловий потік, що випромінюється з поверхні чорного тіла площиною $S = 0,5305 \text{ мм}^2$ при температурі затвердіння платини $T = 2046 \text{ К}$ і тиску 101325 Па . Тоді $K_{\max} = 683 \text{ лм/Вт}$, а світловий потік монохроматичного випромінювання визначається як $\Phi(\lambda) = 683 V(\lambda) P(\lambda) \text{ лм/Вт}$.

У випадку неперервного спектру випромінювання

$$\Phi = \int_{400}^{700} K(\lambda) P(\lambda) \cdot d\lambda = K_{\max} \cdot \int_{400}^{700} V(\lambda) P(\lambda) d\lambda.$$

Так звичайна лампа розжарювання з потужністю 40 Вт дає світловий потік 370 лм , а лампа тієї ж потужності з криптоновим наповненням - 430 лм .

Мірою кутового розподілу густини світлового потоку є сила світла

$$J_{\alpha} = d\Phi(\omega) / d\omega, \quad (1)$$

де J_{α} - сила світла у напрямку α , а $d\Phi(\omega)$ - світловий потік, що розповсюджується в тілесному куті $d\omega$. Ясно, що таке визначення можливе тільки для точкового джерела, що є вершиною тілесного кута $d\omega$. Реальне джерело світла завжди має певні розміри, точковим його можна вважати в тому випадку, коли його лінійні розміри значно менші за відстань до нього.

Одиниця сили світла - одна кандела.

Силу світла в одну канделу має точкове джерело, яке в тілесний кут в 1 стерадіан випромінює силу світла в 1 люмен.

Якщо сила світла джерела не залежить від напрямку спостереження α , воно називається ламбертівським, а сила світла є

$$J = \Phi / 4\pi.$$

Коли джерело, що випромінює світло, має значні розміри, його характеризують світністю та яскравістю.

Світність - це відношення світлового потоку, що випромінюється з малої ділянки поверхні, до площі цієї ділянки:

$$M = d\Phi(S) / dS.$$

Яскравість поверхні в данному напрямку - відношення світлового потоку у межах малого тілесного кута $d\omega$ через малу ділянку по-

поверхні dS до добутку площі проекції випромінюючої поверхні dS на площину, що перпендикулярна напрямку розповсюдження світла, на величину кута $d\omega$:

$$L_\theta = d\Phi / (dS \cos \theta d\omega) = I_0 / dS \cos \theta,$$

де θ – кут між напрямком розповсюдження світла та нормаллю до елемента поверхні.

Одиниця яскравості – нйт.

Таку яскравість має поверхня, що випромінює силу світла в 1 кд з поверхні в 1 м^2 .

У ламбертівській поверхні яскравість однакова у всіх напрямках, а тому

$$M = \pi L.$$

Крім того, визначають освітленість як відношення світлового потоку, що падає на малу ділянку поверхні, до площі цієї ділянки:

$$E = d\Phi / dS = I d\omega / dS. \quad (2)$$

Одиниця освітленості в 1 люкс створюється на поверхні в 1 м^2 світловим потоком в 1 лм.

При роботі з об'єктивними приймачами світла використовують не фотометричні, а енергетичні поняття, що утворюються від потужності електромагнітного випромінювання аналогічним чином.

Найчастіше, наприклад, користуються енергетичною яскравістю, що визначають як

$$L_e = dP / (dS d\omega \cos \theta).$$

Закон обернених квадратів

Якщо навколо точкового джерела світла O (рис.2) описати дві концентричні сфери радіусами r_1 та r_2 , то через поверхні S_1 та S_2 , що відповідають одному й тому ж тілесному куту ω , проходить один і той же світловий потік Φ . За формулою (2) маємо:

$$E_1 / E_2 = r_2^2 / r_1^2 \quad (3)$$

враховуючи, що для малих кутів

$$d\omega = dS / r^2.$$

Це і є закон обернених квадратів.

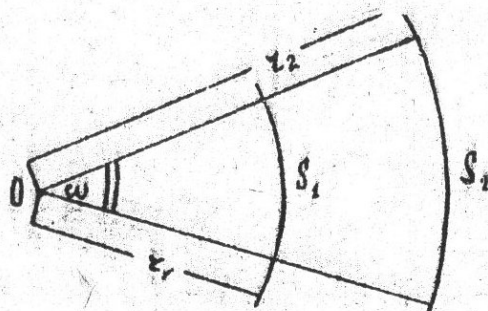


Рис.2

Якщо два точкових джерела J_1 та J_2 створюють на деякій площині однакові освітленості $E_1 = E_2$ (рис.3), то за формулою (2)

$$J_1 / J_2 = r_1^2 / r_2^2, \quad (4)$$

де r_1 та r_2 - відстані від джерела до площини.

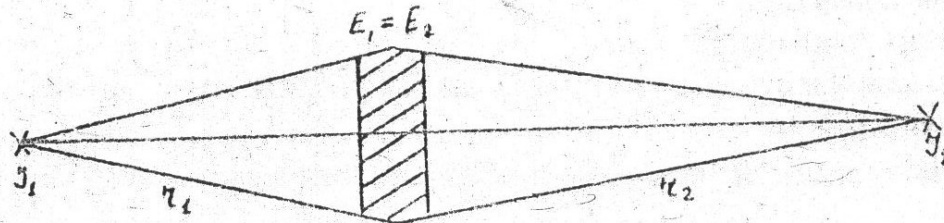


Рис.3

Візуальні фотометричні вимірювання

Прилади, за допомогою яких виконуються фотометричні вимірювання, називаються фотометрами. Більшість фотометрів - візуальні. Всі вони побудовані на одному й тому ж принципі, що ґрунтується на властивості ока встановлювати досить точно рівність яскравості двох поверхонь, що освітлюються різними, але одноколірними джерелами світла, й межують одна з одною.

Відомо, що яскравість зображення безпосередньо сприймається оком і не залежить від відстані до джерела світла, якщо знехтувати атмосферним впливом. Відрізняємо ми дві сусідні поверхні лише тому, що їх яскравості неоднакові.

Таким чином, опираючись на власні зорові відчуття, ми можемо порівняти яскравості двох суміжних поверхонь та визначити більш яскраву. Але при цьому ми не можемо кількісно виміряти різницю яскравостей. Ця властивість ока лежить в основі всіх світлових вимірювань, що виконуються за допомогою ока, причому значно легше порівнювати яскравості двох суміжних поверхонь.

Тому основа будь-якого фотометра - два суміжних поля порівняння, що освітлюється еталонним та досліджуваним джерелами. Для світлотехнічних вимірів застосовують поверхні, зроблені з сірчанокислого барію, що має високий коефіцієнт відбивання. Крім того, ці поверхні з високою точністю можна вважати ламбертовими.

Широке застосування знайшли так звані фотометричні головки, за допомогою яких вимірюють силу світла. На рис.4 подано схему фотометричної головки, що складається з фотометричного кубика K , дифузно розсіюючої платівки з сірчанокислого барію A , що освітлюється з одного боку еталонним джерелом світла (J_{et}), а з дру-

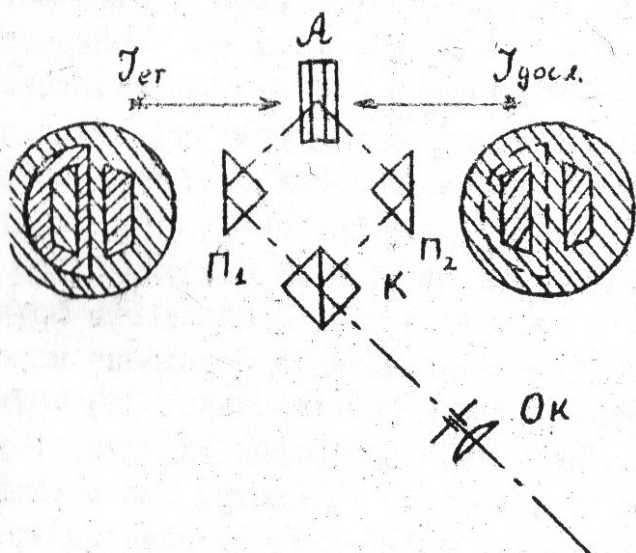


Рис.4

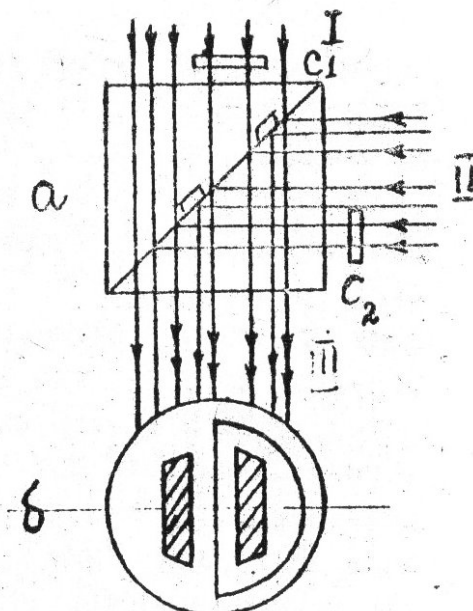


Рис.5

ного - досліджуванім джерелом ($J_{\text{досл.}}$), двох призм повного внутрішнього відбивання Π_1 , Π_2 та окуляра O_K .

Основною частиною приладу є кубик Люммера-Бродхуна, що дозволяє одночасно бачити освітлювану платівку A з двох боків. Він складається з двох тригранних призм, основи яких добре відшліфовані. В основі однієї з них роблять поглиблення, після чого призми склеюють (рис.5а). Якщо цей кубик освітлювати через поверхні 1 та 2, то дивлячись через поверхні 3 та 4 ми побачимо ці поля сумісними. Якщо з боку поверхні 3 поставити окуляр O_K , то промені, зображені суцільною лінією, попадуть в око й дадуть світлові поля у формі, зображених на рис.5б. Коли обидві сторони пластинки A освітлені однаково ($E_1 = E_2$) і оптичні шляхи світлових пучків рівні між собою, то все поле зору окуляра буде рівномірно освітлене, і контурів заглибин не буде видно. Цей випадок називають світловою рівністю.

У конструкції фотометра передбачено пристрій, який дає змогу вводити на шляху світлових пучків додаткові прозорі плоскопаралельні пластинки C_1 та C_2 (рис.5). Близько 8 % світла втрачається на відбиття при проходженні його через ці пластинки. Тому при світловій рівності малі трапеції поля зору (саме на їх шляху стоять додаткові пластинки) будуть темнішими, ніж решта поля зору. У полях порівняння створюється однаковий контраст, що дає можливість проводити виміри з похибкою не більше, ніж $\pm 0,25\%$.

Контрастні пластинки вводять у поле зору за допомогою спеціальних рукояток на нижній поверхні корпусу фотометра.

За оптичною схемою фотометра світло, що потрапляє в окулярну трубу від правого та лівого боків розсіючої пластини, проходить не зовсім однакові оптичні шляхи (світло з лівого боку пластини зазнає одного зайвого заломлення). Отже, ослаблення світлових пучків на цих шляхах також буде неоднаковим. Звідси випливає, що світловій рівності в полі зору окулярної труби фотометра не відповідає однакова освітленість обох боків розсіючої пластини. Щоб уникнути похибки, яка виникає в зв'язку з цією особливістю фотометра, у його конструкції передбачена можливість обертання камери фотометра на 180° так, щоб зворотний бік розсіювальної пластинки, який раніш був повернений праворуч, буде повернено ліворуч, і навпаки. Для визначення правильного положення фотометра, що відповідає однаковій освітленості обох боків розсіювальної пластинки, слід знайти два такі положення, які відповідають рівномірній освітленості поля зору окулярної труби при прямому і оберненому положеннях камери фотометра, і визначити їх середнє значення. Цей прийом дає тим точніший результат, чим менше відрізняються за силою світла порівнювані джерела. Щоб зовнішнє розсіяне світло не потрапляло на приймальну пластинку фотометричної головки, часто в обох боків її встановлюють спеціальні оксамитові екрани.

Фотометричні вимірювання роблять на оптичній лаві, яка у найпростішому випадку є лінійкою з поздовжніми пазами, по яких переміщуються три повзунки. На лінійку нанесено поділки, а в повзунках закріплено фотометр і два джерела світла. Одним з найдосконаліших сучасних оптичних лав, призначених для різноманітних вимірювань як візуальних (суб'єктивних), так і об'єктивних (зокрема, фотометричних), є фотометрична лава моделі ФС-М.

Порівняння сили світла джерел, визначення кривих розподілу сили світла та індикатрис розсіювання різних матеріалів, визначення питомої потужності ламп розжарювання та коефіцієнта яскравості відбивних матеріалів, градування візуальних і фотометричних фотометрів, визначення колірної температури джерел світла – такий неповний перелік тих світлових вимірювань, для яких може бути використана ця установка.

Джерела світла, фотометр та інші прилади встановлюють на лаві на пересувних каретках. Відлік положення каретки відносно шкали лави проводить за штриховим покажчиком: для зручності відліку на плиті каретки встановлені освітлювач і лупа. Під час відліку освітлювач шкали вмикається спеціальною кнопкою.

Електричні лампи на лаві встановлені в спеціальних тримачах. Тримач дає змогу переміщувати патрон електричної лампи в напрямку, перпендикулярному до осі лави, нахилити його у двох взаємно перпендикулярних напрямках і обертати навколо вертикальної осі. У комплекті фотометричної лави є тримач з лімбом, за допомогою якого можна обертати джерело світла навколо вертикальної осі і відраховувати кут повороту. Обертаний пристрій кріпиться на пересувній каретці лави, на ньому самому закріплюється тримач джерела світла. Відлік кута повороту проводиться по лімоу в цілому поділці I. Для зручності відлічування лімб виготовлено з прозорого матеріалу і має освітлювальну лампочку.

Для встановлення світлової рівності застосовують різноманітні прийоми, що дають змогу ослабити освітленість, утворену сильнішим джерелом. Найпростішим з них є зміна відстані від джерела до фотометра.

Закон обернених квадратів справедливий тільки для точкових джерел; фільтри повинні однаковою мірою вбирати світло різних довжин хвиль (нейтральні фільтри); сітки не повинні відкидати тіні і тому використовуються переважно в поєднанні з лінзами, поблизу яких вони розміщуються. Нарешті, обертові сектори зменшують не потік, а тривалість його дії й, отже, придатні тільки тоді, коли зменшення середнього значення потоку еквівалентне зменшенню його величини; це справедливо, як показали психофізіологічні дослідження, лише при достатній частоті переривання (закон Тальбора).

Послаблявач, що використовується у фотометричній лаві ФС-М є обертovým непрозорим диском з вирізаними у ньому двома секторами.

Коефіцієнт пропускання такого послаблявача дорівнює відношенню кута розхилу α вирізаного сектора до кута 2π :

$$K = \alpha / 2\pi,$$

де кут α виражений у радіанах.

При достатньо швидкому обертанні око не розрізняє окремих "мигань" поля зору фотометра. При цьому та освітленість, яку фіксує око, дорівнює середній за часом освітленості. У роботі використовується диск з коефіцієнтом пропускання 10 %. Швидкість обертання диска регулюється реостатом, увімкненим у коло електродвигуна. Швидкість слід вибирати дещо більшою від тієї, при якій помітні миготіння в полі окулярної труби фотометра.

Необхідною умовою для забезпечення якісних фотометричних вимірювань є точне визначення відстаней на лаві, бо в наступних розрахунках числові значення відстаней беруть у квадраті. Щоб визначити

справжню відстань між джерелом світла і приймальною пластинкою фотометра, треба до різниці відліків $x_2 - x_1$, що відповідають положенням показників пересувних кареток на шкалі, внести додаткову поправку Δx . Ця поправка виникає тому, що положення штрихових показників кареток на шкалі лави не збігається точно з проєкціями на цю шкалу центрів світних тіл джерел світла.

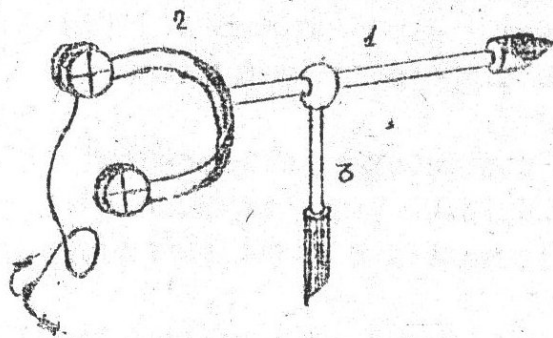


Рис. 6

Для визначення поправок є вимірювач відстаней. Вимірювач відстані (рис. 6) – це стержень 1, на одному кінці якого симетрично його осі розміщена металева дуга 2. Стержень з дугою закріплено на вертикальному стержні 3, який вставляється у тримач каретки. На обох кінцях дуги є справи з візирними сітками, причому одна з них освітлюється лампочкою. Площина, що проходить через вертикальні штри-

хи перехресть обох візирних сіток, перпендикулярна до осі лави, а відстань l_0 від цієї площини до протилежного кінця стержня дорівнює 47,26 см.

Визначають поправки так:

1) встановлюють світні тіла джерел у центр приймальної пластинки фотометра (або фотоелемента) і на одній висоті;

2) розміщують між ними на окремій каретці вимірювач відстані так, щоб його довший кінець з виступами доторкався до приймальної пластинки фотометра;

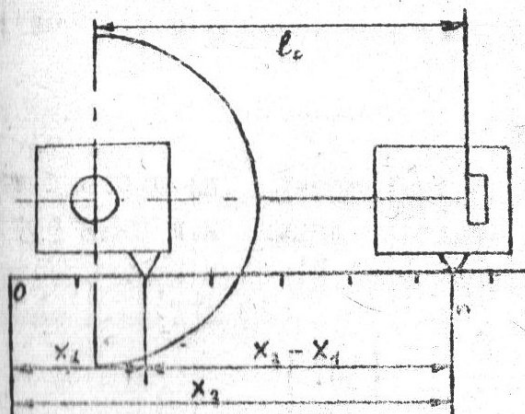
3) пересувають джерело світла так, щоб середина світного тіла (в нерозжареному стані) була в площині вертикальних штрихів візирних сіток вимірювача відстані;

4) відраховують положення штрихових показників кареток x_1 та x_2 на шкалі лави. Можна записати:

$$l_0 = x_2 - x_1 + \Delta x, \text{ звідки } \Delta x = l_0 - (x_2 - x_1),$$

де l_0 – довжина вимірювача відстані, x_1 та x_2 – відліки на шкалі, Δx – поправка. Поправка Δx може бути як додатною, так і від'ємною.

Схему визначення поправки Δx подано на рис. 7. При певному положенні джерела світла поправку слід визначати як для прямого, так і для повернутого на 180° положенні кимери фотометра. При повторному встановленні джерела світла або при зміні його положення поправку треба визначати знов.



Мал.7

приймальну пластинку, а входні отвори його закрити візирними сітками. Після цього треба подивитись через корпус на одне з джерел світла і добитися збігу центрів обох візирних сіток і центра світлого тіла. Так само центрується друге джерело світла і екрани. По закінченні центрування візирні сітки виймаються, а приймальна пластинка ставиться на місце.

Увага! Обов'язково прослідкувати, щоб заціпка пластинки добре зафіксувала її в корпусі, інакше пластинка може випасти і пошкодитись.

Завдання I. Вимірювання сили світла лампи розжарювання та перевірка закону обернених квадратів

Перша частина завдання виконується на основі формули (4), друга — формули (3). Обидві ці формули доведені на основі трьох припущень: 1) джерело світла точкове; 2) світловий потік не поглинається середовищем; 3) джерело світла у всіх напрямках випромінює той самий світловий потік.

Перша з цих умов на практиці може виконуватися тільки в певним ступенем наближення. Насправді, будь-яке джерело має певні розміри. Але його можна вважати точковим, якщо розміри джерела значно менші відстані, на якій вимірюється його випромінювання.

Друга частина практично завжди виконується, бо поглинання світла в повітрі дуже незначне, і ним можна знехтувати.

Щодо третьої умови, то вона взагалі не виконується, тому що джерела світла випромінюють в різні боки різні світлові потоки. Але у межах невеликого тілесного кута, взятого у напрямку, перпендикулярному до нитки розжарювання, неоднорідність світлового потоку незначна і нею можна знехтувати. Практично важливо знати, в скільки разів відстань від джерела до приймача повинна перевищувати розмі-

ри джерела, щоб закон обернених квадратів виконувався з тим чи іншим ступенем точності.

Хід роботи

1. Приготувати фотометричну лаву до вимірювань. Для цього встановити на її кінцях досліджувану та еталонну лампи, між ними розташувати фотометр та секторний послаблювач (рис.8).

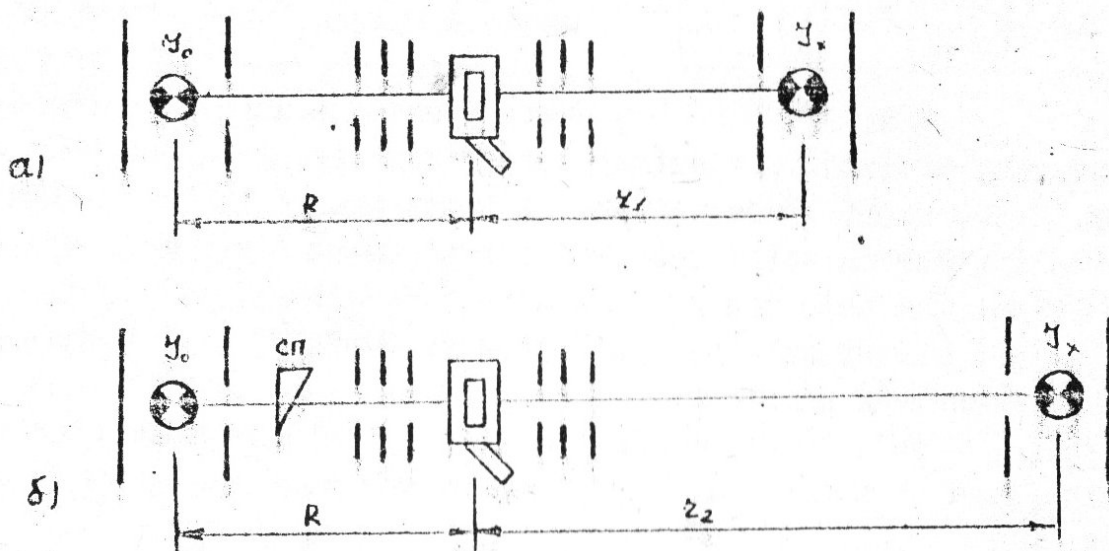


Рис.8

За еталонку беруть лампу, сила світла якої відома. Напруга на ній підтримується сталою. Сектор послаблювача встановити так, щоб він не заважав проходженню світла від еталонної лампи до фотометра.

2. Еталонна лампа розташовується якнайближче до фотометра (відстань R). Досліджувана лампа встановлюється так (відстань z_1), щоб поля зору фотометра мали однакову яскравість (рис.8а).

3. Ввімкнути секторний послаблювач (СП) і перемістити досліджувану лампу далі від фотометра до вирівнювання яскравостей полів фотометра (відстань z_2 на рис.8б).

4. Перемістити фотометр на 5 см далі від еталонної лампи ($R' = R + 5$ см) і знайти нові значення z_1 та z_2 . Повторювати такі переміщення фотометра та вимірювання значень z_1 та z_2 , скільки дозволяє довжина лави.

5. Силу світла вирахувати за формулою:

$$J_x = J_0 \cdot (z_1 / R)^2$$

Проаналізувати одержані значення сили світла для великих і малих відстаней z_1 .

6. Для перевірки закону обернених квадратів врахувати, що секторний послаблювач зменшує світловий потік у $K = 10$ разів. Тому відношення $(I_2/I_1)^2$ повинно мати таке ж значення.

Побудувати графік $(I_2/I_1)^2 = f(r)$ та проаналізувати виконання закону обернених квадратів для великих і малих відстаней.

7. Визначити похибки вимірювань.

Завдання 2. Визначення світлового поля ламп розжарювання

Реальні джерела світла (здебільшого лампи розжарювання) – не точкові, їх світна поверхня не має сферичної симетрії, і через те в різних напрямках сила їх світла є різною. Якщо помістити таке джерело світла в початок полярної системи координат і побудувати поверхню, яка є геометричним місцем кінців векторів, рівних своєю довжиною силі світла у відповідному напрямку, то ця поверхня характеризуватиме розподіл світлового поля навколо джерела. У цьому завданні треба побудувати переріз такої поверхні горизонтальною площиною.

Хід роботи

1. Тримач досліджуваної лампи встановлюється на обертовому пристрої (тримач з лімбом), і сила світла вимірюється при повороті лампи на кожні 10° . Сила світла вимірюється із застосуванням еталонної лампи (при цьому перевертати фотометр не треба).

2. При кожному положенні фотометра проводиться одне вимірювання сили світла.

3. Визначається поправка ΔX для досліджуваної лампи. Результати вимірювань заносяться у таблицю.

4. За даними досліду у полярних координатах будується графік залежності сили світла від кута повороту досліджуваного джерела світла $I = f(\alpha)$.

5. Визначається похибка вимірювань.

Список літератури

1. Ландсберг Г.С. Оптика. – М., 1976. – С.43–61.
2. Сивухин Д.В. Курс общей физики. Оптика. – М., 1980. – С.144–162.
3. Бутиков Е.И. Оптика. – М., 1986. – С.67–70.
4. Гуревич И.А. Фотометрия. – Л., 1983. – С.20–51

З М І С Т

| | |
|---|----|
| Робота №4-10. Закони теплового випромінювання | 3 |
| Робота №4-11. Вивчення характеристик газового лазера | 11 |
| Робота №4-17. Вивчення поглинання світла | 22 |
| Робота №4-18 Фотометричні вимірювання | 29 |