

Завдання 1. Визначення вмісту «чорної скриньки».

(Визначити, яка схема знаходиться всередині і номінали її елементів).

Мета роботи: ознайомитись з поведінкою активних і реактивних опорів у колі змінного струму.

Прилади: «чорна скринька», генератор сигналів ГЗ-34, вольтметр Ф 564, магазин опорів Р-33, магазин індуктивностей, магазин ємностей.

Змінний струм, проходячи крізь резистори, конденсатори і котушки індуктивності створює падіння напруги на них. Між амплітудними значеннями струму і напруги є наступні співвідношення:

$$U_R = RI_R, U_C = \frac{1}{\omega C} I_C, U_L = \omega L I_L.$$

Однак не слід забувати і про наступні фазові співвідношення: для резистора коливання струму і напруги мають однакову фазу, для конденсатора коливання струму випереджають по фазі коливання напруги на 90° , а для котушки індуктивності коливання струму відстають по фазі від коливань напруги на 90° .

Розглянемо електричне коло, що складається з послідовно з'єднаних активного і реактивного опорів і джерела, електрорушійна сила якого змінюється за гармонічним законом. Амплітуда спаду напруги на реактивному опорі визначається частотою коливань ω , а також величинами опорів C та R чи L . Якщо позначити амплітуду напруги, що подається на вхід схеми U_0 , то спад напруги на ємності $U_C(\omega) = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}} \frac{1}{\omega C}$

Амплітудне значення спаду напруги на індуктивності

$$U_L(\omega) = \frac{U_0}{\sqrt{(R+r)^2 + (\omega L)^2}} \sqrt{r^2 + (\omega L)^2},$$

де r – активний опір котушки індуктивності.

При паралельному з'єднанні напруга на елементах однакова, а струми додаються аналогічним чином.

В даній роботі амплітуда напруги вимірюється вольтметром Ф 564. Він вимірює середнє значення модуля змінної напруги $U_{cr} = \frac{2}{\pi} U_0$, де U_0 – амплітуда напруги.

Завдання та обробка результатів вимірювань.

1. Зібрати схему, виконати необхідні вимірювання.
2. Визначити схему, що знаходиться всередині «чорної скриньки», розрахувати номінали її елементів.

Вказівки:

3. В даній роботі похибки розраховувати не потрібно, просто постарайтесь визначити номінали елементів якнайточніше.
4. Для кращого розуміння поведінки реактивних елементів у колі змінного струму можна виконати модельні досліди з відомими елементами.

Завдання 2. Вимірювання електрорушійної сили джерела струму методом компенсації.

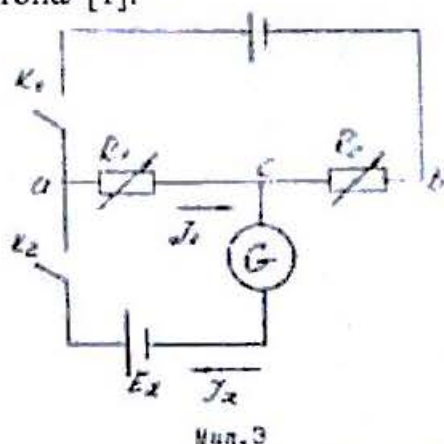
Мета роботи: ознайомитись з вимірюванням е.р.с. гальванічних елементів методом компенсації; виміряти е.р.с. гальванічного елемента, оцінити похибку отриманого результату.

Прилади: досліджуваний гальванічний елемент, нормальний елемент Вестона, джерело постійного струму 5-8 В, е.р.с. якого більша за е.р.с. досліджуваного елемента, два декадні магазини опорів, магазин опорів типу МСВ/0–10⁵ Ом/, гальванометр з нулем відліку в центрі шкали, перемикач, телеграфний ключ.

Електрорушійна сила /е.р.с./ джерела струму дорівнює різниці потенціалів на полюсах розімкненого елемента. Тому для вимірювань е.р.с. джерел створюють умови, при яких струм через джерело не проходить. Досягається це компенсаційним методом, який є одним з основних точних електричних вимірювань. Схема методу показана на мал.3. На ділянку опорів ab подається напруга від джерела E . Джерело з невідомою е.р.с. E_x підключається до частини ab назустріч E . При довільних опорах R_1 та R_2 на ділянках кола проходять струми I , I_1 , I_2 .

За законами Кірхгофа $I_1 = I + I_x$, $I_1 R_1 + I(R_2 + \rho) = E$, $I_1 R_1 + I_x \rho_x = E_x$, де ρ та ρ_x - сумарні опори відповідних джерел та з'єднувальних провідників. Якщо струм через E_x не проходить / $I_x = 0$ /, $E_x = I_1 R_1$, $I_1 = I = \frac{E}{R_1 + R_2 + \rho}$, $E_x = \frac{ER_1}{R_1 + R_2 + \rho}$ /1/

E_x можна визначити, не вимірюючи безпосередньо E та ρ . Для цього після вимірювання опору R_1 , при якому струм через E_x відсутній, замість E_x включається джерело з відомою е.р.с. E_0 , величина якої з часом не змінюється. За таке джерело звичайно править нормальний елемент /елемент Вестона/ [1].



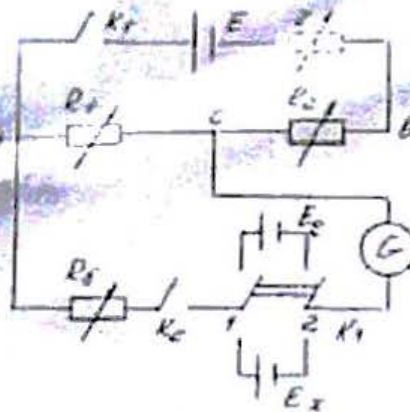
При попередньому значенні сумарного опору $R_1 + R_2$ знайдемо нове значення опору R_{01} , при якому струм через елемент E_0 дорівнює нулю. Тоді

$$E_0 = \frac{ER_{01}}{R_1 + R_2 + \rho} \quad /2/$$

З /1/ та /2/ знаходимо

$$E_x = E_0 \frac{R_1}{R_{01}} \quad /3/$$

Таким чином, вимірювання е.р.с. зводиться до вимірювання опорів, яке можна виконати з високою точністю.



Для виконання роботи використовується робоча схема, наведена на мал.4. Тут E - джерело на 6 В; R_s - змінний опір від 0 до 10^5 Ом, який обмежує струм через еталонне джерело, а також дозволяє змінювати чутливість схеми; K_2 - телеграфний ключ, який вмикає коло вимірювального елемента на короткий час, щоб уникнути поляризації елемента та зміни його е.р.с. Нормальний елемент Вестона має е.р.с.:

$$E_0 = 1.0183 - 0.0000406(t - 20^\circ) - 0.00000095(t - 20^\circ)^2 \text{ B.}$$

Завдання та обробка результатів вимірювань

1. Скласти схему /мал.4/.
2. Встановити максимальний опір R_δ , замкнути K_1 . Вибрати $R = R_{01} + R_{02} = 10^3 \div 10^4$ Ом, перемикачем K_3 ввімкнути E_0 . Змінюючи співвідношення між R_{01} та R_{02} /при незмінній їх сумі/, звести струм через гальванометр до нуля. Поступово зменшуючи опір R_δ до нуля, знов досягти відсутності струму в колі гальванометра, остаточно визначити R_{01} .
3. Перемикачем K_3 ввімкнути джерело з E_x . Скомпенсувати E_x при тому ж самому $R = R_1 + R_2$, поступово підвищуючи чутливість схеми. Визначити R_1 .
4. Розрахувати E_x за /3/. Оцінити похибку визначення е.р.с. Записати остаточний результат.

Завдання 3. ВИЗНАЧЕННЯ ФОКУСНОЇ ВІДСТАНІ ЗБІРНОЇ І РОЗСІЮЮЧОЇ ЛІНЗ.

Мета роботи: ознайомитись з деякими методами визначення фокусних віддалей лінз, визначити фокусні віддалі збірної та розсіюючої лінз.

Прилади: оптична лава з набором рейтерів, збірна лінза, розсіююча лінза, освітлювач, екран, лінійка.

Пряма, що проходить через центри сферичних поверхонь лінзи, називається її головною оптичною віссю. Відстань між вершинами поверхонь лінзи є її товщиною. Лінзи, товщина яких досить мала в порівнянні з радіусами кривини їх поверхонь, називаються тонкими лінзами. Для товстих лінз ця умова не виконується.

Лінзу можна розглянути як систему двох заломлюючих поверхонь. Система, в якій зберігається гомоцентричність пучків і зображення виявляється строго геометричне подібним предмету, називається ідеальною оптичною системою. Як показує теорія, зображення предметів за допомогою ідеальної оптичної системи може бути побудоване без докладного дослідження ходу променів всередині систем. Для цього потрібно лише знати фокусну відстань і положення головних площин.

Головними площинами ідеальної оптичної системи називаються спряжені площини, лінійне збільшення для яких дорівнює $\beta = +1$. У тонкій лінзі головні площини співпадають, і їх перетин з оптичною віссю дає оптичний центр. Головні площини лінзи в залежності від форми лінзи можуть знаходитись як всередині лінзи, так і зовні.

Промені, паралельні головній оптичній осі, заломлюючись у збірній лінзі, перетинаються в точці, що лежить на оптичній осі і називається головним фокусом лінзи. Існує передній головний фокус F і задній головний фокус F' . Відстані від головних площин до головних фокусів називаються фокусними відстанями. Згідно з правилом знаків для збірної лінзи $f < 0$, $f' > 0$, для розсіюючої – $f > 0$, $f' < 0$. Величина, обернена фокусній відстані лінзи, називається оптичною силою лінзи. Одиницею виміру оптичної сили лінзи є діоптрія (дптр). Оптичну силу в одну діоптрію має лінза, фокусна відстань якої дорівнює одному метру.

Оптична сила товстої лінзи може бути розрахована за формулою:

$$\Phi = \frac{1}{f'} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) + \frac{d(n-1)^2}{n \cdot R_1 R_2}, \quad (1)$$

де f' – задня фокусна відстань лінзи, R_1 та R_2 – радіуси кривини заломлюючих поверхонь, n – показник заломлення матеріалу лінзи, d – товщина лінзи.

Відстані від головних площин до спряжених точок S та S' зв'язані формулою Гаусса:

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{S'} - \frac{1}{S}. \quad (2)$$

При користуванні формулами (1) та (2) слід враховувати в кожній конкретній задачі знаки величин f' , f , R_1 , R_2 , S , S' згідно з діючим у геометричній оптиці правилом знаків. Формула (2) виконується як для товстої, так і для тонкої лінз.

Визначення фокусної відстані тонкої збірної лінзи методом Бесселя.

При визначенні фокусної віддалі збірної тонкої лінзи найпростіше було б застосовувати формулу (2). Але оскільки положення оптичного центра лінзи не завжди легко визначити, значення f' знаходять, користуючись методом переміщення лінзи (методом Бесселя).

Якщо закріпити предмет (джерело світла) і екран на відстані L ($L > 4f$), то пересуваючи між ними лінзу, можна знайти два таких її положення, при яких на екрані утворюється чітке зображення, в одному положенні збільшене (рис. 1а), а в другому – зменшене (рис. 1б). При цьому положення лінзи будуть симетричні відносно точки A , що лежить на середині відрізка між предметом і екраном.

Цей спосіб зручний тим, що експериментально вимірюються лише переміщення тонкої лінзи l та відстань L між двома спряженими площинами, в яких розташовані предмет і екран.

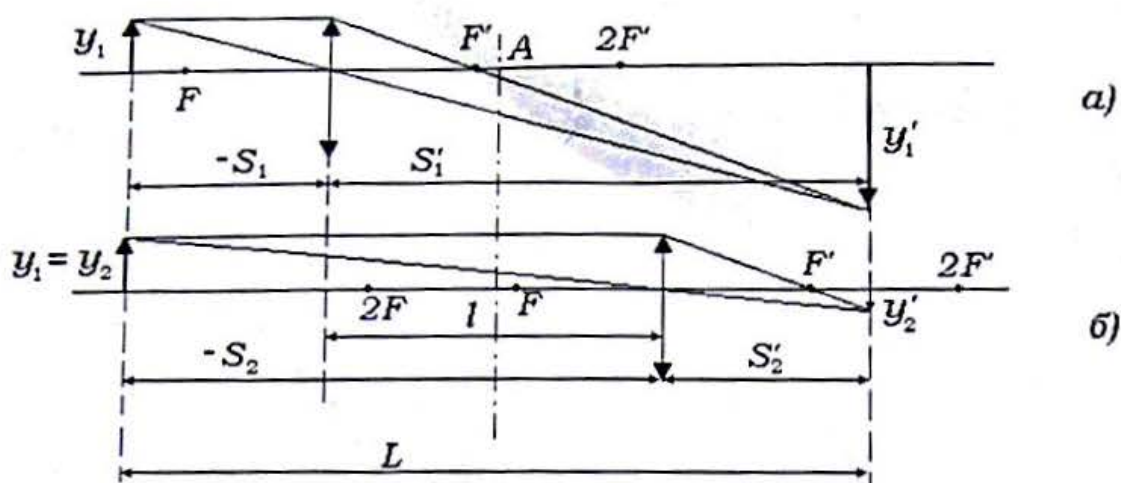


Рис. 1

Визначення фокусної відстані збірної лінзи методом Аббе.

Нехай предмет y знаходиться на відстані $(-X_1)$ від головного фокуса F товстої збірної лінзи (рис. 2). Зображення предмета має розмір $(-y_1')$. Лінійне збільшення β_1 буде:

$$\beta_1 = \frac{y_1'}{y} = -\frac{f}{X_1}. \quad (3)$$

Якщо пересунути предмет y в положення $(-X_2)$, то лінійне збільшення буде:

$$\beta_2 = \frac{y_2'}{y} = -\frac{f}{X_2} \quad (4)$$

Із формул (3) та (4) неважко одержати вираз для фокусної відстані.

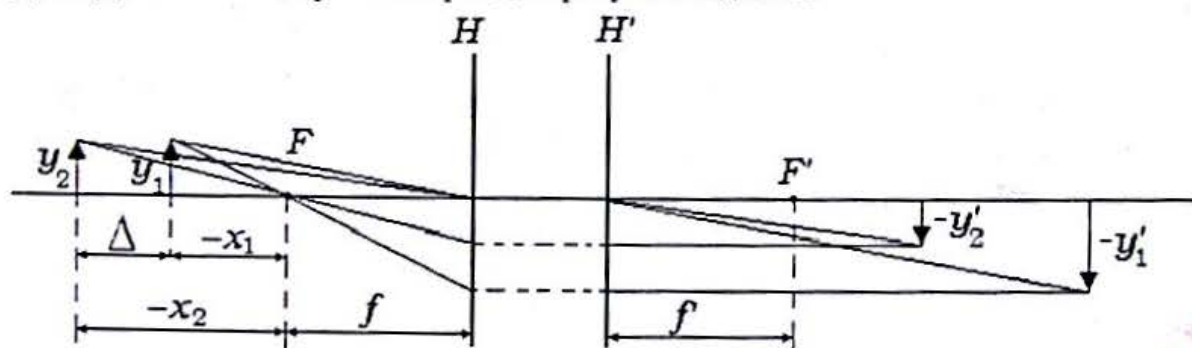


Рис. 2

Отже, вимірявши експериментально величину предмета y , величину його зображення y_1' та величину зображення y_2' при переміщенні лінзи на відстань Δ , знайдемо передню f та задню f' фокусні відстані збірної лінзи.

Визначення фокусної відстані тонкої розсіюючої лінзи.

Визначення фокусної відстані розсіюючої лінзи ускладнюється тим, що зображення дійсних предметів одержуються уявними і не можуть бути безпосередньо виміряні. Це ускладнення можна усунути використовуючи збірну лінзу.

Завдання 4. Визначення довжини хвилі лазера і параметрів металевої сітки.

Мета роботи: вивчити дифракцію лазерного випромінювання на щілинах і періодичних структурах.

Прилади: гелій-неоновий лазер, щілина, сітка, лінійка, екран.

Правила безпеки: пучок лазера (прямий, відбитий, дифрагований) не повинен потрапляти в око! Це шкідливо!

Лазерами називають прилади, які використовуються для генерації когерентних електромагнітних хвиль в оптичному діапазоні спектра. Особливістю лазера є те, що для перетворення енергії у випромінювання використовується явище індукованого (вимушеного) випромінювання. Саме завдяки цьому явищу й особливостям конструкції лазера його випромінювання має надзвичайно високу когерентність, монохроматичність, направленість, а у ряді випадків велику потужність. Крім того, випромінювання більшості лазерів поляризоване. На відміну від лазерів класичні джерела випромінювання в оптичній області спектру (теплові, люмінесцентні й ін.) є по суті генераторами електромагнітного шуму. Загальні риси цих пристроїв - некогерентність, немонохроматичність, мала спектральна густина енергії випромінювання, їхнє випромінювання, як правило, є ненаправленим.

Дифракція в паралельних променях (дифракція Фраунгофера)

Явище *дифракції*, тобто відхилення від прямолінійного поширення світла внаслідок обмеження фронту хвилі різними перешкодами можна спостерігати, розміщуючи між джерелом світла й екраном перешкоди з одним чи декількома отворами різної форми. Якщо джерело й екран знаходяться на невеликій відстані від перешкоди, то на екрані з'являється спотворене дифракцією зображення отвору в перешкоді (дифракція Френеля).

Дифракція Фраунгофера є граничним випадком дифракції Френеля, коли екран знаходиться на значній відстані від перешкоди, тобто коли на екран падають практично паралельні світлові промені. Дифракція Фраунгофера реалізується, якщо між екраном і точковим джерелом світла міститься лінза, у фокусі якої знаходиться джерело, а дифракційна картина спостерігається на екрані, розміщеному у фокальній площині другої лінзи, яка знаходиться за перешкодою з отворами.

Яскравість дифракційної картини при цьому виявляється значною, тому що спостереження ведеться в площині, спряженій з площиною джерела світла. Математичний аналіз дифракції Фраунгофера значно простіший, ніж дифракції Френеля.

а) Дифракція Фраунгофера на одній щілині.

Щілиною будемо вважати отвір, поперечний розмір якого значно менший його поздовжнього розміру. При перпендикулярному падінні плоскої, хвилі на екран із щілиною інтенсивність світла у фокальній площині лінзи, поставленої за щілиною (рис.6) у напрямку, перпендикулярному висоті щілини, описується рівністю

$$I = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi a \cdot \sin \varphi}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi a \cdot \sin \varphi}{\lambda}\right)^2}, \quad (1)$$

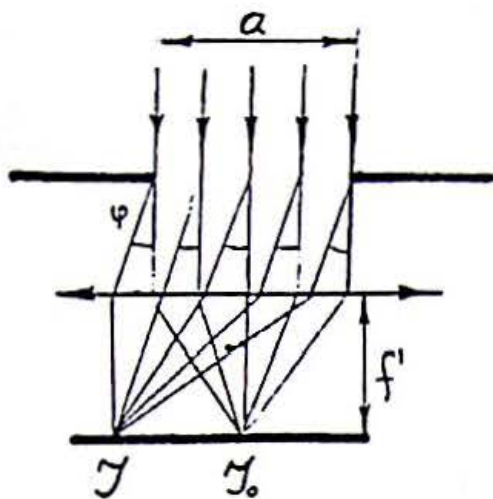


Рис. 6

де a - ширина щілини, λ - довжина хвилі світла, φ - кут дифракції, тобто кут між напрямком падаючого світла і напрямком спостереження. При зміні φ , а значить і положення на екрані, спостерігається чергування максимумів і мінімумів інтенсивності (мал. 7,б), причому положення мінімумів визначається умовою

$$a \cdot \sin \varphi_{\min.} = \pm m\lambda \quad (2)$$

де $m = 1, 2, 3, \dots$ порядок мінімуму.

Значенню $m=0$ ($\varphi=0$) відповідає центральний максимум. Положення інших, побічних максимумів знаходиться з трансцендентного рівняння

$$\operatorname{tg}\left(\frac{\pi a \sin \varphi}{\lambda}\right) = \left(\frac{\pi a \sin \varphi}{\lambda}\right) \quad (3)$$

Інтенсивності їх швидко падають із зростанням m (1:0,041:0,017 ...).

б) Дифракція на двовимірних ґратках.

Амплітудні дифракційні ґратки складаються з великого числа паралельних, однакових і розташованих на рівних відстанях одна від одної щілин. Величин $a+b=c$, де a - ширина непрозорого проміжку між сусідніми щілинами, називається **періодом** чи **сталю ґратки**.

Інтенсивність дифрагованого світла при його перпендикулярному падінні описується співвідношенням:

$$I = I_0 I_1 I_2 = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi a \cdot \sin \varphi}{\lambda}\right) \sin^2\left(\frac{N\pi c \cdot \sin \varphi}{\lambda}\right)}{\left(\frac{\pi a \cdot \sin \varphi}{\lambda}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi c \cdot \sin \varphi}{\lambda}\right)} \quad (4)$$

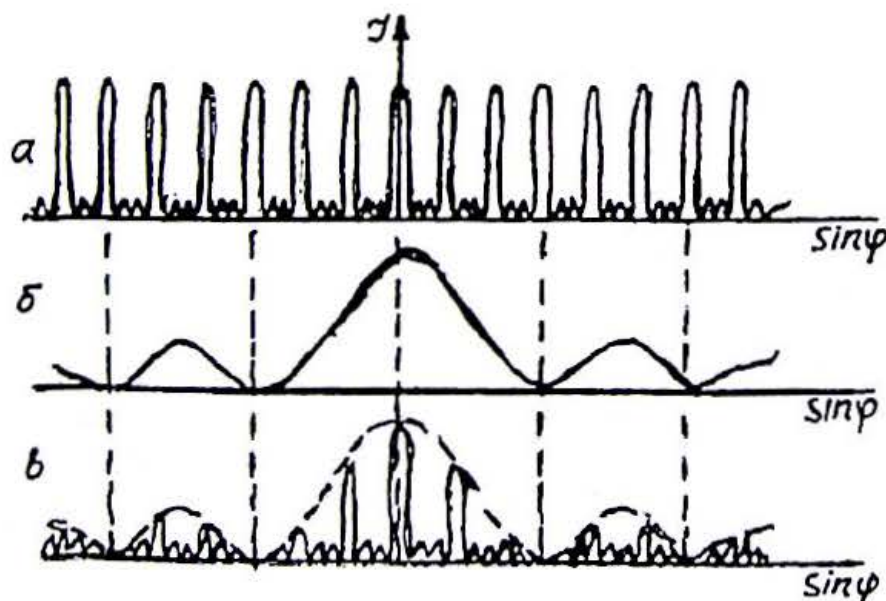


Рис. 7

Член I_2 визначає інтерференцію N когерентних пучків світла, що посилюються в напрямку φ кожною щілиною. Графік приведений на мал. 7 (крива а). Максимальні значення $I_2=1$ спостерігаються в напрямках, що відповідають умові: $c \cdot \sin \varphi_{\max.} = \pm k\lambda$ яка визначає

положення так званих головних максимумів. Між сусідніми максимумами знаходиться $(N-1)$ мінімум і $(N-2)$ побічних максимуми, інтенсивність яких значно менше інтенсивності головних максимумів.

Інтенсивність головних максимумів модулюється множником I_1 , що описує розподіл інтенсивності при дифракції на одній щілині. Тому найбільш інтенсивна дифракційна картина спостерігається в межах центрального максимуму від однієї щілини.

При певних співвідношеннях між a і b деякі головні максимуми будуть відсутні або ж їхня інтенсивність буде незначною, тому що їхнє кутове положення буде збігатися з положеннями мінімумів для дифракції на одній щілині. Для таких максимумів

$$\sin \varphi = \frac{k\lambda}{c} = \frac{m\lambda}{a}, \text{ тобто } \frac{c}{a} = \frac{k}{m}.$$

У роботі вивчається дифракція на сітці із взаємно перпендикулярних тонких металевих дротиків. Дифракційну картину від такої структури можна представити, розглянувши послідовно дифракцію від поставлених одна за одною ґраток з періодами c_1 і c_2 і взаємно перпендикулярними штрихами.

Якщо на таку структуру направити пучок монохроматичного випромінювання, що має, наприклад, форму круглої плями, то при дифракції на ґратках з вертикальними штрихами виходить дифракційна картина у вигляді плям, що чергуються в горизонтальному напрямку.

Світлові пучки, що відповідають кожній з цих плям, проходячи через другу ґратку з горизонтальними штрихами, розпадаються на нову сукупність світлових пучків, що дають максимуми вже вздовж вертикального напрямку. Тому результуюча дифракційна картина буде мати вигляд плям, що утворюють деяку прямокутну структуру в площині спостереження. Положення цих плям визначається двома індексами m_1 і m_2 (наприклад 01, 20, 11), де m_1 відповідає порядку головного максимуму, що дається ґратками з вертикальними штрихами, а m_2 - з горизонтальними штрихами.

Завдання А

Використовуючи дифракцію Фраунгофера на щілині, визначити довжину хвилі випромінювання лазера. Вважаємо, що пучок лазера паралельний і що при встановленні екрана на відстані значно більшій від ширини щілини умови спостереження дифракції Фраунгофера наближено виконані. Відлік ширини щілини робиться за допомогою барабана у міліметрах. Однак, слід врахувати, що початок відліку може бути «збитий».

Завдання Б

На шляху паралельного пучка випромінювання лазера встановити металеву сітку. Після неї встановити екран. За виглядом дифракційної картини на екрані визначити параметри сітки.