ХВИЛЬОВІ ВЛАСТИВОСТІ СВІТЛА

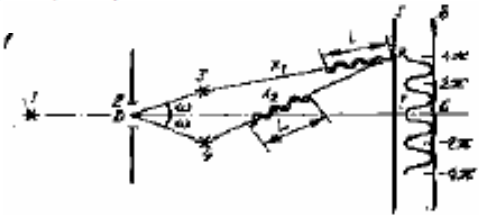
КОГЕРЕНТНІСТЬ СВІТЛА (№59)

Мета роботи: вивчення просторової і часової когерентності на інтерференційній схемі з лазером.

Поняття когерентності світла (погодженості по фазі світлових коливань у пучках світла в окремих частинах пучка) з'явилося у фізиці в зв'язку з вивченням умов спостереження інтерференційних картин і створенням інтерференційних схем. При цьому користаються поняттями часової і просторової когерентності. Часову когерентність звичайно зв'язують зі ступенем монохроматичності хвиль або коливань, просторову когерентність звязують з розмірами джерела світла і геометрією інтерференційної схеми.

Для світлових хвиль, як і для хвиль будь-якої іншої природи, виконується принцип суперпозиції. Це значить, що світлові хвилі, накладаючись одна на одну, підсилюються чи послабляються відповідно до відомих положень додавання гармонійних коливань. Якщо, наприклад, говорять, що результатом додавання світлових монохроматичних коливань, що прийшли в точку *P* від джерел 3 і 4 (мал. 1), є посилення світла, то при цьому звичайно припускають, що цей результат залишається незмінним у часі, а отже, і вільно спостерігаючимся. Однак, це має місце тільки за умови, якщо коливання, що складаються, когерентні, тобто якщо різниця фаз δ між ними постійна протягом часу спостереження, довжини відповідних хвиль рівні одна одній ($\lambda_1 = \lambda_2$) і напрямку коливань, що складаються, однакові. З простих розумінь випливає поняття когерентності: дві хвилі (два коливання, два елементарних випромінювачі) називаються когерентними, якщо різниця фаз між ними постійна протягом часу, достатнього для спостереження $\delta = const$. Рівність довжин хвиль випливає як наслідок з цього положення.

Реальні світні тіла випускають некогерентні хвилі, і лише за допомогою спеціальних пристроїв вдається одержати частково когерентні пучки променів. Так виходить тому, що поверхня будь-якого світного тіла складається з безлічі точок (атомів), автономно і переривчато випромінюючих світлові хвилі. Акт випущення світла атомом дуже короткий, його тривалість $\Delta\tau \leq 10^{-8}$ с.



Мал. 1

За цей час встигає утворитися цуг хвиль довжиною $L \leq 3$ м. Через час порядку 10^{-8}—10^{-9} с атом може збудити новий цуг хвиль, що вже не зв'язаний фазою і напрямком коливань з попереднім цугом. Тому, якщо в дану точку *P* від двох атомів приходять світлові коливання, між якими в даний момент різниця фаз була б δ, то в

наступну мить величина δ міняється і може прийняти будь-яке інше значення. Ці зміни відбуваються хаотично і з величезною швидкістю, представляючи собою статистичний процес. Тому око (як і будь-який інший приймач, що спостерігає точку P) не в змозі їх сприйняти роздільно, а відчуває ці спалахи як світіння деякої усередненої інтенсивності. Цю інтенсивність I_P можна представити у виді суми інтенсивностей що прийшли у точку P хвиль:

$$I_P = I_1 + I_2 .$$

Однак якщо, обмежити розміри поверхні, що світиться, а вузький пучок променів, що випускається нею, розділити на два і потім змусити їх перетинатися, то спостерігається стаціонарна картина інтерференції. На мал. 1 дана найпростіша схема спостереження інтерференційної картини. Світло від джерела проходить через щілину 2, ус точки якої можна розглядати як вторинні джерела, що випускають сферичні когерентні хвилі (в усі сторони).

Отриманий пучок когерентних променів буде складатися з цугів хвиль (L), погоджених по фазі в кожен момент часу. Розділивши цей пучок на два яким-небудь пристроєм (наприклад, за допомогою біпризми Френеля), що дозволяє одержати перетинання цих пучків, ми одержимо інтерференційну схему, де відбувається накладення (інтерференція) двох когерентних пучків, чи цугів, що мають однакову початкову фазу в кожен момент часу. При цьому одержимо два нових вторинних когерентних між собою джерела 3 і 4. Для зручності міркування на мал. 1 ці джерела розташовані праворуч від щілини 2.

У точках екрана 5 може виникнути інтерференційна картина, розподіл інтенсивності в якій виражається співвідношенням

$$I_P = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos\delta , \qquad (1)$$

де I_1 і I_2 — інтенсивності, обумовлені коливаннями, що прийшли в деяку точку P екрана від джерел 3 і 4, δ — різниця фаз коливань у цій точці. Різниця фаз δ зв'язана з оптичною різницею ходу хвиль $\delta = x_1 - x_1$ формулою

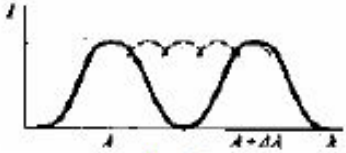
$$\delta = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)\Delta . \qquad (2)$$

Згідно (1), у залежності від значень δ, а отже, і Δ в різних точках екрана виникнуть періодично розташовані максимуми і мінімуми, які можна охарактеризувати виразом

$$I_P = 4I_0 \cos^2\left(\frac{\delta}{2}\right), \qquad (3)$$

де прийнято $I_1 = I_2 = I_0$. На мал. 1 ця залежність представлена у виді графіка праворуч від екрана 5.

Якби схема була ідеальною, тобто якби довжина цугів L, була нескінченно великою, а джерело світла 1 — точковим, то інтерференційна картина була б стаціонарною і контрастною у просторі і часі. Практично в точку P приходять цуги хвиль обмеженої довжини L, і якщо різниця ходу $\Delta \geq L$,



Мал. 2

то інтерференційний ефект не спостерігається, тому що при цьому відповідні цуги не накладуться один на одного унаслідок відставання одного з них на відстань, більшу *L*. Однак можна припустити, що спізнілий цуг міг би інтерферувати з наступним цугом. Але, як уже сказано, що попередні і наступні цуги не погоджені по фазі і не можуть дати стаціонарної інтерференційної картини. Така картина може тривати лише протягом $\Delta\tau$, тобто практично не спостерігається. Стаціонарна контрастна інтерференційна картина виходить тільки при дотриманні умови

$$\Delta \le L, \tag{4}$$

що називають умовою тимчасової когерентності, *L* буде довжиною когерентності.

Обмеженість довжини цугу *L*, показує, що хвиля не є монохроматичною і їй відповідає деякий спектральний інтервал довжин хвиль $\lambda + \Delta\lambda$, де λ — середня (переважна) довжина хвилі, а $\Delta\lambda$ — ширина спектрального інтервалу.

Відповідно інтерференційну картину на екрані 5 можна представити як послідовний ряд максимумів, що відповідають кожному значенню довжини хвилі від λ до $\lambda + \Delta\lambda$. Максимум інтенсивності 0-го порядку є загальним для всіх довжин хвиль. В міру зростання λ максимуми будуть розсовуватися, і із збільшенням порядку інтерференції накладатися один на одного. Інтерференційна картина буде розмиватися і при накладанні максимуму (*m*+1)-го порядку для довжини хвилі λ, на максимум *m*-го порядку для довжини хвилі $\lambda + \Delta\lambda$ зникне (мал. 2). При цьому

$$(m+1)\lambda = m(\lambda + \Delta\lambda), \tag{5}$$

тобто між максимумами *m*-го порядку і (*m* + 1)-го порядку для λ укладуться послідовно максимуми *m*-го порядку для всього інтервалу довжин хвиль. З (5) випливає

$$m = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \tag{6}$$

Умова (6) показує можливу найбільш видиму кількість інтерференційних смуг *m*, обумовлену тимчасовою когерентністю схеми, тобто немонохроматичністю внаслідок обмеженої довжини цугу хвиль *L*. У цьому випадку різниця ходу Δ буде мати граничне значення: $\Delta = m\lambda = L = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} = c\Delta\tau$. З іншого боку, $\Delta\lambda$ можна виразити через інтервал частот $\Delta\nu$ у виді

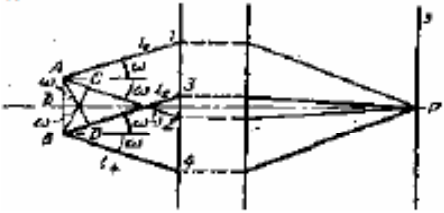
$$\Delta\nu = \left(\frac{c}{\lambda^2}\right)\Delta\lambda = \frac{c}{L} = \frac{1}{\Delta\tau}.$$

Звідси випливає $\Delta\nu\Delta\tau = 1$. Враховуючи (4), одержимо умову тимчасової когерентності, що накладає обмеження на $\Delta\tau$, у виді

$$\Delta\tau\Delta\nu \le 1, \qquad (7)$$

$\Delta\tau$ буде виражати час когерентності, тобто час тривалості цугу *L*.

Розглянемо просторову когерентність. Прийняте нами допущення про точковість вихідного джерела світла нездійсненне в реальних схемах. Використовувані джерела світла завжди мають довжину, що істотно впливає на контраст інтерференційної картини і може привести до її повного зникнення. Це пояснюється тим, що кожна точка джерела дає в інтерференційному полі (на екрані 5) свою інтерференційну картину, що може не збігатися з картинами від інших точок.



Мал. 3

Якщо навіть вихідне джерело являє собою хвильову поверхню, тобто поверхню рівних фаз, то в реальних джерелах фаза «хвильової поверхні» змінюється при переході від однієї точки до іншої. Цей перехід відбувається безладним чином, і чим більша «хвильова поверхня», тим більша для неї неузгодженість фаз. Якщо випадкова зміна фаз не перевищує π, то точки поверхні джерела можна розглядати як погоджені по фазі, а інтерференційна картина збереже достатній для спостереження контраст (видимість). У випадку, коли різниця фаз коливань, що відбуваються в різних точках «хвильової поверхні» джерела світла, залишається постійною, говорять про просторову когерентність.

Нехай на мал. 3 лінійні розміри джерела рівні *b*. Хвилі як і раніше яким-небудь приладом розділяються на два пучки, що, перекриваючись, інтерферують один з одним у точці *P* екрана Э. Від точки *A* джерела до екрана приходять промені 1 і 2, що утворять кут 2Ω, називаний апертурою інтерференції, l_1 і l_2 — відрізки, що проходять промені 1 і 2 на шляху до екрана. Різниця ходу цих променів складе

$$\Delta_A = l_2 - l_1.$$

Аналогічно, різниця ходу для променів 3 і 4, що виходять із точки *B*, буде рівна

$$\Delta_B = l_4 - l_3,$$

де l_3 і l_4— відрізки, що проходять промені 3 і 4 на шляху до екрана.

Як ми вже говорили, якщо неузгодженість фаз на поверхні джерела не перевищує π, то розміри джерела світла забезпечують просторову когерентність схеми. Ця умова може бути записана так:

$$\Delta_A - \Delta_B \le \frac{\lambda}{2}. \qquad (8)$$

Згідно мал. 3,

$$\Delta_A - \Delta_B = (l_2 - l_1) - (l_4 - l_3) = (l_2 - l_4) + (l_3 - l_1),$$

але

$$l_2 - l_4 = b\sin\omega;\ l_3 - l_1 = b\sin\omega,$$

отже,

$$\Delta_A - \Delta_B = 2b\sin\omega.$$

З огляду на (8), одержимо умову просторової когерентності.

$$2b\sin\omega \le \frac{\lambda}{2}. \qquad (9)$$

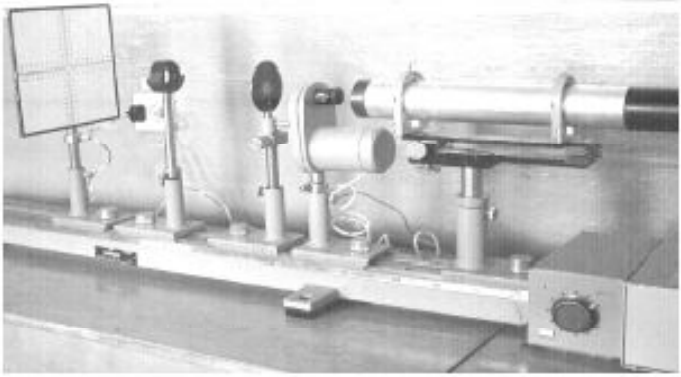
Кут ω буде апертурним кутом інтерференційної схеми, чи кутом когерентності.

Умова (9) показує, що при обмеженні розмірів джерела світла схема буде просторово когерентна і дасть інтерференційну картину, що спостерігається, у межах тимчасової когерентності.

Вперше інтерференційна картина такого типу була отримана Томасом Юнгом у 1802 р., який практично показав, що якщо в схемі мал. 1 джерело світла 1 не обмежити щілиною 2 то інтерференційна картина спостерігатися не буде.

Обладнання: *оптичний квантовий генератор типу (He – Ne)– лазера, позитивна лінза, екран у виді матового скла, пластина з двома вузькими паралельними щілинами, матове скло (грубозернисте), оптична лава.*

Схема вимірювальної установки представлена на мал. 4. Джерелом світла для експериментів служить світла плями, одержувана при фокусуванні променя лазера 2 за допомогою лінзи 3 на матовому склі.



Мал. 4

Світлові хвилі, що виходять з різних точок світних плям на матовому склі, у силу різної товщини матового скла в різних місцях мають різну початкову фазу. Якщо матове

скло нерухоме, то різниця початкових фаз зберігається з часом, а якщо переміщати (обертати) його у своїй площині, то забезпечується зміна початкових фаз з часом і така світна пляма буде імітувати звичайне теплове джерело світла. Між матовим склом і, екраном 6 міститься подвійна щілина 5 для спостереження інтерференційної картини. Діаметр світної плями можна варіювати, змінюючи положення лінзи 3 уздовж осі.

У роботі спочатку спостерігається інтерференційна картина в лазерному світлі від нерухомої світної плями. При цьому на екрані спостерігається зерниста структура розподілу інтенсивності світла, одержувана в результаті інтерференції пучків світла просторово некогерентних, але когерентних по часу (світло виходить з різних точок світної плями, хоча і з різними початковими фазами, але з незмінним у часі зрушенням фаз). Потім на екрані спостерігається картина, що дається повністю некогерентним джерелом світла, що випускається різними ділянками світної плями, не погодженими по початкових фазах. Імітація такого звичайного джерела світла досягається при обертанні матового скла настільки швидко, що зерниста картина на екрані змінюється рівномірною освітленістю це вказує на хаотичну зміну початкової фази світла, що випускається з будь-якої точки світної плями. Потім спостерігається інтерференційна картина від двох щілин, де як джерело світла використовується одне світлове зерно середнього розміру. Якщо тепер матове скло привести в обертання і переміщучи подвійну щілину, то в якийсь момент картина смуг зникне — це буде означати, що подвійна щілина вийшла за межі кута когерентності. В усіх цих дослідах тимчасова когерентность була забезпечена вузьким інтервалом частот лазерного випромінювання.

Завдання 1. Визначення розмірів джерела світла і кута когерентності

1. Установити на оптичну лаву 1 прилади згідно мал. 4 (крім подвійної щілини 5) і спостерігати зернистий розподіл інтенсивності світла на екрані 6. Привести матове скло 4 в обертання і спостерігати картину на екрані. Зробити висновок про результати спостереження.

2. Переміщаючи матове скло 4 щодо лінзи 5, домогтися, щоб зерна на екрані стали якнайбільшими. Виміряти відстань від лінзи до матового скла (воно дорівнює фокусній відстані лінзи *f*, якщо промінь лазера вважати паралельним).

3. Помістивши на місце лінзи аркуш паперу, виміряти діаметр лазерного пучка *D*. Повернути лінзу на місце.

4. Переміщаючи матове скло уздовж лави, одержати на екрані зерна такого розміру, щоб подвійна щілина, поставлена між екраном і матовим склом, виявилася усередині світлового конуса одного зерна середнього розміру. Виміряти відстань *l* від лінзи до матового скла.

5. Привести матове скло у швидке обертання. Замалювати картину на екрані.

6. При обертовому матовому склі переміщати подвійну щілину ближче до матового скла доти, поки не зникнуть інтерференційні смуги на екрані. Зафіксувати відстань *a* від матового скла до подвійної щілини в цей момент.

7. За виміряними фокусною відстанню лінзи *f*, діаметру лазерного пучка *D* і відстанню *l* від матового скла до лінзи обчислити діаметр світлової плями.

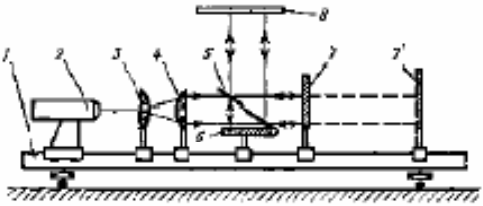
8. За виміряною відстанню від матового скла до подвійної щілини *a* і заданою відстанню *h* між щілинами подвійної щілини обчислити кут когерентності: $2\omega \cong \frac{h}{a}$.

9. Переконатися у виконанні теоретичної умови просторової когерентності для

λ = 633 нм.

Обладнання: *оптичний квантовий генератор типу (He — Ne)–лазера, система лінз, напівпрозоре дзеркало, рухоме дзеркало, екран, оптична лава.*

Установка для виміру довжини когерентності зібрана на оптичній лаві 1 і являє собою звичайну інтерференційну схему Майкельсона (мал. 5). Тут джерело — лазер 2— дає після розширення за допомогою лінз 3 і 4 майже рівнобіжний пучок світла. Цей пучок роздвоюється на напівпрозорому дзеркалі



Мал. 5

5, нахиленому під кутом 45° до осі пучка. Отримані пучки відбиваються: один – від нерухомого 6, а інший – від рухомого 7 дзеркал, повертаються до напівпрозорого дзеркала 5 і знову, частково відбиваючись, частково проходячи напівпрозоре дзеркало 5 дають на екрані 8 розподіл освітленості у виді інтерференційних смуг. Відсуваючи рухливе дзеркало, можна збільшити різницю ходу між інтерферуючими пучками. При різниці ходу, що перевищує довжину когерентності, замість системи смуг на екрані око бачить рівномірну освітленість.

У даному експерименті до апаратури пред'являються високі вимоги: дзеркала повинні бути високого класу чистоти і високої площинності. Особливо слід зазначити вплив вібрацій — якщо дзеркала не зв'язані і коливаються незалежно з частотою вище 15 Гц, то око перестає бачити інтерференційну картину, навіть якщо різниця ходу інтерферуючих пучків менша довжини когерентності. Для зменшення впливу перешкод вся система монтується на оптичній лаві, встановленій на спеціальній консолі.

Завдання 2. Визначення часу когерентності і ширини спектрального інтервалу

1. Установити рухливе і нерухоме дзеркала симетрично щодо напівпрозорого, для того щоб різниця ходу інтерферуючих пучків була приблизно рівна нулю. Одержати інтерференційну картину. Зафіксувати l_1 – положення дзеркала 7 (мал. 5).

2. Відсувати дзеркало 7 доти, поки на екрані замість смуг не з'явиться рівномірна освітленість. Зафіксувати l_2

3. Обчислити довжину когерентності як подвоєну відстань між зафіксованими в п. 1 і 2 положеннями: $L=2(l_2-l_1)$.

4. Обчислити час когерентності $\Delta\tau$ (зі співвідношення $L=c\Delta\tau$).

5. Обчислити ширину спектрального інтервалу. Визначити погодженість отриманих результатів з формулою (7).

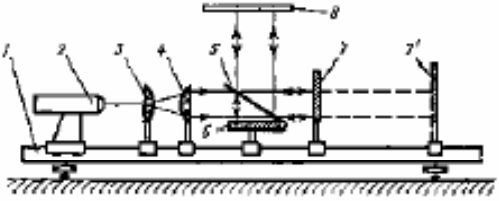
6. Обчислити найбільше число m можливих інтерференційних смуг.

7. Зробити висновок за результатами вимірів.

λ = 633 нм.

Обладнання: *оптичний квантовий генератор типу (He — Ne)–лазера, система ліз, напівпрозоре дзеркало, рухоме дзеркало, екран, оптична лава.*

Установка для виміру довжини когерентності зібрана на оптичній лаві 1 і являє собою звичайну інтерференційну схему Майкельсона (мал. 5). Тут джерело — лазер 2— дає після розширення за допомогою лінз 3 і 4 майже рівнобіжний пучок світла. Цей пучок роздвоюється на напівпрозорому дзеркалі



Мал. 5

5, нахиленому під кутом 45° до осі пучка. Отримані пучки відбиваються: один – від нерухомого 6, а інший – від рухомого 7 дзеркал, повертаються до напівпрозорого дзеркала 5 і знову, частково відбиваючись, частково проходячи напівпрозоре дзеркало 5, дають на екрані 8 розподіл освітленості у виді інтерференційних смуг. Відсуваючи рухливе дзеркало, можна збільшити різницю ходу між інтерферуючими пучками. При різниці ходу, що перевищує довжину когерентності, замість системи смуг на екрані око бачить рівномірну освітленість.

У даному експерименті до апаратури пред'являються високі вимоги: дзеркала повинні бути високого класу частоти і високої площинності. Особливо слід зазначити вплив вібрацій — якщо дзеркала не зв'язані і коливаються незалежно з частотою вище 15 Гц, то око перестає бачити інтерференційну картину, навіть якщо різниця ходу інтерферуючих пучків менша довжини когерентності. Для зменшення впливу перешкод вся система монтується на оптичній лаві, встановленій на спеціальній консолі.

Завдання 2. Визначення часу когерентності і ширини спектрального інтервалу

1. Установити рухливе і нерухоме дзеркала симетрично щодо напівпрозорого, для того щоб різниця ходу інтерферуючих пучків була приблизно рівна нулю. Одержати інтерференційну картину. Зафіксувати l_1 – положення дзеркала 7 (мал. 5).

2. Відсувати дзеркало 7 доти, поки на екрані замість смуг не з'явиться рівномірна освітленість. Зафіксувати l_2.

3. Обчислити довжину когерентності як подвоєну відстань між зафіксованими в п. 1 і 2 положеннями: $L=2\,(l_2 - l_1)$.

4. Обчислити час когерентності $\Delta\tau$ (зі співвідношення $L = c\Delta\tau$).

5. Обчислити ширину спектрального інтервалу. Визначити погодженість отриманих результатів з формулою (7).

6. Обчислити найбільше число *m* можливих інтерференційних смуг.

7. Зробити висновок за результатами вимірів.