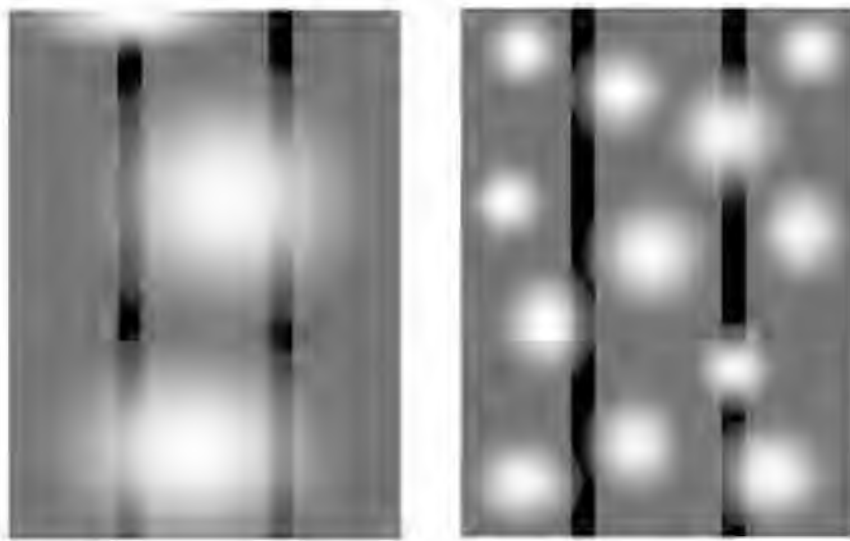


Р.М.Мельник

ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА.

КОГЕРЕНТНІСТЬ

- визначення параметрів просторової когерентності джерела світла
- спекл-контроль нанорозмірної шороховатості оптичної поверхні
- просторові биття спектральних ліній
- дослідження часової когерентності джерел світла



3.5 Когерентність світла

Інтерференція навколо нас видна на тонких структурах, плівках порядку довжини хвилі λ , $\lambda/2$, $\lambda/4$. Кольорові переливами на мильних і маслянистих плівках, тонких сколах кристалів, у мерехтливому забарвленні оперення птахів, крилець метеликів, комах. Аналогічний ефект спостерігали у дослідах з інтерференційними кільцями Ньютона без мікроскопа на тонкому прошарку повітря між сферичними поверхнями великого радіуса (десятки-сотні метрів радіус кривини).

Практично ніде навколо нас не проявляється явище періодичної інтерференційної картини, як на біпризмі, у досліді Юнга, плоскопаралельній пластині з лазером, інтерференційних двоплічних установках. Складно досягти умов когерентності випромінювання. *Когерентність* (лат. *cohaerentia* – зчеплення, зв'язок) – узгодженість між фізичними об'єктами, їх параметрами.

Когерентними будуть дві нескінченні гармонійні хвилі однакової частоти. Вони завжди будуть узгодженими, давати сталу в часі різницю фаз у інтерференційній зоні (в зоні накладання).

Світло є потоком багатьох хвиль певного спектру (набору) частот. Крім того світлові потоки не можуть бути когерентними через протяжність джерела, неузгодженість хвиль від різних світних точок навіть одного джерела.

Для досягнення умов когерентності чи підвищення ступеня когерентності накладають наступні умови:

- мінімізують спектр випромінювання, добиваються умов часової когерентності;
- використовують "точкові" джерела світла для дотримання умов просторової когерентності;
- ділять одне точкове джерело світла на два уявні для узгодження початкової фази, це ще одна умова часової когерентності.

Остання вимога обов'язкова для всіх природних джерел світла. Наприклад, у отриманні інтерференційної картини на бі-

призмі Френеля, кожна хвиля яка попала на тупе ребро біпризми, ділиться на дві хвилі однакової початкової фази. По суті хвиля *інтерферує сама з собою*. Інша падаюча на біпризму хвиля не узгоджена з першою також поділиться, дасть таку саму інтерференційну картину. Будуть утворюватися інтерференційні смуги однакової ширини і однакового розташування у інтерференційній зоні. Око бачить одночасно інтегральну картину створену всіма хвилями.

Між собою хвилі не узгоджені, але кожна хвиля ділиться на дві і дає вклад у освітленість однакової інтерференційної картини. Без ділення одного джерела світла на два вторинні інтерференцію не можна отримати. Дотримання вимог когерентності дозволяє моделювати інтерференцію світла накладанням двох гармонійних нескінченних хвиль, яку використовували при розгляді інтерференції методом поділу хвильового фронту і методом поділу амплітуд.

Довідка. Існують когерентні джерела світла надвузького спектру такі, як лазерні випромінювачі. LASER – "light amplification by stimulated emission of radiation", підсилення світла за допомогою вимушеного випромінювання. Лазерне випромінювання називають когерентним, всі хвилі між собою узгоджені по фазі. Випромінююча хвиля у робочому тілі лазера синфазна змушуючій до генерування. Два незалежні лазерні випромінювачі можуть дати стабільну інтерференційну картину без ділення на вторинні джерела.

3.5.1 Просторова когерентність

Змоделюємо інтерференційну картину отриману від двох точкових джерел. Кожне з них у інтерференційній схемі ділиться на два уявних і дає свій інтерференційний розподіл світла високого контрасту, I_1 та I_2 , Рис. 3.31.

Сумарна інтенсивність I_{Σ} може бути високого контрасту, якщо картини I_1 , I_2 точно співпадуть, максимуми I_1 попадуть на максимуми I_2 . Світло I_{Σ} давати рівномірну засвіченість при накладанні максимуми I_1 попадуть на мінімум I_2 . Або можлива деяка проміжна картина як на Рис. 3.31, є перепади інтенсивності I_{Σ} з інтерференційними смугами низького контрасту.

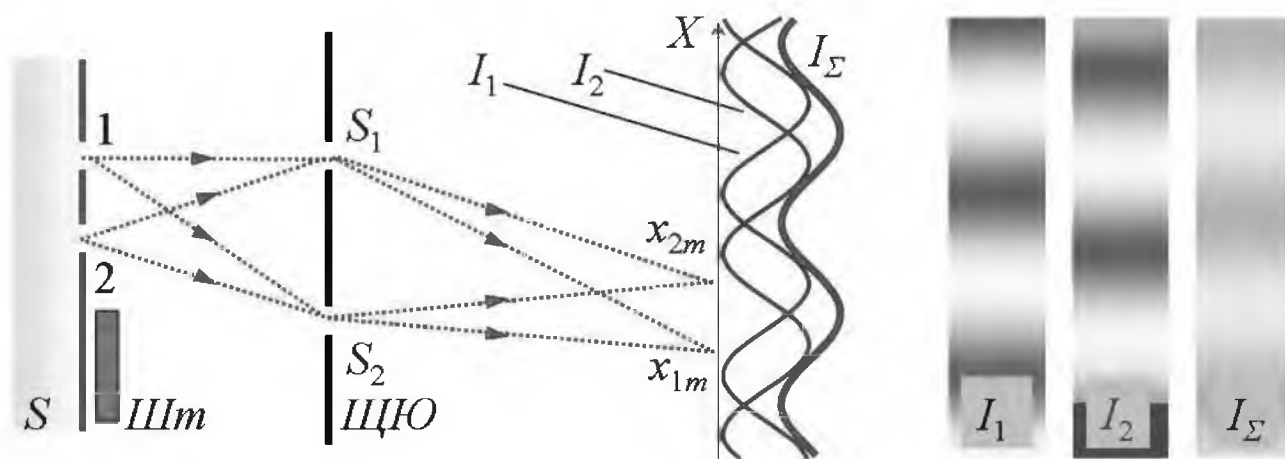


Рис. 3.31. Два "точкові" випромінювачі 1 і 2 в інтерференційній схемі з щілинами Юнга $ЩЮ$. Координата x_{1m} інтерференційного максимуму порядку m джерела 1 зміщена відносно x_{2m} , максимуму того ж порядку джерела 2, що зумовлено відмінною різницею ходу від джерел 1 і 2 до щілин S_1 та S_2 . Справа зображені діаграми інтенсивності I_1 , I_2 відповідних інтерференційної картин, жирною лінією – сумарна інтенсивність $I_\Sigma = I_1 + I_2$. Також приведені зображення інтерференційних картин: I_1 – відкритий випромінювач 1, 2 перекритий шторкою $Шт$; I_2 – відкритий 2, 1 зашторений; I_Σ – обидва відкриті.

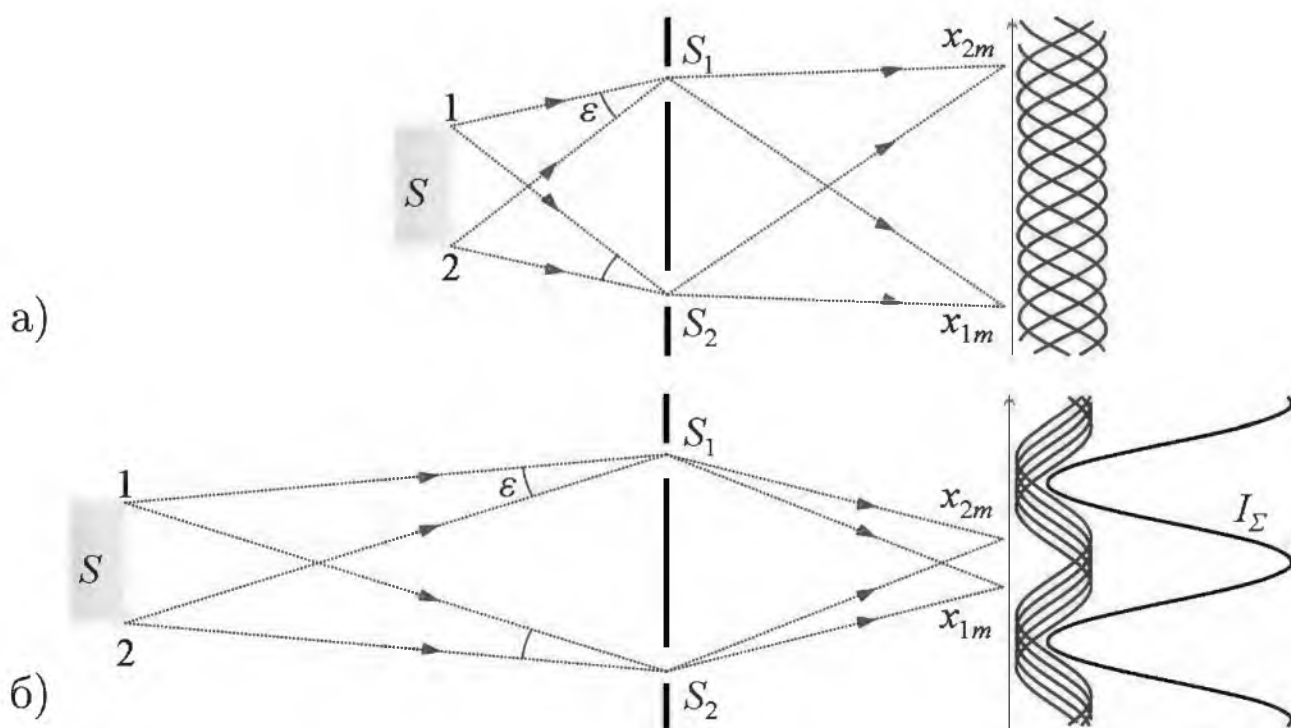


Рис. 3.32. а) Накладання інтерференційних полів від випромінюючих точок протяжного джерела дають рівномірно засвічену область з відсутністю інтерференційної картини. б) Джерело віддаляємо, наближаємо до точкового, максимуми одного порядку збираються разом.

Два точкові джерела можуть бути просторово не когерентними, не узгодженими.

Якщо прибрати з протяжного джерела S перегородку з отворами 1 і 2, то від усіх світних точок інтерференційні картини дають рівномірну освітленість, Рис. 3.32, а, відсутня інтерференційна картина смуг неоднакової інтенсивності. Протяжне джерело просторово некогерентне.

Щоб знов добитися когерентності вторинних джерел S_1 і S_2 треба обмежити розмір первинного джерела S до "точкового". Потрібно встановити шторку з одним малим отвором, що пропускає світло, як зробив Юнг у своєму досліді у 1802 році.

Довідка. Ф.Грімальді ще за півтора століття до Т.Юнга проводив дослід, у якому можна було виявити інтерференцію світла, але не забезпечив малих розмірів первинного джерела. Тільки з дослідів Т.Юнга і праць Френеля по хвильовій оптиці почалося ціленаправлене вивчення світлових хвиль і їх використання.

Є інший вихід, Рис. 3.32, б, віддаляти джерело S до досягнення малого кутового розміру такого, щоб інтерференційні максимуми одного порядку звести якомога ближче разом. Важливим є не тільки поперечний розмір світної поверхні, а також її розташування відносно інтерферометра. Інтерференція здійснювана при малому куті зору ϵ джерела з інтерферометра. Чим менший кут зору ϵ тим кращий контраст інтерференційних смуг.

Наприклад Сонце – некогерентне джерело світла, кутовий розмір Сонця $\approx 32'$. Здебільшого зорі набагато більші за Сонце, але ми їх бачимо у вигляді світних точок, можуть бути видні під кутом зору долі кутової хвилини чи бути меншими від кутової секунди. Тому на світлинах отриманих в телескоп вони можуть мати вигляд не круга чи точки, а дифракційних концентричних смуг (прояв інтерференції). Інколи проблематично розрізнити кількість зір чи подвійні зорі через інтерференційне перекриття їх зображень.

Виникає питання отримати оцінки розмірів джерела, яке можна вважати точковим, таким, що дасть інтерференційну картину при дотриманні інших умов когерентності.

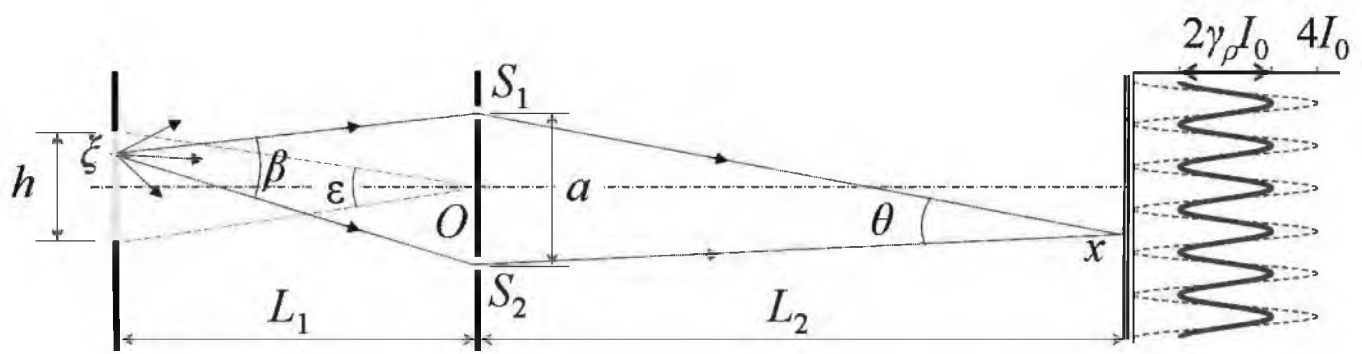


Рис. 3.33. Параметри інтерференційної схеми у досліді Юнга з протяжним джерелом випромінювання. Справа діаграма інтенсивності: пунктирною лінією відображена інтенсивність освітленості інтерференційних смуг з мінімумом $I_{min} = 0$ і максимумом $I_{max} = 4I_0$ у випадку точкового джерела; суцільною лінією відображена інтенсивність для протяжного джерела з ступенем просторової когерентності γ_ρ , $I_{min} = 2I_0(1 - \gamma_\rho)$, $I_{max} = 2I_0(1 + \gamma_\rho)$.

3.5.2 Параметри просторової когерентності

В інтерференційній схемі Юнга, Рис. 3.33, хвиля від світної точки Δ_ξ , розділена в плечах на дві, у ході до точки сходження x набуде певну різницю ходу

$$\Delta = \Delta_x + \Delta_\xi,$$

рівну сумі різниць ходу до щілин Юнга Δ_ξ і після них Δ_x . Раніше були проведені дослід з падінням плоскої хвилі однакової фази на щілини, забезпечувалася умова $\Delta_\xi = 0$. Або джерело було точковим і доданок $\Delta_\xi \neq 0$ був поправкою для Δ_x в математичному розрахунку інтерференційної картини. Доданок Δ_ξ не буде однаковим для різних точок протяжного джерела.

З умови параксіальності ходу світлових променів і наближення плоских фронтів (інакше не отримаємо достатньо широких видимих смуг інтерференції), $L_2 \gg a$, $L_2 \gg x$, $L_1 \gg a$, $L_1 \gg x$,

Рис. 3.33. Розкладом по малих параметрах $\frac{x \pm a/2}{L_2}$,

$$\begin{aligned} \Delta_x &= \sqrt{L_2^2 + (x + a/2)^2} - \sqrt{L_2^2 + (x - a/2)^2} = \\ &= L_2 \left(1 + \frac{(x + a/2)^2}{2L_2^2} \right) - L_2 \left(1 + \frac{(x - a/2)^2}{2L_2^2} \right) = \frac{xa}{L_2}. \end{aligned}$$

Аналогічний розклад по малих значеннях $\frac{\xi \pm a/2}{L_1}$.

$$\Delta_x = x\theta, \quad \theta = \frac{a}{L_2}; \quad \Delta_\xi = \xi\beta, \quad \beta = \frac{a}{L_1}.$$

Різниця фаз та інтенсивність у т.х

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta, \quad \Delta = \xi\beta + x\theta;$$

$$\delta I(x, \xi) = 2 \delta I(\xi) (1 + \cos \Delta\phi).$$

$\delta I(\xi)$ – внесок у освітлення інтерференційної картини випромінювання малої частини джерела ширини $\delta\xi$ з координатою ξ .

Позначимо I_0 інтенсивність зумовлену випромінюванням всього джерела. Для джерела протяжності h і однакової яскравості випромінювання всіх його точок $\frac{\delta I(\xi)}{\delta\xi} = \frac{I_0}{h}$. Підстановкою

$$\begin{aligned} \delta I(\xi) &= \frac{I_0}{h} \delta\xi, \quad L_1 = \frac{a}{\beta} = \frac{h}{\varepsilon}, \quad \text{та інтегруванням по } \xi, \quad I(x) = \\ &= 2I_0 \frac{1}{h} \int_{-h/2}^{h/2} \left(1 + \cos \frac{2\pi(\beta\xi + \theta x)}{\lambda} \right) d\xi = 2I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi\theta x}{\lambda} \int_{-h/2}^{h/2} \cos \frac{2\pi\beta\xi}{\lambda} d\xi \right) \\ &= 2I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi\theta x}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{\pi\beta h} \cdot \sin \frac{\pi\beta h}{\lambda} \right) = 2I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi\theta x}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{\pi\varepsilon a} \cdot \sin \frac{\pi\varepsilon a}{\lambda} \right). \end{aligned}$$

Тут вжито тригонометричний розклад косинуса суми і враховано, що інтеграл непарної функції синуса на симетричному інтервалі рівний нулю.

При умовах параксіальності $a, h, x \ll L_1, L_2, a = \beta L_1 = \theta L_2$,

$$\begin{aligned} I(x) &= 2I_0 \left(1 + \gamma_\rho \cos \left(2\pi \frac{\theta x}{\lambda} \right) \right), \\ \gamma_\rho &= \frac{\sin u}{u}, \quad u = \pi \frac{\varepsilon a}{\lambda} = \pi \frac{\beta h}{\lambda}. \end{aligned} \quad (3.32)$$

Параметр $\gamma_\rho(u)$ називають *ступенем просторової когерентності*. Є синк-функцію $\gamma_\rho(u) = \frac{\sin u}{u}$ при однаковій силі світла кожної точки ξ протяжного джерела, коли джерело має вигляд П-подібної функції рівномірної світимості, Рис. 3.34. Здебільшого такими можна вважати більшість джерел світла, що використовуються у інтерферометрах.

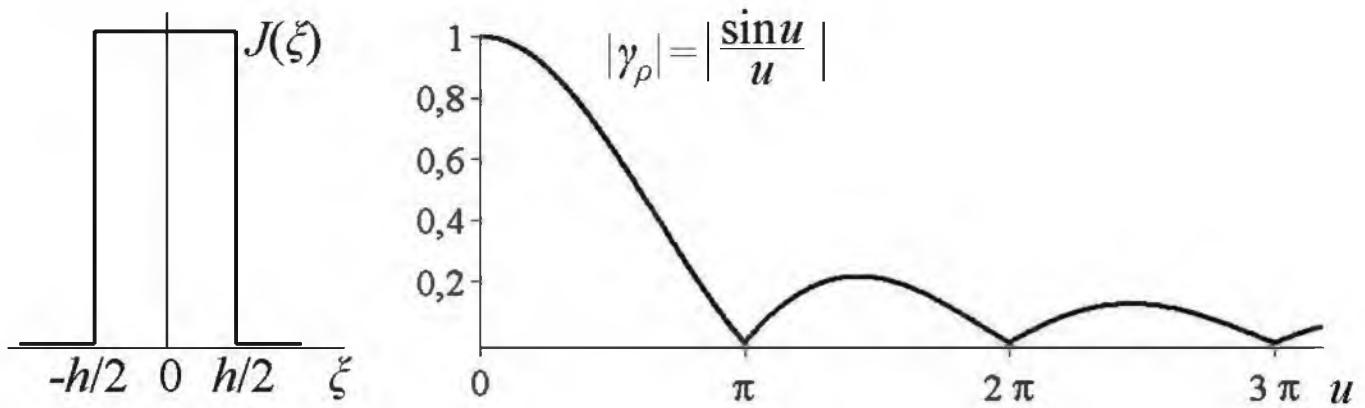


Рис. 3.34. Ліворуч зображено графік сили світла $J(\xi)$ протяжно-го джерела від координати при однаковій яскравості випромінювання довільної його частини – П-функція; праворуч – графік модуля ступеня просторової когерентності П-подібного джерела.

Кут β , під яким видно відстань a між вторинними випромінювачами S_1 і S_2 з т. ξ джерела світла, Рис. 3.33, названо *апертурою інтерференції*; кут ε , під яким видно протяжне джерела із світлоподільного елемента, названо *кутом зору* або *кутом видимості*;

$$\beta = \frac{a}{L_1}, \quad \varepsilon = \frac{h}{L_1}. \quad (3.33)$$

Апертура (лат. apertus – відкритий) – кут між віссю і твірною випромінювання, що потрапляє у оптичну схему; тут в оптичну схему інтерференційного світлоподільного елемента.

Із (3.32) впливають наступні висновки:

- Існує критична протяжність джерела $h_k = \frac{\lambda L_1}{a}$ така, що $u_k = \pi \frac{\varepsilon_k a}{\lambda} = \pi$, $\gamma_\rho(u_k) = 0$, $I(x) = 2I_0$ – інтенсивність не залежить від координати x , однаково освітлені всі точки ділянки, де сподівалися отримати інтерференційну картину. Критичне значення кута зору джерела, при якому відсутня інтерференція

$$\varepsilon_k = \frac{h_k}{L_1} = \frac{\lambda}{a}. \quad (3.34)$$

Точковим називається джерело з кутом його видності меншим критичного $\varepsilon < \varepsilon_k = \frac{\lambda}{a}$. Критичне значення зумовлене відстанню a між вторинними точковими джерелами у інтерференційній схемі, довжиною світлової хвилі λ .

- У випадку наближено точкового джерела екстремуми інтенсивності освітленості інтерференційних смуг $I_{min} = 2I_0(1 - \gamma_\rho)$, $I_{max} = 2I_0(1 + \gamma_\rho)$. Видність (контраст) інтерференційної картини

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \equiv \gamma_\rho, \quad 0 < \gamma_\rho < 1, \quad \gamma_\rho|_{\varepsilon \rightarrow 0} \rightarrow 1. \quad (3.35)$$

Ідеальний граничний контраст $V \rightarrow 1$ буде при малій освітленості через віддаленість джерела.

- При $u = 1,43\pi > u_k\pi$ буде наступний максимум контрасту рівний $V \equiv \left| \frac{\sin u}{u} \right| \approx 0,22$. Контраст ще знижується не монохроматичність джерела світла, можливими фоновими ефектами, конструктивними особливостями інтерференційних схем. На практиці інтерференція використовується при $u < u_k$, кутовій ширині джерела $\varepsilon < \varepsilon_k$.
- Особливості ходу хвиль від джерела S до щілин S_1, S_2 однакові, не залежні від координати x . У максимумах інтенсивності $\cos\left(2\pi \frac{\theta x_m}{\lambda}\right) = 1$. Два сусідні максимума порядків m і $m+1$ відрізняються різницею ходу на одну довжину хвилі λ , тому $\theta|x_{m+1} - x_m| = \lambda$. Період інтерференції смуг не залежить від кута зору ε джерела світла. Із зменшенням протяжності джерела будуть чіткішими інтерференційні смуги без зміни періоду інтерференції Δx .

Ширина інтерференційних смуг $\Delta x = \frac{\lambda}{\theta} = \frac{\lambda L}{a}$, введене позначення $L = L_2$. З врахуванням (3.34)

$$\varepsilon_k = \frac{\Delta x}{L}. \quad (3.36)$$

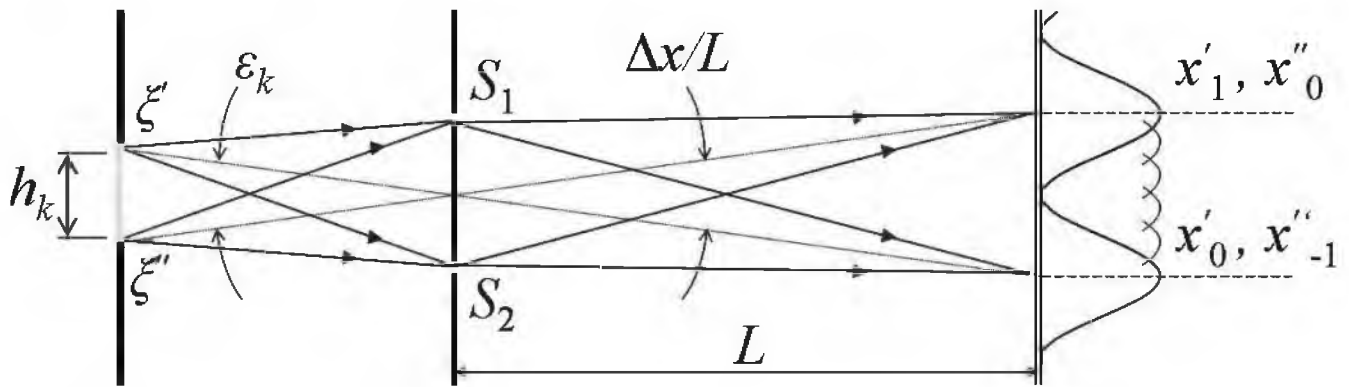


Рис. 3.35. При умові $\Delta x = \epsilon_k L$ світло від точки ξ' має інтерференційний максимум нульового порядку у координаті x'_0 і першого порядку x'_1 ; від точки ξ'' максимум нульового порядку у координаті x''_0 , співпадає з координатою x'_1 , максимум порядку $m = -1$ у координаті x''_{-1} , – співпадає з x'_0 . Між ними інші максимуми нульового порядку від усіх світних точок джерела. Максимуми одного порядку від крайніх точок протяжного джерела віддалені на період інтерференції, замість смуг інтерференції отримуємо рівномірну освітленість.

Впливає наочна інтерпретація параметру ϵ_k , умови $\epsilon < \epsilon_k$ існування інтерференційної картини, Рис. 3.35: джерело просторово когерентне, якщо інтерференційні смуги x'_m і x''_m одного порядку m , утворені крайніми світними центрами ξ' і ξ'' , знаходяться на віддалі меншій періоду інтерференції Δx . Максимуми порядку m всіх випромінюючих "точок" протяжного джерела розташовані між максимумами x'_m, x''_m .

3.5.3 Дослід визначення параметрів просторової когерентності світильника

Всі елементи установки містяться на оптичній лаві. На краю лави – світильник з галогенною лампочкою, випромінює весь спектр видимого світла з середнім значенням довжини хвилі $\langle \lambda \rangle = 0,54$ мкм. Світильник живиться електроенергією від блоку ИП-1. Потужність світла можна регулювати ручкою реостата на передній панелі ИП-1. Світло падає на щілину S регульованої ширини h із ціною поділки шкали 10 мкм мірної головки під щілиною. Щілину установіть впритул до світильника, буде

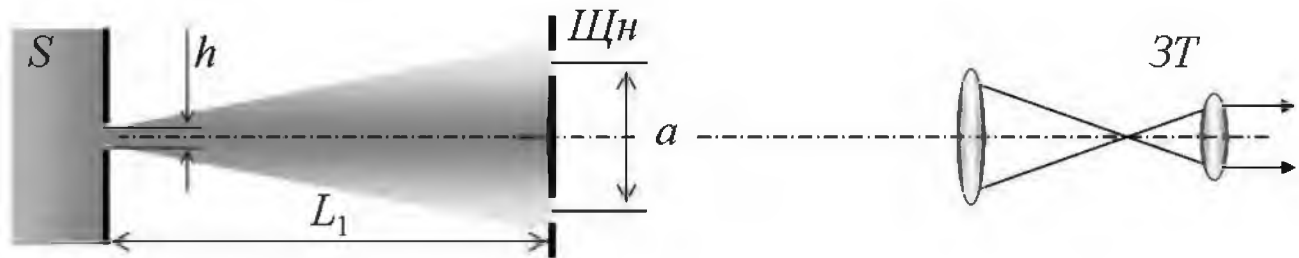


Рис. 3.36. На оптичній лаві за світильником знаходяться щілина S регульованої ширини h ; система щілин Щн ; зорова труба ЗТ .

меншим фонове світло у інтерференційній схемі. Елемент з щілинами Щн міститься у юстувальному штативі за джерелом S , щілини можна зміщати поперек пучка світла поворотом юстувального гвинта.

Параметри ширини b щілин і відстані a між ними такі, що у головному дифракційному максимумі буде інтерференційна смуга нульового порядку $m = 0$ і ще будуть дві смуги першого порядку $m = \pm 1$ по боках. У досліді ведеться спостереження за зміною контрасту смуг при зміні розмірів джерела S . Всі елементи установки центровані на одній осі (Рис. 3.36), у окуляр зорової труби спостерігаємо інтерференційну картину. Відстань від труби до щілин особливого значення не має.

Без зорової труби яскравість інтерференційних смуг надто слабка для спостереження через малу потужність щілини-світильника. Зорова труба "стягує" зображення, зменшує ширину пучка, збільшує інтенсивність світла у спостережуваному візуально полі зору окуляра труби. Крім того, у інтерференційній схемі досліді Юнга ширина смуг зростає з віддаленістю від щілин. По принципу дії зорової труби спостерігаємо в ній саме віддалене зображення.

1. Налаштування установки.

- (а) Встановлюють ширину h джерела S не більше 100 мкм, відстань від джерела до щілин $L_1 \approx 10 - 12$ см. Налаштовують чітке зображення інтерференційних смуг у центрі поля зору окуляра. При потре-

бі, для збільшення контрасту смуг, зменшують протяжність джерела h .

- (b) Переконаються, що поступове збільшення ширини джерела h призводить до зменшення контрасту інтерференційних смуг і їх повного зникнення, зникають смуги при деякому критичному значенні $h \approx h_k$. Чи вдається побачити смуги при $h > h_k$?
- (c) Повертають налаштування до появи чіткої інтерференційної картини. Зменшуючи відстань L_1 також спостерігають зміну контрасту інтерференційних смуг, роблять висновки.
- (d) Обчислюють критичні апертуру інтерференції $\beta_k = \frac{a}{L_1}$ критичний кут зору $\varepsilon_k = \frac{\lambda}{a}$. Довжині хвилі приписують середнє значення видимого діапазону $\lambda \equiv \langle \lambda \rangle = 550$ нм. Відстань між щілинами вказана на оправі або вимірюється у мікроскоп.

2. Вимірювання критичних значень просторової когерентності.

- (a) Ширина h джерела S не більше 100 мкм, відстань від джерела до щілин $L_1 \approx 10 - 12$ см, юстують до чітких інтерференційних смуг у центрі поля зору окуляра.
- (b) Збільшують ширину джерела h до h_{ek} низького контрасту інтерференційних смуг або їх зникнення. Заносять у Табл.3.5 значення h_{ek} і L_1 відстані між джерелом S та щілинами Щн. L_1 міряють лінійкою або рулеткою.
- (c) Обчислюють критичні апертуру інтерференції $\beta_{ek} = \frac{a}{L_1}$ і кут зору $\varepsilon_{ek} = \frac{h_{ek}}{L_1}$. Оцінюють ступінь просторової когерентності $|\gamma_{\rho,ek}|$, на скільки близьким є до нуля? Заносять отримані дані в Табл.3.5.

Табл. 3.5.

№	L_1 , мм	h_{ek} , мм	β_{ek} , рад	ε_{ek} , рад	γ_ρ
1					
2					
...					

(d) Переміщують щілини на ~ 10 см далі від щілини S , при потребі переміщують зорову трубу. Із збільшенням відстані L_1 інтерференційна картина знову з'явиться. Повторюють вимірювання параметрів втрати просторової когерентності. Здійснюють дослід не менше, як для 6-ти різних значень L_1 .

Контрольні запитання

1. Що буде відбуватись з інтерференційною картиною при переміщенні джерела випромінювання у досліді Юнга: чи буде змінюватися ширина смуг, освітленість інтерференційної картини, її видність? Чи залежить від розміру джерела період інтерференції?
2. Означте апертуру інтерференції, кут зору. Який між ними зв'язок? Чи залежить кут інтерференції від розмірів джерела у досліді Юнга?
3. Що розуміють під точковим джерелом світла у хвильовій оптиці? Яка відмінність від поняття точкового джерела у геометричній оптиці?
4. Що розуміють під просторовою когерентністю джерела світла? Дайте означення ступеня просторової когерентності. Як залежить ступінь просторової когерентності від протяжності джерела?

5. Дайте означення видності. Якими є його граничні значення? Як видність залежить від ступеня просторової когерентності?
6. Які є обмеження у створенні інтерференційної картини видності $V = 1$? Чи можна створити інтерференційні смуги такої видності?

3.6 Спекли і їх використання

Матову пластинку виготовляють із плоскопаралельної скляної пластинки нанесенням хаотичних мікроподряпин на одну з поверхонь. Способи матування поверхні залежать від матеріалу і його призначення. Для скла використовують спеціально підготовлену фракцію кварцового піску. Розмір частинок кварцу задає розмір дефектів поверхні.

Якщо направити пучок спонтанного, природного випромінювання на матову поверхню, то світло дифузно розсіюється на мікронерівностях. Під *дифузним розсіюванням* у оптиці відрізняють хаотичне розсіяння від упорядкованого на періодичних структурах, таких як дифракційні ґратки, розсіяння рентгеновського випромінювання на кристалах тощо. На екрані позаду матової пластинки буде суцільна світна пляма. Так було у експериментах геометричної оптики. Предметні пластинки здебільшого мали підкладку з матового скла.

По-іншому веде себе когерентне монохроматичне випромінювання. Таким є вимушене випромінювання оптичних лазерних генераторів, генеровані світлові цуги мають взаємозв'язані фази коливань.

1. На оптичній лаві встановлюють безпосередньо перед лазерним випромінювачем матову пластинку *МП*, Рис. 3.37, а. За пластинкою встановлюють екран. Переміщаючи екран на край лави протилежний від лазера, спостерігають за полем світних плям.
2. Встановлюють короткофокусну збиральну лінзу *L* з міткою *2* між лазером і матовою пластиною *МП* (Рис. 3.37, б). При наближенні фокуса лінзи *F'* до матової поверхні, розмір світних плям на екрані збільшується, їх розміром можна керувати.

Хаотичні світні плями розсіяного матовою пластинкою когерентного випромінювання, називають *спеклами* (англ. speckle –

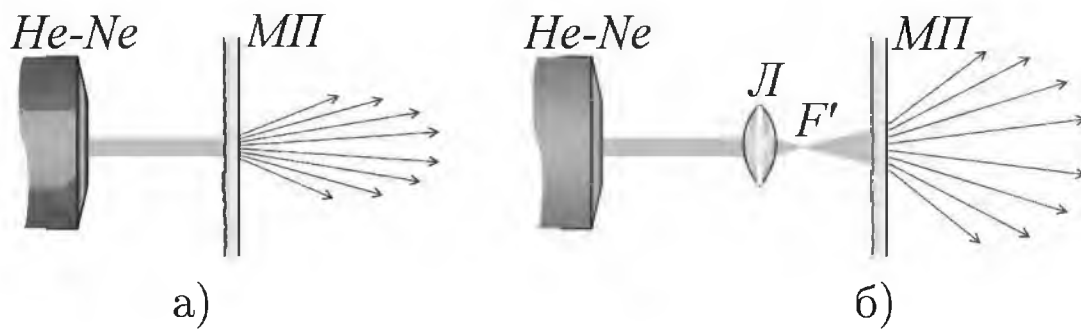


Рис. 3.37. а) Розсіяння лазерного пучка на матовій пластині *МП*. б) Застосуванням лінзи *Л*, змінюють відстань від точки фокусування до пластинки, управляють розбіжністю пучка і розміром спеклів.

плямка, плямити). Зумовлені спекли тим, що різні ділянки по-різному заломлюють світло. Крім того присутній ефект інтерференційного підсилення чи послаблення окремих світних плям.

Не монохроматичне випромінювання дає відмінні картини спеклів для різних довжин хвиль, а не когерентне світло "змазує" картину до однорідної засвітки. Тому у природному світла відсутня спекл-інтерферограма.

Спекли можуть утворюватися під час проходження світла через мікроскопічні нерівності поверхні, неоднорідні структури, утворюються у світлі, відбитому від матової поверхні.

За неоднорідним середовищем чи матовою поверхнею можливе ще й локальне інтерференційне підсилення чи послаблення інтенсивності накладених пучків світла. Зони спеклів можуть утворюватися у вигляді тривимірних структур інтерференційного підсилення сигароподібної чи іншої форми.

Спекли здебільшого негативно впливають на роботу із когерентними пучками випромінювання, спотворювати голографічний запис, накладати на зображення плями зумовлені не бажаною інтерференцією світла.

Спекли мають прикладне використання у спекл-фотографії, спекл-інтерферометрії [5], спекл-аналізі мікро-, наноструктур, механізмів їх кластеризації тощо. За числовим аналізом розподілу інтенсивності розсіяного світла, отримують інформацію про об'єкт, на якому відбувається розсіяння.

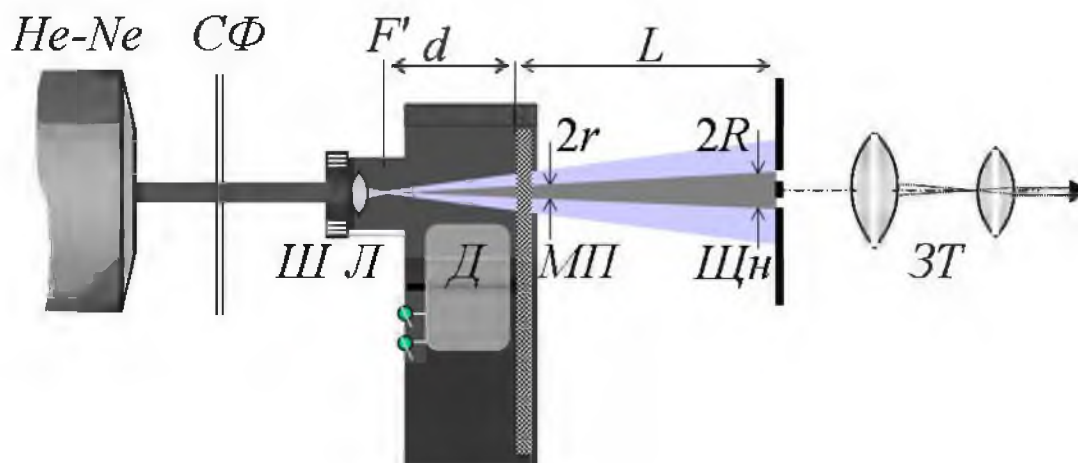


Рис. 3.38. Установка для спостереження інтерференції дифузно розсіяного когерентного світла: He-Ne лазер; сірий світлофільтр *СФ*; матову пластинку *МП* обертає двигун *Д*, перед нею – короткофокусна лінза *Л* на відстані регульованій поворотом шайби *Ш*; щілини *Щн*; зорова труба *ЗТ*.

У цій роботі використовуємо спекли: для імітації цугів світла; і для оцінки середнього розміру нерівностей мікрорельєфу поверхні інтерференційним експрес-методом. Такий спосіб заміняє трудомісткий аналіз мікрорельєфу мікроскопічної візуалізації, скануючої мікроінтерферометрії.

3.6.1 Дослід: моделювання цугів світлових хвиль

Установка Рис. 3.38 збирається на оптичній лаві.

Матова пластинка *МП* має форму круглого диска, диск насаджений на вісь електродвигуна. Пластина, електродвигун, лінза і поворотна шайба зміщення лінзи знаходяться у одному корпусі. На корпусі є ручка резистора, якою можна регулювати швидкість обертання пластини. Лазерний пучок світла розбіжний за лінзою *Л*. Відстань d від точки фокусування F' пучка світла до пластини задається поворотом шайби *Ш*; біля шайби міститься шкала, що вказує відстань d . Всередині шайби є вхідне вікно для падаючого світла. Вихідне вікно знаходиться з протилежної сторони за матовою пластиною.

Перед лазерним випромінювачем на оптичній лаві розміщують матову пластинку *МП* з електроприводом так, щоб лазер-

ний пучок проходив наскрізь, і спекли були на екрані на протилежному краю лави. Світлове поле спекл-структури використаємо як модель "замороженого" в часі спонтанного випромінювання. Один спекл – модель хвильового цуга, структура спеклів – миттєва модель світлового потоку.

Вмикають живлення електродвигуна для обертання матової пластини. Інерційність ока не встигає за зміною світлових полів інтерферограми. Візуально спостерігається одна світна пляма із усередненою освітленістю потоком спекл-"цугів", що швидко змінюються. Втрачається когерентність світлового потоку спеклів, когерентний до вмикання двигуна потік стає не когерентним. Отримують модель спонтанного монохроматичного світлового потоку.

Вимикають живлення двигуна, встановлюють на оптичній лаві перед лазером сірий світлофільтр $СФ$. За пластиною розміщують щілини $Щн$ і зорову трубу $ЗТ$ на оптичній осі вздовж лазерного пучка. Ширину b щілин і відстань a між ними вказано на оправі. Зорова труба дає далеке зображення інтерференції на щілинах.

Світлофільтр, який поглинає світло на всіх дожинах хвиль видимого діапазону приблизно однаково, називають *сірим світлофільтром*. Такий світлофільтр зменшує фонове природне випромінювання і зменшує концентрацію лазерного світлового потоку через зорову трубу. У роботі використовується лазер малої потужності не більше 1 мВт.

1. Моделювання просторово когерентного монохромного джерела випромінювання. Спекли більші за відстань між щілинами, Рис. 3.39, ділиться по фронту щілинами на дві частини, Ці частини "інтерферують" за щілинами.

(а) Поворотом шайби задають відстань d між заднім фокусом лінзи і матовою поверхнею пластини не менше 10 мм. Поміщують щілини $Щн$ далі від матового скла так, щоб були у полі зору окуляра зображення упорядкованих інтерференційних фрагментів,

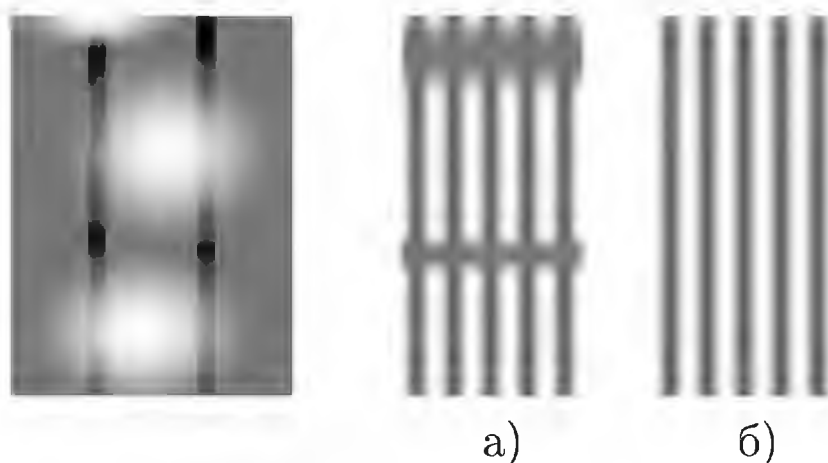


Рис. 3.39. На елемент з щілинами (два темні прорізи) падають спекли монохроматичного світла більші за відстань між щілинами. У полі зору окуляра: а) Різні фрагменти інтерференційного поля з однаковими координатами смуг при нерухомій матовій пластинці. б) При рухомій матовій поверхні фрагменти візуально зливаються в одну чітку інтерференційну картину.

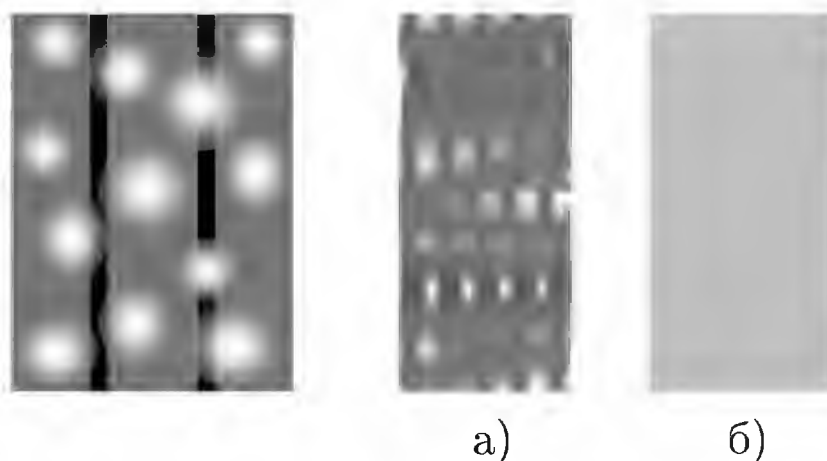


Рис. 3.40. На щілини падають спекли менші за відстань між ними. У полі зору окуляра: а) Хаотично зміщені інтерференційні фрагменти при нерухомій матовій пластині. б) Під час пластини накладання фрагментів адитивне – рівномірно освітлене поле зору.

Рис. 3.39, а. Поворотом юстувального гвинта під щілинами, налаштовують положення фрагментів у центрі поля зору окуляра.

(b) Вмикають двигун для обертання матової пластини, фрагменти зливаються в одну інтерференційну картину суцільних смуг, Рис. 3.39, б.

2. Моделювання просторово некогерентного джерела світла. Спекли менші за відстань між щілинами, Рис. 3.39.

(a) Не вмикаючи двигун, переміщують елемент $Щ_n$ ближче до матового скла, до зникнення інтерференційної картини, Рис. 3.40, б. Вмикають двигун. У полі зору мозаїка хаотичних фрагментів, Рис. 3.40, а.

(b) Вмикають обертання матової пластинки, інтерференційна картина відсутня. Наближаючи поворотом шайби $Ш$ лінзу до матової поверхні, поки не з'являться знов чіткі інтерференційні смуги. Вмикають двигун, отримують впорядковані по смугах інтерференційні фрагменти.

3.6.2 Дослід: Оцінка розміру мікронерівностей поверхні застосуванням спекл-інтерферометрії

Установка та ж, Рис. 3.38. Величину спекла $2R$ можна збільшувати, зменшуючи відстань d від фокуса F' до матової пластинки. При русі пластини інтерференція відсутня, якщо середній розмір спеклів менший відстані між щілинами, $\overline{2R} < a$; при $\overline{2R} > a$ – чіткі смуги. Будемо вибирати відстань L від матової поверхні до щілин таку, щоб при обертанні пластини інтерференційна картина була на межі зникнення, $\overline{2R} \approx a$. Якщо значення $\overline{2R}$ міняється лінійно зі зміною d , то розмір спекла повинен відповідати розміру нерівностей матової поверхні $\overline{2r}$, на яких

утворюється $\frac{\overline{2r}}{d} \approx \frac{2R}{d+L}$,

$$\overline{2r} \approx a \frac{d}{d+L}. \quad (3.37)$$

Перевіряючи лінійність співвідношення виконується оцінка середнього значення мікронерівностей $\overline{2r}$ матованої поверхні пластинки.

1. Вмикають електродвигун обертання матової пластинки. Встановлюють шайбою III мінімальну відстань d від фокусу F' до матової поверхні. Нотують d по шкалі біля шайби. Встановіть відстань L на межі зникнення інтерференційних смуг у полі зору окуляра, вимірюють відстань L між матовою пластиною і щілинами Юнга.
2. Збільшуючи на 2-3 мм відстань d , повторюють експеримент для 6 різних значень d . Виконують лінійну апроксимацію $a(x)$, $x = \frac{d+L}{d}$, оцініть коефіцієнт апроксимації $\overline{2r}$ і точність його знаходження.

Контрольні запитання

1. Дайте означення спекла, дифузно розсіяного світла.
2. Спекли виконують корисну роль чи негативну? Чи позитивним буде виникнення спеклів у записі голограми об'єктів із різними мікроструктурами поверхні?
3. Чому для створення спеклів не використовуємо видиме світло? Чи будуть виникати спекли у спонтанному монохромному світлі?
4. В чому сенс моделювання окремих цугів світла спеклами? Що дозволяє моделювати цуг спеклом і отримувати інтерференцію потоку спеклів? Чи залежить від швидкості зміщення матової поверхні ефективність експерименту? Які потрібно забезпечити умови для просторової когерентності спеклів-"цугів"?

Природному світлу властивий суцільний спектр. У інтерферометрі поля різних частот накладаються, що призводить до зникнення смуг високих порядків інтерференції. Застосуванням світлофільтрів можна зменшувати ширину $\Delta\nu$ спектра джерела випромінювання і отримувати інтерференційні смуги вищих порядків. Характерну величину обернену до ширини частотного спектра випромінювання $\tau_k = \Delta\nu^{-1}$ називають *часом когерентності*. Залежність кількості інтерференційних смуг, їх видимих порядків, від ширини спектру (часу когерентності) називають *часовою когерентністю*.

Звуженням спектра до монохромного $\Delta\nu \rightarrow 0$ ($\tau_k \rightarrow \infty$) і зменшенням розміру джерела до точкового, досягається максимальна видність $V \rightarrow 1$ інтерференційних смуг. При збільшенні ширини спектра випромінювання (зменшенні часу когерентності), зникають інтерференційні смуги високих порядків, контраст смуги нульового порядку практично не міняється. При збільшенні протяжності джерела (зменшенні просторової когерентності) зменшується контраст інтерференційної картини для смуг усіх порядків. Параметри просторової когерентності залежать від інтерференційної схеми і довжини хвилі випромінювання джерела (3.36). Час когерентності τ_k – спектральна характеристика джерела – не залежить від типу інтерферометра і його конструкції. Але інтерференційна схема повинна бути із симетричним ходом променів у плечах, щоб у зоні інтерференції були чіткі смуги нульового і близьких до $m = 0$ порядків.

3.7 Знаходження параметрів часової когерентності неперервного спектру випромінювання

У роботі 2.1 використанням He-Ne лазера, $\lambda = 0,6328$ мкм, на плоскопаралельній пластині товщини $d \approx 2$ см отримали чіткі інтерференційні смуги порядку $m = \frac{2dn}{\lambda} \approx 10^5$! Лазерні генератори мають високий ступінь монохромності випромінювання. Залежно від конструкції лазера, ширина спектра $\Delta\nu \simeq 1 - 1000$ МГц. Різницеvim диференціюванням для швидкості світла $c = \lambda\nu$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{\Delta\nu}{\nu} \approx \frac{\lambda\Delta\nu}{c}; \quad (3.38)$$

$\Delta\nu$, $\Delta\lambda$ – модулі ширини спектру по частоті і довжині хвилі. При $\Delta\nu = 1000$ МГц і $\lambda = 0,6328$ мкм, $\Delta\lambda \approx 1,3 \cdot 10^{-12}$ мкм.

Для видимого світла $\Delta\lambda \approx 0,3$ мкм спектр на 11 і більше порядків ширший за діапазон лазерного випромінювання. У роботах 1.2, 3.2, 4.2, 4.3 спостерігали невелику кількість чітких інтерференційних смуг нульового і найближчих порядків у видимому світлі. Використанням світлофільтрів у роботі 3.2 ширина спектру зменшували, кількість видимих інтерференційних смуг збільшувалася.

У цій роботі вивчаємо вплив діапазону суцільного спектра на інтерференцію світла, знаходимо параметри когерентності зумовлені шириною спектра.

3.8 Спектр випромінювання і когерентність

3.8.1 Просторові биття смуг інтерференції

Спектр (лат. spectrum — представлення, бачення) — густина розподілу деякої величини. У оптиці це інтенсивність або енергетичний параметр розподілу по частоті $I(\omega)$ або по довжині хвилі у вакуумі $I(\lambda)$. У спектроскопії оптичного випромінювання користуються спектральною діаграмою залежності інтенсивності від хвильового вектора $I(k)$.

Природні джерела випромінювання видимого світла дають в основному суцільний спектр, випромінюють на всіх частотах видимого світла.

Дискретний спектр отримують свіченням інертних газів. *Лінійчатий* (дискретний або атомарний) спектр — випромінювання дискретного набору окремих частот, наближено дельта-функцій інтенсивності від частоти. Спектральні лінії мають ширину, розширення ліній зумовлене тепловим рухом атомів, їх зіткнення, радіаційного (природного) затухання окремих актів випромінювання, доплерівського розширення [3]. Ширина спектральних ліній порядку одиниць нанометрів, випромінювання окремих ліній квазімонохроматичне.

При використанні джерела з дискретним спектром у інтерференційній схемі, відбувається накладання інтерференційних полів окремих частот. Виникають *просторові биття* інтерференційної картини — періодична зміна амплітуди коливань інтенсивності при накладанні просторових гармонік близьких періодів інтерференції, Рис. 3.41. У картині періодично присутні ділянки часткового чи повного зникнення смуг і ділянки контрастних смуг з певним періодом биттів, Рис. 3.42. Відбувається періодична втрата когерентності — втрата узгодження між інтерференційними смугами різних довжин хвиль.

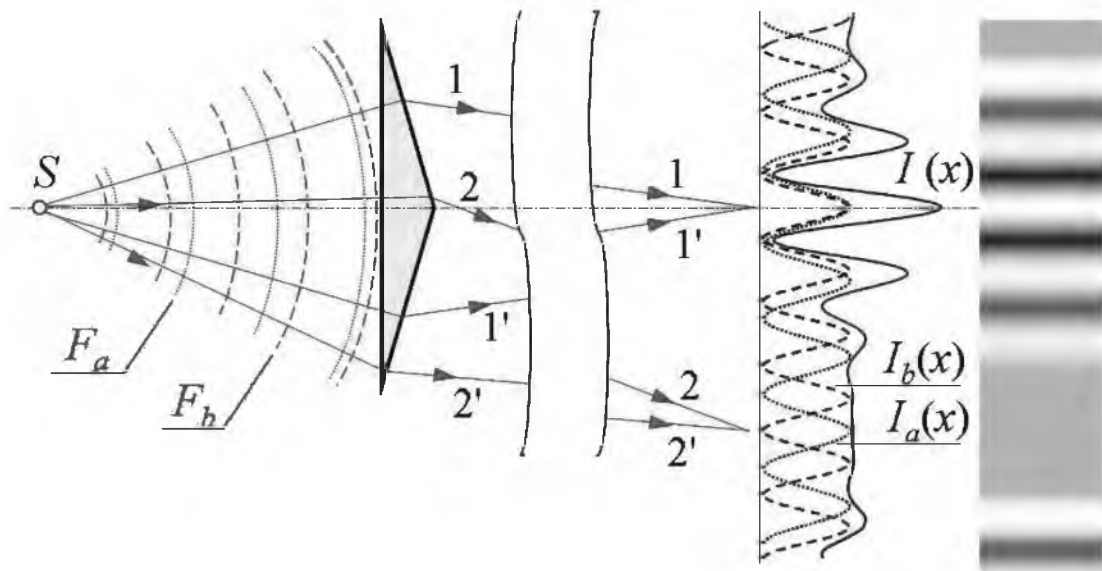


Рис. 3.41. Точкове джерело S розташоване на осі біпризми Френеля. Хвилі з довжинами λ_a і λ_b мають різну відстань між фронтами однієї фази F_a (точкові лінії) і F_b (пунктирні лінії). Справа діаграма інтенсивності і фрагмент інтерференційної картини.

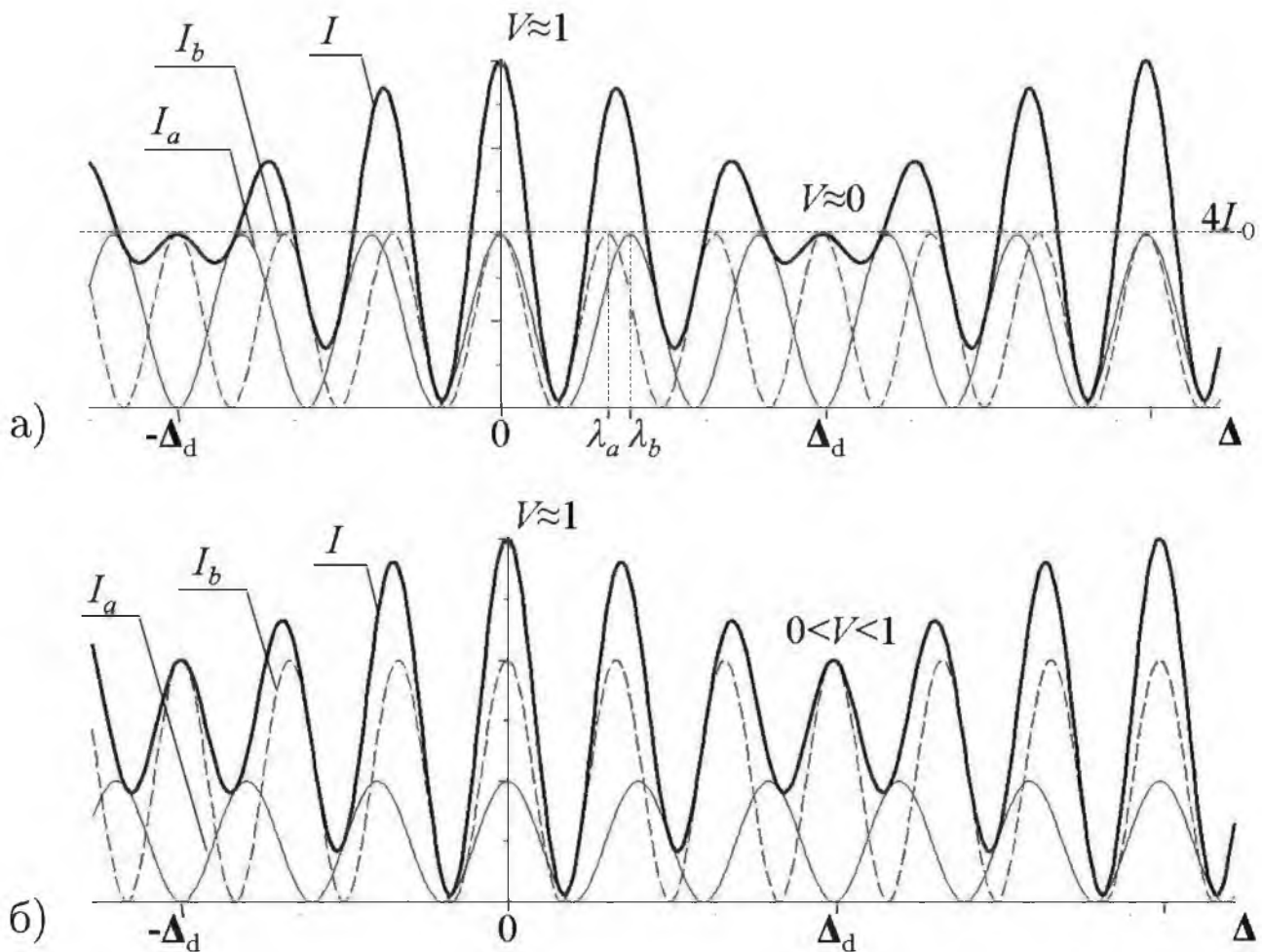


Рис. 3.42. Накладання розподілів інтенсивності інтерференції для двох довжин хвиль: а) $I_{0a} = I_{0b} = I_0$, б) $I_{0a} \neq I_{0b}$. Чим більша різниця інтенсивності спектральних ліній, тим менше виявляють себе биття.

При застосуванні джерела світла з двох спектральних ліній λ_a і λ_b , розподіл інтенсивності для кожної довжини хвилі

$$I_a(\Delta) = 2I_{0a}(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda_a} \Delta), \quad I_b(\Delta) = 2I_{0b}(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda_b} \Delta). \quad (3.39)$$

При однакових кутах інтерференції θ утворюються смуги різної ширини $\Delta x_a = \frac{\lambda_a}{\theta}$, $\Delta x_b = \frac{\lambda_b}{\theta}$.

Оптичні різниці ходу хвиль до точки їх накладання у інтерференційній зоні є однаковими $\Delta = \Delta_a = \Delta_b$, Рис. 3.41, спільна інтерференційна схема для всіх довжин хвиль. Відрізняються різниці фаз $\Delta\phi_a = \frac{2\pi\Delta}{\lambda_a} \neq \Delta\phi_b = \frac{2\pi\Delta}{\lambda_b}$ (тільки для $m = 0$, $\Delta = 0$ однаково виконується $\Delta\phi = 0$ для хвиль довільної λ).

Для різних довжин хвиль λ_a , λ_b у інтерференційній зоні існують ділянки мінімального контрасту або відсутності смуг $V = 0$, коли максимум $I_{a,max}$ попадає на мінімум $I_{b,min}$, Рис. 3.42, при різниці ходу

$$\Delta_d = (m_d - \frac{1}{2})\lambda_b = m_d\lambda_a.$$

Розв'язанням рівностей $m_d = \frac{1}{2} \frac{\lambda_b}{\Delta\lambda}$ і $\Delta_d = \frac{1}{2} \frac{\lambda_a \lambda_b}{\Delta\lambda}$. Для спостереження биття інтерференційних смуг на протязі не більше кількох десятків періодів Δx_a необхідне виконання умови

$$\Delta\lambda = \lambda_b - \lambda_a \ll \lambda = \frac{\lambda_a + \lambda_b}{2}.$$

відповідно

$$m_d \approx \frac{1}{2} \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad \Delta_d \approx \frac{1}{2} \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}.$$

Просторовий період биттів $M = 2m_d$, $\Delta X = M\Delta x \approx M\Delta x_a$

$$M \approx \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad \Delta X = M \Delta x \approx \frac{1}{\theta} \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \quad (3.40)$$

3.8.2 Дослід спостереження просторових биттів інтерференційної картини

У роботі використовується головка ОГМЭ, спостереження кілець Ньютона отриманих на клині між сферичною поверхнею скляної лінзи великого радіуса кривини і плоскою скляною підкладкою. Опис приладу на стор. 39.

Джерело світла — ртутна лампа з люмінофором. На лінійчатий спектр ртуті накладається практично весь видимий діапазон фотолюмінісцентного випромінювання. Все ж добре виділяються зелена лінія на довжині хвилі $\lambda_a = 546$ нм, жовтий дублет 578 нм, оранжеві лінії 607,3 нм і 612,3 нм, наближено $\lambda_b = 610$ нм.

Добре видно у полі зору мікроскопа биття "зеленого" і "оранжевого" світла. Обидва кольори утворюють дві смуги, які чергуються накладанням на максимум зеленої мінімум оранжевої і навпаки, мінімум освітленості зеленим світлом попадає на максимум оранжевого. Тут інші довжини хвиль практично не помітні. На ділянці чітких практично чорно-білих смуг зелена і оранжева смуги взаємно накладаються. Жовте світло візуально важко відділити від фону решти випромінювання.

1. Встановлюють скловолоконний жгут одним кінцем у гніздо для світильника на головці ОГМЭ, другим у отвір світильника. Потрібно відділити світильник, з подачею напруги мережі живлення від сіті, від приладу ОГМЭ. Тільки після установки світловолоконного кабелю світильник вмикають в мережу.
2. Під об'єктивом ОГМЭ розміщують кювету для спостереження інтерференційних кілець Ньютона. Встановлюють збільшення $\times 4$, налаштовують візуальне спостереження в окулярі на максимальний контраст інтерференційної картини і просторових биттів на довжинах хвиль λ_a , λ_b . При потребі підбирають іншу кратність збільшення.
3. Знаходять період биттів M , перевіряють чи він однаковий на 2-3 періодах. Звіряють знайдене значення M з розрахунковим (3.40).

3.8.3 Ступінь часової когерентності

Випромінювання з хвильовим вектором k квазімонохромного проміжку $\delta k \ll \Delta k = k_1 - k_2$ неперервного спектра $[k_2; k_1]$, $k_2 = \frac{2\pi}{\lambda_2}$, $k_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1}$, $\lambda_1 < \lambda_2$, має інтерференційний розподіл інтенсивності (3.39)

$$\delta I(\Delta, k) = 2 \delta I(k)(1 + \cos k\Delta). \quad (3.41)$$

$\delta I(k)$ – вклад у інтенсивність діапазону δk . Для спрощення будемо вважати інтенсивність випромінювання П-подібною функцією хвильового вектора – однакова інтенсивність на всіх довжинах хвиль $\frac{\delta I(k)}{\delta k} = \frac{I_0}{\Delta k}$, I_0 – вклад всього спектра. Звідси підстановкою $\delta I(k)$ у (3.41) та інтегруванням

$$\frac{1}{\Delta k} \int_{k_2}^{k_1} \cos(k\Delta) dk = \frac{\sin(k_1\Delta) - \sin(k_2\Delta)}{\Delta k \Delta} = \frac{2}{\Delta k \Delta} \sin \frac{\Delta k \Delta}{2} \cos\left(\frac{1}{2}(k_1 + k_2)\Delta\right)$$

$$I(\Delta) = 2I_0 \left(1 + \cos(\langle k \rangle \Delta) \frac{\sin w}{w} \right), \quad w = \frac{1}{2} \Delta k \Delta. \quad (3.42)$$

Тут застосовано позначення $\langle k \rangle = \frac{k_1 + k_2}{2}$.

Ступінь часової когерентності γ_τ ,

$$\gamma_\tau = \frac{\sin w}{w}, \quad w = \frac{1}{2} \Delta k \Delta, \quad \text{або } w = \pi \Delta \nu \tau. \quad (3.43)$$

Остання рівність отримана із перетворення

$$\frac{1}{2} \Delta k \Delta = \pi \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \Delta = \pi \frac{\nu_1 - \nu_2}{c} \Delta = \pi \Delta \nu \tau,$$

c – швидкість світла, τ – час долання світлом різниці ходу Δ .

Графік модуля γ_τ зображено на Рис. 3.43. У тій частині інтерференційної картини, для якої $w = \pi$, $\gamma_\tau = 0$ – смуги відсутні. Умова $w = \pi$ означає характерні для джерела із неперервним спектром Δk час когерентності τ_k і довжину когерентності Δ_k такі, що $\tau_k \Delta \nu = 1$, $\Delta_k \Delta k = 2\pi$. Відповідно

$$\tau_k = \frac{1}{\Delta \nu}, \quad \Delta_k = c \tau_k, \quad (3.44)$$

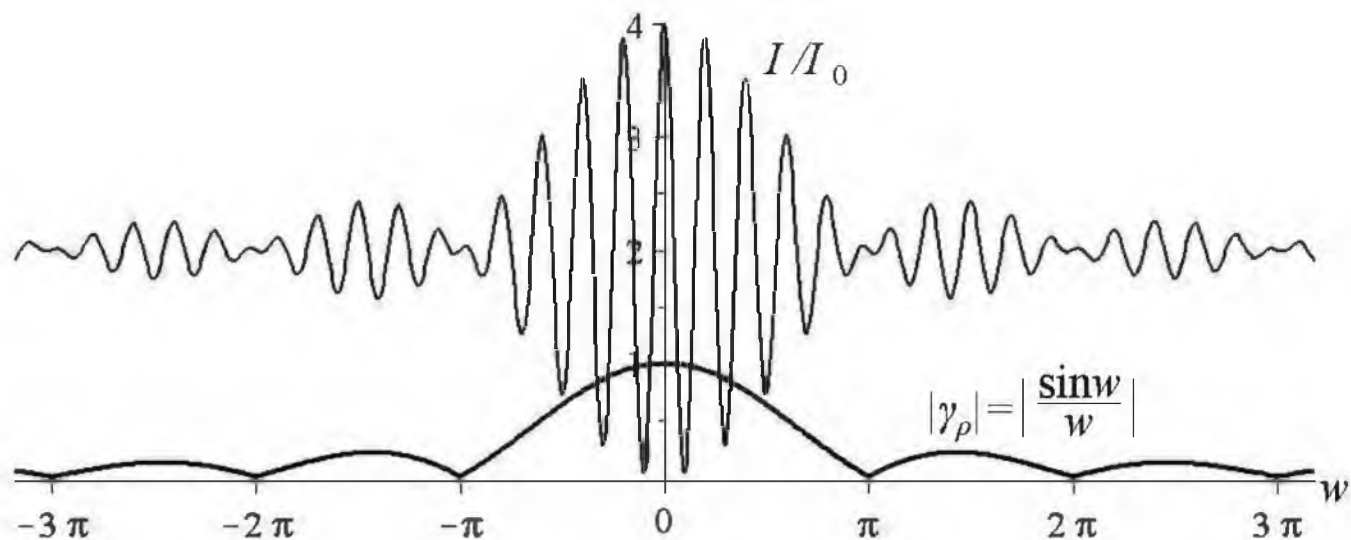


Рис. 3.43. Функції модуля ступеня когерентності $|\gamma_\tau|$ та відповідного інтерференційного розподілу інтенсивності для джерела випромінювання П-подібного спектру. Вплив часової когерентності приводить до зменшення контрасту інтерференційних смуг з віддаленням від смуги нульового порядку.

Чіткі смуги інтерференції спостерігаємо при різниці ходу Δ , меншій довжини когерентності Δ_k . Для проходження оптичного шляху рівного довжині когерентності потрібно затратити час когерентності τ_k обернений до частотної ширини спектра $\Delta\nu$. Час і довжина когерентності не залежать від методу отримання інтерференційної картини (лінії рівного нахилу, товщини, ділення хвильового фронту), не залежать від значення $\langle k \rangle$.

Позначимо $\langle \lambda \rangle = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$. Різницеvim диференціюванням для швидкості світла $c = \lambda\nu$

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{\Delta\nu}{\nu} \approx \frac{\lambda\Delta\nu}{c}. \quad (3.45)$$

Підстановкою в (3.44) з диференціювання для довжини когерентності $\Delta_k = \frac{c}{\Delta\nu} \approx \frac{\langle \lambda \rangle^2}{\Delta\lambda}$, порядок когерентності

$$m_k = \frac{\Delta_k}{\langle \lambda \rangle} \quad \text{або} \quad m_k \approx \frac{\langle \lambda \rangle}{\Delta\lambda}. \quad (3.46)$$

Для порядку m_k нульова видність інтерференційні смуг $V = 0$, смуги видимі для порядків $m < m_k$. Кількість чітких смуг тим

менша, чим ширший спектр $\Delta\nu$ ($\Delta\lambda$), менші параметри когерентності τ_k і Δ_k .

З виразу (3.46), максимальний порядок інтерференції з відносною шириною спектра $\frac{\Delta\lambda}{\langle\lambda\rangle}$, $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, підлягає критерію: смуги спостерігаємо при такій різниці ходу $\Delta = m\lambda$, що максимум найбільшої довжини хвилі λ_2 буде не далі наступного максимуму найменшої довжини хвилі λ_1 , тобто $m\lambda_2 < (m+1)\lambda_1$. Звідси $m < \frac{\langle\lambda_1\rangle}{\Delta\lambda} < \frac{\langle\lambda\rangle}{\Delta\lambda}$.

У рівноплічному інтерферометрі, при збігові координати нульового максимуму для всіх довжин хвиль, центральні смуги низьких порядків чіткі навіть для великих спектральних діапазонів. У інтерференційних схемах з плечами неоднаковими за оптичним ходом хвилі можлива повна втрата когерентності, інтерференційна картина відсутня.

3.8.4 Порівняння інтерференційних розподілів для спектрів форми Гауса і П-функції

Практично довільний суцільний спектр має гладкі краї. На Рис. 3.44, а зображено точковою кривою спектр пропускання абсорбційного світлофільтра ЗС-11, знятий на спектрофотометрі КФК-3. Світлофільтр має параметри пропускання у максимумі $\lambda_0 = 0,521$ мкм, $k_0 = 12,06$ мкм⁻¹. Ширина спектра пропускання визначається на піввисоті максимуму, для ЗС-11 становить $\Delta\lambda = 0,067$ мкм, $\Delta k = 1,55$ мкм⁻¹. Суцільною лінією зображено наближення кривою Гауса

$$I = I_0 \exp(-a^2(k - k_0)^2) \quad (3.47)$$

із підібраними значеннями g_0 , a , k_0 методом числового розрахунку апроксимаційної кривої, вираз (3.41) справа множиться на $\exp(-a^2(k - k_0)^2)$. П-наближення, пунктирна лінія на Рис. 3.44, а.

На Рис. 3.44, б показано змодельовані числовими засобами інтерференційні розподіли інтенсивності для спектрів П-функції

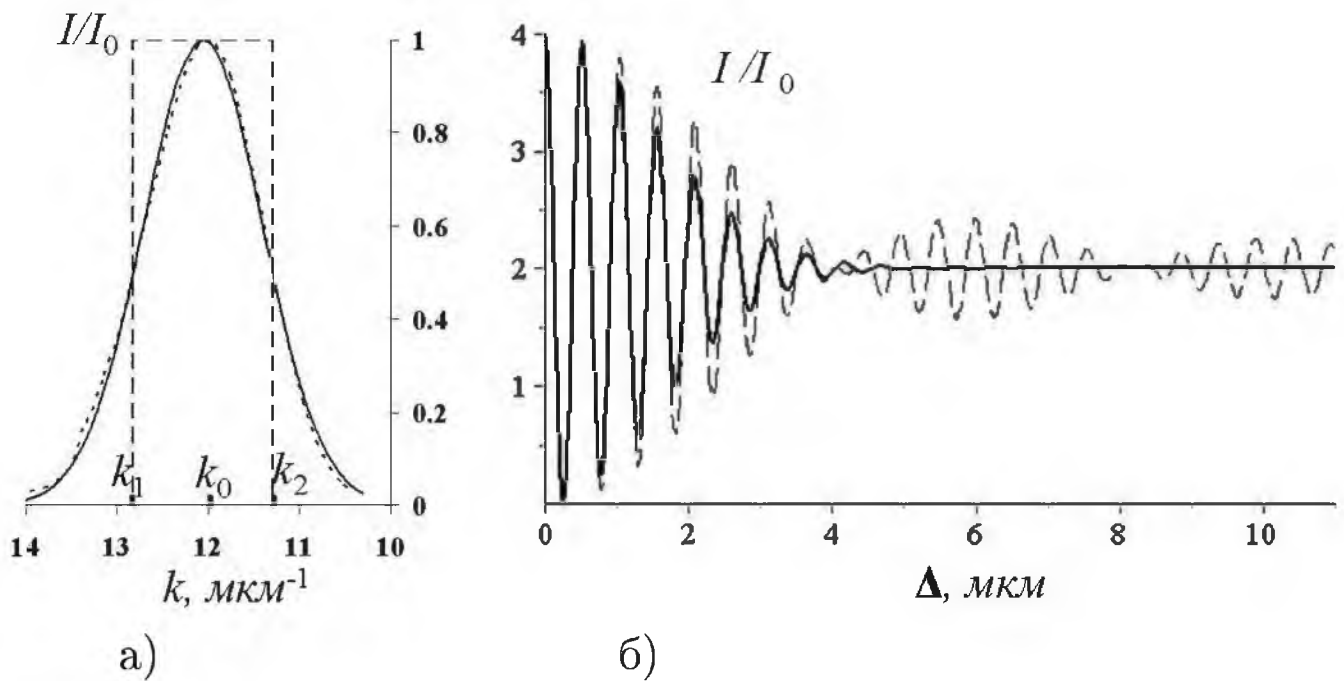


Рис. 3.44. а) Спектр абсорбційного світлофільтра ЗС-11 – точкова лінія, наближення функцією Гауса – суцільна лінія, П-подібне наближення – пунктирна лінія. б) Інтерференційний розподіл при гаусовому спектрі джерела випромінювання, пунктирною — П-спектрі.

і функції Гауса. Не зважаючи на грубе наближення реально-го спектра П-подібною функцією очевидне добротне відтворення розподілу інтенсивності, близьке до апроксимації "гаусіаном". Для обох спектрів однакова довжина когерентності $\Delta_k \approx 4$ мкм. Ширина інтерференційних смуг однакова бо залежить від параметрів інтерференційної схеми, а не від характеристик джерела випромінювання. Для реального спектра із "гладкою" поведінкою на краях відсутні коливання видимості інтерференційної картини при різниці ходу $\Delta > \Delta_k$ більшій за довжину когерентності.

3.8.5 Дослід: порівняння порядків інтерференції при зміні ширини спектрального діапазону джерела випромінювання

Досліди виконуються на лабораторних інтерферометрах (Жамена, Майкельсона, кільця Ньютона на ОГМЭ). Описи пристроїв поряд з установками. Світлофільтри марковані значенням спектру пропускання або їх визначають на спектрофотометрі КФК-3. Інструкція роботи спектрофотометра міститься поряд з приладом. Всі результати вимірювань і обчислень заносять у Табл.3.6.

Табл. 3.6.

	видиме світло	адсорб. СФ	інтерф. СФ	лінія неону	лазер	спец. лазер
$\langle \lambda \rangle$, нм				632,8		632,8
$\Delta \lambda$, нм						
$\langle \nu \rangle$, Гц						
$\Delta \nu$, Гц				$1,7 \cdot 10^9$		$1 \cdot 10^2$
m_k						
τ_k , с						
Δ_k , м						
m_k^{ex}						
τ_k^{ex} , с						
Δ_k^{ex} , м						

1. Для видимого випромінювання $\lambda \in [0,4 \text{ мкм}; 0,68 \text{ мкм}]$ обчисліть і занесіть у Табл.3.6 $\Delta \lambda$, $\langle \lambda \rangle$, $\langle \nu \rangle = \frac{c}{\langle \lambda \rangle}$, $\Delta \nu$ (3.45), m_k , τ_k , Δ_k (3.44-3.46), c – швидкість світла.
2. В інтерферометрі Жамена перед світильником встановіть матову пластинку. Увімкніть живлення освітлювача галогенної лампи – має весь діапазон видимого випромінювання. У полі зору окуляра будуть спостерігатися інтерференційні смуги. Найконтрастнішу чорно-білу смугу нульового порядку налаштуйте навпроти мітки у окулярі юстуваль-

ним гвинтом на задній стінці приладу. Якщо інтерференційна смуга на межі видимості порядку m_k^{ex} за полем зору, то скористайтеся насосом-грушею для зміщення смуг. Верхнім індексом "ex" відмічені параметри знайдені з експерименту. Полічіть m_k^{ex} , обчисліть Δ_k^{ex} (3.46), τ_k^{ex} , (3.44) із занесенням у Табл. 3.6.

3. Вимірюваннями на спектрофотометрі знайдіть довжину хвилі λ_0 максимального пропускання і ширину спектра пропускання $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ адсорбційного світлофільтра. λ_1 і λ_2 знаходяться з обох боків від λ_0 , на цих довжинах хвиль пропускання світлофільтра вдвічі менше за пропускання на λ_0 . **Адсорбційний світлофільтр** ("кольорове скло") має ширину пропускання у 3-4 рази вужчу за видимий спектр. Приймавши $\langle\lambda\rangle \approx \lambda_0$, обчисліть $\langle\nu\rangle$, $\Delta\nu$, m_k , τ_k , Δ_k . Дані занесіть в Табл.3.6.
4. Встановіть світлофільтр перед світильником у інтерферометрі Жамена. Інтерференційні смуги будуть зміщатися у разі помпування повітря в одну з кювет. Потрібно задати таку різницю ходу у плечах інтерферометра, щоб смуга навпроти мітки окуляра була на межі видимості, її порядок m_k^{ex} . Відпустіть кільце насоса так, щоб смуги достатньо повільно "пропливали" повз мітку до зрівноваження тисків у плечах інтерферометра, полічіть m_k^{ex} . Обчисліть Δ_k^{ex} , τ_k^{ex} із занесенням у Табл. 3.6.
5. Повторіть виконання пунктів 3-4 для дихроїчного світлофільтра. **Дихроїчний світлофільтр** виготовляється багат шаровим напиленням плівок, у поєднанні з адсорбційним має неперервний спектр пропускання світла ще на порядок нижчий від адсорбційного.
6. Дискретний спектр неону містить **спектральну лінію** випромінювання $\lambda = 632,8$ нм з розширенням по частоті $\Delta\nu \approx 1,7$ ГГц при кімнатній температурі. Обчисліть ν , $\Delta\lambda$, параметри m_k , τ_k , Δ_k цієї лінії.

7. **Лазерні випромінювачі** мають високий ступінь монохроматичності. Довжина хвилі λ випромінювання вказана на корпусі лазера встановленому у інтерферометрі Майкельсона. Встановіть якомога менші і приблизно однакові плечі, від'юстуйте інтерферометр, отримайте чітку інтерференційну картину. Тоді одне із дзеркал на лаві більшої довжини змістіть на 10 – 15 см далі від світлороздільної пластинки, повторіть налаштування інтерференційної картини. Так збільшуйте різницю ходу у плечах до положення на межі видимості смуг, поміряйте відповідну різницю плечей Δl у інтерферометрі. Довжина когерентності $\Delta_k^{ex} = 2 \Delta l$. Обчисліть m_k^{ex} , $\Delta\lambda$ (3.46), τ_k^{ex} , $\Delta\nu$ (3.44), ν (3.45).
8. Саме для He-Ne лазера на даний час отримують найбільш вузький спектр випромінювання і для спеціальної конструкції лазерів досягають $\Delta\nu \sim 10^2$ Гц [?]. При такому значенні $\Delta\nu$ і довжині хвилі $\lambda = 632,8$ нм проведіть обчислення ν , $\Delta\lambda$, m_k , τ_k , Δ_k .
9. Порівняйте експериментальні і розрахункові параметри часової когерентності для кожного із діапазонів випромінювання видимого світла та світла пропущеного світлофільтрами. Проведіть порівняння параметрів в залежності від ширини спектру різних типів джерел. Побудуйте на одній координатній площині із логарифмічними осями графіки залежності $m_k^{ex}(\nu\tau_k^{ex})$ для експериментальних даних і $m_k(\nu\tau_k)$ для розрахованих. Зробіть висновки.

Контрольні запитання до розділу 3.8

1. Чим відрізняються інтерференційні картини для світла однієї спектральної лінії і багатьох спектральних ліній?
2. Чим відрізняються інтерференційні перерозподіли світла для спектрів двох ліній однакової і різної інтенсивностей?
3. Від чого залежить період биття інтерференційних смуг двох спектральних ліній? Скільки інтерференційних смуг міститься в одному просторовому періоді биття?
4. Назвіть основні параметри, які характеризують часову когерентність, їх зв'язок із відносною шириною спектра $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$. Як залежить кількість видимих інтерференційних смуг від відносної ширини спектра?
5. Дайте порівняльну характеристику когерентності для суцільного спектра ширини $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ і дискретного спектра із двох спектральних ліній λ_1 та λ_2 .
6. Якщо відома довжина когерентності Δ_k для світла із суцільним спектром, то на яку максимально допустиму відстань можна зміщати одне із дзеркал рівноплічного інтерферометра Майкельсона?
7. Що розуміють під просторовою і під часовою когерентностями? Як проявляють себе збільшення просторової когерентності (зменшення розміру джерела) і збільшення часової когерентності (зменшення ширини спектра) у видності інтерференційної картини?
8. Чому рівна видність, якщо відомий ступінь просторової когерентності γ_ρ і часової γ_k ?
9. Які потрібні умови, щоб видність інтерференційних смуг була близькою до одиниці?