

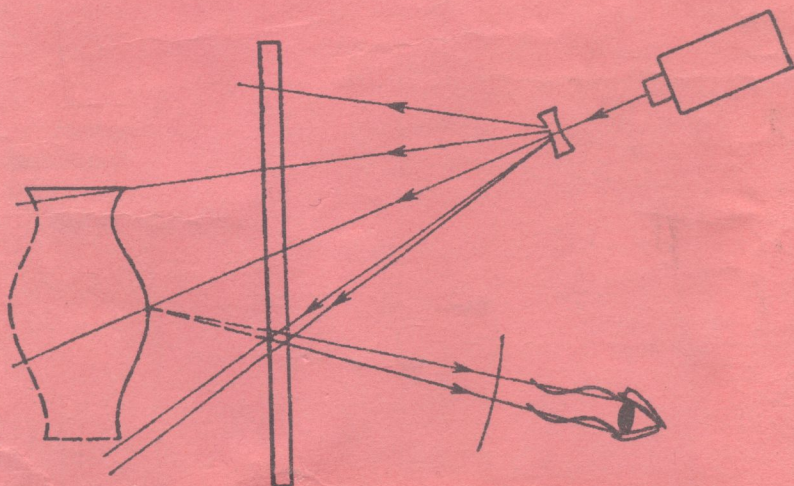
6817(078)
163

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ

Вінницький державний технічний університет

Г.Л.Лисенко, В.А.Суприган

ГОЛОГРАФІЯ ТА ЛАЗЕРНА ТЕХНІКА

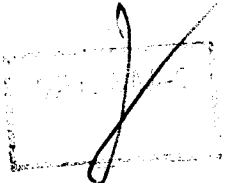


Вінниця ВДТУ 1999

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ
ВІННИЦЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ
"ГОЛОГРАФІЯ ТА ЛАЗЕРНА ТЕХНІКА"
З ДИСЦИПЛІНИ
"ГОЛОГРАФІЯ ТА ЛАЗЕРНА ТЕХНІКА"
для студентів бакалаврського напрямку 6.091101

Затверджено на засіданні Ученої ради Вінницького державного
технічного університету як лабораторний практикум для студентів
спеціальності «Лазерна та оптоелектронна техніка»
Протокол №6 від 24.02.99

05  2000



681.740759

Писарчук

Вінниця ВДТУ 1999

УДК 681.385

Голографія та лазерна техніка: лабораторний практикум / Г.Л.Лисенко,
В.А. Суприган В.:ВДТУ, 1999 – 60с. Укр. мовою/

В даному лабораторному практикумі викладено основи лазерної техніки та голографії, розглянуто особливості побудови оптичних лазерних та голографічних систем, наведено приклади їх технічного застосування для вирішення конкретних задач.

Лабораторний практикум призначений для студентів приладобудівельних спеціальностей.

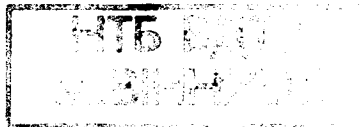
Іл.46 . Бібліограф. 20 назв.

398250

Рецензенти: В.М.Локазюк, д.т.н, проф.

В.С.Осадчук, д.т.н, проф.

Р.Н.Кветний, д.т.н, проф.



Зміст

	№ стор.
Лабораторна робота №1. Дифракція світла	4
Лабораторна робота №2. Вивчення двопроревої інтерферометрії	16
Лабораторна робота №3. Вивчення багатопроревої інтерферометрії	22
Лабораторна робота №4. Поляризація світла	32
Лабораторна робота №5. Сканувальний інтерферометр Тваймана-Гріна	39
Лабораторна робота №6. Інфрачервоне випромінювання в методах неруйнівного контролю	47
Лабораторна робота №7. Спекл-інтерферометрія в дослідженнях рельєфу дифузних поверхонь	55
Лабораторна робота №8. Голографія. Отримання та відображення голографічних зображень	64
Лабораторна робота №9. Дослідження впливу зовнішніх факторів та зміни параметрів відновлення від оптимальних на відтворення голографічних зображень	72
Лабораторна робота №10. Синтез голограм	79

Лабораторна робота №1

Дифракція світла

Мета роботи: ознайомлення з причинами виникнення явища дифракції світла, дослідження властивостей дифракційних ґраток в залежності від їх типу, побудова оптичних схем для виміру параметрів дифракційних ґраток.

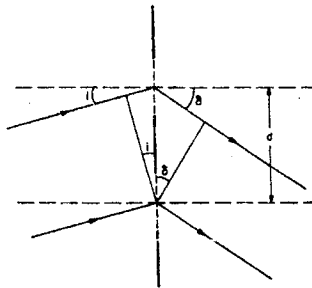
Загальні теоретичні відомості та розрахункові співвідношення

Дифракцією називається явище відхилення світлових променів на перешкоді. Транспаранти з періодичним розподілом амплітудного пропускання називають дифракційними ґратками.

ґратка може складатись з ряду періодично розташованих прозорих щілин на непрозорому екрані. Для плоскої хвилі, що падає на ґратку, умова синфазності дифрагованих пучків, яка веде до їх взаємного підсилення є умовою ґратки:

$$d(\sin\varphi_1 + \sin\varphi_2) = \lambda, \quad (1)$$

де d – постійна ґратки, φ_1 – кут падіння та φ_2 – кут дифракції. Як видно з рисунку 1 при виконанні умови (1) під кутом φ_2 утворюється головний максимум дифрагованої плоскої хвилі.



Рисунк 1-Дифракція світла на плоскій ґратці

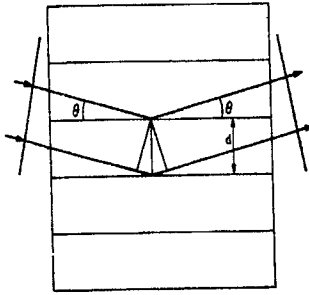


Рисунок 2-Дифракція світла на об'ємній ґратці

На рисунку 2 показана об'ємна дифракційна ґратка, яка містить періодично розташовані площини розсіювання, умова утворення головного максимуму дифрагованої плоскої хвилі, яка має вигляд: $2d\sin\theta=\lambda$.

Розглянемо плоску хвилю з амплітудою A_1 , яка розповсюджується в додатному напрямку вісі z . Нехай хвиля падає на прозорий об'єкт – транспарант, який знаходиться в площині $z=0$ і має амплітудне пропускання (рис. 3): $t(x,y)=t_0+t_1\cos(2\pi\eta y)$, де η – просторова частота смуг. Розуміється, що транспарант не вносить фазового зсуву. Безпосередньо за транспарантом амплітуда хвилі $A(x,y,z)$ дорівнює добутку амплітуди хвилі, що падає A_1 та пропускання t :

$$\begin{aligned}
 A(x,y,0) &= A_1 t(x,y) = A_1 t_0 + A_1 t_1 \cos(2\pi\eta y) = \\
 &= A_1 t_0 + \frac{1}{2} A_1 t_1 \cos(2\pi\eta y) + \frac{1}{2} A_1 t_1 \cos(-2\pi\eta y).
 \end{aligned}
 \tag{2}$$

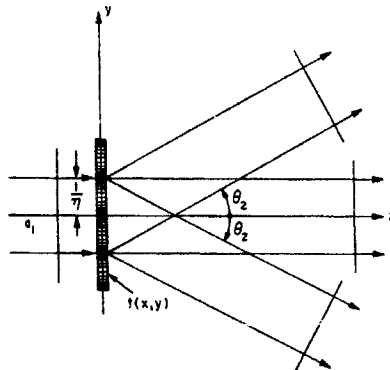


Рисунок 3-Проходження плоскої хвилі через транспарант

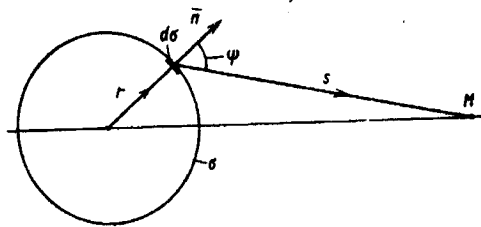


Рисунок 4-Пояснення принципу Гюйгенса-Френеля

Другий доданок описує плоску хвилю, яка розповсюджується паралельно площині yz і напрямком її розповсюдження утворює від'ємний кут θ_2 з вісю z . Аналогічно третій доданок описує плоску хвилю, яка розповсюджується паралельно вісі z , утворюючи при цьому додатний кут θ_2 з вісю z . Перший доданок не залежить від x та y і описує плоску хвилю, яка розповсюджується в напрямку вісі z . Таким чином при падінні плоскої хвилі, яка розповсюджується уздовж вісі z на транспарант з синусоїдальним, в напрямку y , амплітудним пропусканням за транспарантом виникає три плоскі хвилі: перша, з амплітудою $A_1 t_0$, яка розповсюджується уздовж вісі z (недифрагована хвиля); друга, з амплітудою $\frac{1}{2}A_1 t_1$, яка розповсюджується в площині yz униз від вісі z (дифрагована хвиля -1 -го порядку); третя, з амплітудою $\frac{1}{2}A_1 t_1$, яка розповсюджується в площині yz вверх від вісі z (дифрагована хвиля $+1$ -го порядку).

Основна задача, що виникає при розгляді дифракційних явищ, полягає в визначенні розподілу інтенсивності світла в області дифракції. Ця задача в багатьох практично важливих випадках може бути вирішена на базі принципу Гюйгенса-Френеля. Поясним цей принцип на прикладі визначення світлового відгуку в деякій точці M , віддаленій від точкового джерела монохроматичного випромінювання (рис. 4). Оточим джерело уявною замкнутою поверхнею σ , в якості якої можна взяти будь-яку

хвильову поверхню. Кут ψ між нормаллю до хвильової поверхні σ та напрямом на точку спостереження (точку M) називають кутом дифракції.

Принцип Гюйгенса-Френеля зводиться до наступного.

1. Кожна точка уявної замкнутої поверхні σ є джерелом другорядної хвилі, амплітуда і фаза якої задаються попереднім джерелом.

2. Всі другорядні хвилі когерентні і їх комплексні амплітуди в будь-якій точці спостереження M можна складати (інтерференція другорядних хвиль).

3. Амплітуда другорядних хвиль спадає при збільшенні кута дифракції ψ та максимальна при $\psi=0$.

Запишем назву положення математично, охарактеризувавши залежність амплітуди другорядних хвиль від кута ψ коефіцієнтом нахилу $K(\psi)$.

Комплексна амплітуда світлового коливання dU , створюваного в точці M одним довільним елементом $d\sigma$, виразиться співвідношенням

$$dU(M) = K(\psi) \left(\frac{I \exp(ikr) \exp(iks)}{r s} \right) d\sigma, \quad (3)$$

де I – амплітуда хвилі, створюваної реальним точковим джерелом на одиничній відстані від нього; r – відстань від точкового джерела до вибраної точки на поверхні σ до точки спостереження M .

Другий співмножник виразу (3) описує сферичну хвилю від реального джерела на відстані r від нього, а третій співмножник – вторинну хвилю від ділянки поверхні $d\sigma$ на відстань s від цієї ділянки. Підсумковий світловий відгук в точці M визначається підсумовуванням усіх вторинних хвиль, ідучих від різних точок поверхні σ . Математично підсумовування вторинних хвиль означає інтегрування виразу (3). В результаті маємо

$$U(M) = I \iint_{\sigma} K(\psi) \left(\frac{\exp[ik(r+s)]}{rs} \right) d\sigma, \quad (4)$$

де σ – площа поверхні, що сточує джерело.

Якщо на шляху розповсюдження світла є непрозорі екрани з отворами, то інтегрування в формулі (4) виконують по площі отворів. В кожному точці спостереження (точку M) від кожної точки отворів прямує своя вторинна

хвилі. Ці хвилі часто називають дифрагованими, а відповідні їм хвилеві нормалі – дифрагованими променями. Спочатку принцип Гюйгенс-Френеля був сформульований як гіпотеза, причому точний вираз для коефіцієнта $K(\psi)$ був невідомий. Він був доведений Кіргофом шляхом розв'язання хвильового рівняння при заданні значень комплексної амплітуди і її першої похідної у всіх точках замкненої поверхні, що оточує досліджувану точку. Це рішення можна записати в вигляді (4), причому для $K(\psi)$ справедливий наступний вираз:

$$K(\psi) = \left(-i/\frac{2\lambda}\right)(1 + \cos\psi). \quad (5)$$

Наявність в формулі (5) комплексної одиниці i показує, що другорядні хвилі мають фазу, зміщену на 90° від фази хвилі, що падає. Це говорить про те, що другорядні хвилі не мають прямого фізичного змісту, і їх необхідно розглядати лиш як зручну модель для числового вирішення дифракційних задач.

Якщо площина спостереження картини достатньо віддалена від отвору, то в цьому випадку говорять про дифракцію в дальній зоні або дифракцію Фраунгофера.

Дифракційну теорію Фраунгофера називають просторовим спектром. Дифракційний інтеграл Фраунгофера справедливий у граничному випадку $s' \rightarrow \infty$, тобто коли точка спостереження знаходиться на нескінченності (рис. 5, а). Практично цей інтеграл можна використовувати, якщо $s' \gg (x^2 + y^2)_{\max}/\lambda$, де x, y – координати точок отвору.

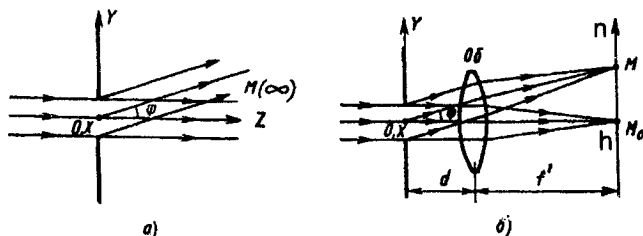


Рисунок 5-Дифракція Фраунгофера

Якщо за отвором на відстані d від нього помістити високоякісний об'єкт, то паралельні дифрагувальні промені, що прямують під різними кутами будуть збиратись у відповідних точках фокальної площини об'єктива нескінченності (рис. 5,б). Дифракційна картина Фраунгофера з нескінченно віддаленої площини переноситься в фокальну площину об'єктива, при цьому дифракційний інтеграл Фраунгофера точно описує розподіл амплітуди у фокальній площині об'єктива при його освітленні паралельним променем. Введемо у фокальну площину об'єктива систему координат n, h . Попустимо, що у площину отвору поміщено плоский об'єкт з амплітудним коефіцієнтом пропускання $t(x,y)$ (рис. 6).

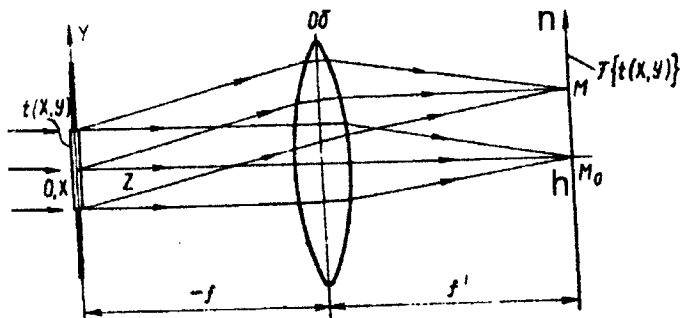


Рисунок 6-Схема виконання перетворення Фур'є за допомогою об'єктива

Такий предмет змінює амплітуди вторинних хвиль у $t(x,y)$ раз за формулою:

$$U(n,h) = C \iint_{-\infty}^{\infty} t(x,y) \exp\left[-\frac{2\pi}{\lambda f'}(hx + ny)\right] dx dy. \quad (6)$$

Таким чином, якщо у передній фокальній площині об'єктива розташувати плоский транспарант з функцією коефіцієнта пропускання $t(x,y)$ та освітити транспарант плоскою монохроматичною хвилею, то у задній фокальній площині об'єктива утвориться розподіл комплексної амплітуди світлового відгуку, пов'язаного з $t(x,y)$ перетворенням Фур'є

$F\{t(x,y)\}$. Цю важливу якість об'єктива широко використовують у багатьох сучасних пристроях оптичної обробки інформації.

Дифракційна теорія утворення зображення

Важливою властивістю лінз та більш складних оптичних систем, наприклад об'єктивів, є здібність формувати зображення предметів. Під зображенням предмета розуміють створений об'єктивом розподіл інтенсивності світла, яке аналогічне розподілу яскравості по предмету. Реальні лінзи мають кінцеві розміри. Крім того, в оптичних системах часто використовують різні діафрагми. Світлова хвиля при проходженні через оптичну систему зазнає дифракції на діафрагмах та кордонах лінз, що суттєво впливає на якість зображення, що формується.

На практиці зустрічаються два види освітлення: когерентне і некогерентне. При когерентному освітленні світлові хвилі, що виходять з різних точок об'єктива, є когерентними і інтерферують між собою. При некогерентному освітленні різні точки предмета випромінюють некогерентні хвилі, які в площині зображення складаються за інтенсивністю.

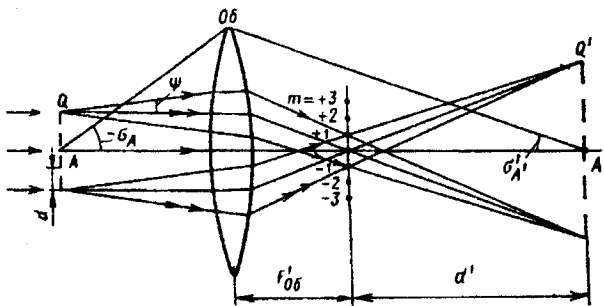


Рисунок 7-Формування зображення об'єктивом при когерентному освітленні

Розглянемо випадок когерентного освітлення на прикладі побудови зображення найпростішого предмета у вигляді системи рівностоячих

прозорих щілин (рис. 7). Предмет, розміщений в площині Q , освітлюється плоскою когерентною хвилею, і в результаті дифракції світла за предметом виникає множина дифрагуваних пучків, що прямують під різними кутами. Значення кутів дифракції, відповідних пучкам максимальної інтенсивності, визначаються умовою $d\sin\psi = m\lambda$. Ці пучки різних порядків дифракції фокусуються об'єктивом $Об$ в його фокальній площині в яскраві плями (максимумами дифракційної картини Фраунгофера), які можна розглядати як другорядні джерела світла. Світлові хвилі, що прямують від другорядних джерел, інтерферують між собою і утворюють в деякій площині Q' , спряженій з площиною Q , зображення предмета.

Для математичного опису розподілу інтенсивності світла в зображенні можливо використати дифракційний інтеграл Фраунгофера. В площині предмета при його освітленні плоскою хвилею розподіл комплексної амплітуди безпосередньо за предметом задається його амплітудним коефіцієнтом пропускання $t(x,y)$. Розподіл комплексної амплітуди в задній фокальній площині об'єктива пов'язано з функцією $t(x,y)$ дифракційним інтегралом Фраунгофера (6). Якщо площина зображення значно віддалена від задньої фокальної площини об'єктива, що має місце, наприклад, в мікроскопі, то перейти від розподілу комплексної амплітуди в задній фокальній площині до розподілу в площині зображення можливо так само, застосовуючи дифракційний інтеграл Фраунгофера.

Зображення отримується ідеальним тільки при участі в формуванні зображення усіх променів, що дифрагували. Однак це неможливо, так як світловий отвір об'єктива має кінцеві розміри. Якщо через отвір проходить тільки один продифрагуваний пучок, то площина зображення освітлюється практично рівномірно. Спектральних складових нульового та першого порядків дифракції достатньо для утворення правильної періодичної структури в зображенні з плавним переходом від світлих місць до темних. Остання умова виконується в тому випадку, якщо кут дифракції

першого порядку не перевищує апертурний кут об'єктива σ_A (кут між оптичною вісю та променем, що виходить з центра предмета в край об'єктива). Використовуючи цю умову в формулі $d \sin \psi = m \lambda$ для головних максимумів дифракційної ґратки та припускаючи, що предмет занурений в імерсійну рідину з показником заломлення n , можливо записати наступний вираз для мінімального періоду предмета d_{\min} , при якому зображення на границі є подібним предмету:

$$d_{\min} = \lambda / (k \sin \sigma_A), \quad (7)$$

де $n \sin \sigma_A$ – числова апертура об'єктива.

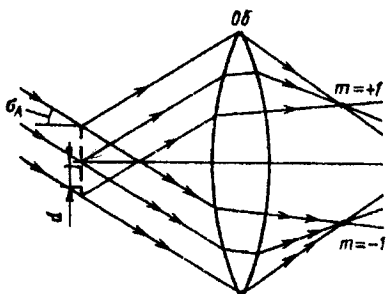


Рисунок 8-Гранична роздільна здатність при похилому освітленні предмета

Останній вираз характеризує граничну роздільну здатність об'єктива. Однак величина, отримана за цією формулою, є завищеною, оскільки при нормальному освітленні ґратки в формуванні зображення беруть участь пучки нульового та першого порядку дифракції. Застосування нахилоного освітлення предмета під кутом σ_A (рис. 8) дозволяє залишити пучки нульового і одного з перших порядків дифракції, що в 2 рази зменшує граничну роздільну здатність об'єктива, тобто

$$d_{\min} = 0,5 \lambda / (n \sin \sigma_A). \quad (8)$$

Таким чином, гранична роздільна здатність об'єктива при когерентному освітленні прямо пропорційна довжині хвилі і обернено пропорційна числовій апертурі об'єктива.

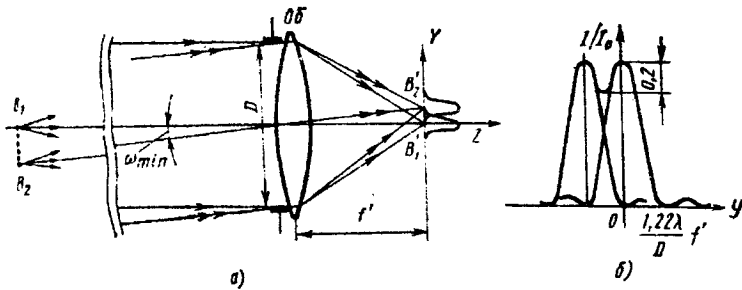


Рисунок 9-Формування зображення предметів, що світяться самі

Зупинимось тепер на випадку формування зображення предмета, якщо його окремі крапки освітлені некогерентно або є такими, які світяться самі. Обмежимося розглядом об'єктива телескопа, призначеного для формування віддалених предметів. Зображення предметів B_1 та B_2 об'єктів Об буде в задній фокальній площині (рис. 9,а). Внаслідок великої віддаленості предмета світлові хвилі, що прямують від різних точок, поблизу об'єктива можна вважати плоскими. В результаті дифракції плоскої хвилі на круглому світловому отворі об'єктива замість точкових зображень окремих точок предмета утворюються дифракційні картини Ейрі. Оскільки окремі точки предмета є некогерентними джерелами, то дифракційні картини в фокальній площині об'єктива складаються між собою за інтенсивністю і в результаті утворюється кінцеве зображення предмета.

Нехай B_1 та B_2 є крайніми точками предмета. Відповідно емпіричному критерію Релея зображення двох точок візуально спостерігається роздільно, якщо центр дифракційного зображення однієї точки співпадає з першим дифракційним мінімумом зображення другої точки (рис. 9,б). Із формули $\sin\psi=1,22\lambda/D$ в відповідності з критерієм Релея можливо

написати наступний вираз для мінімального кута ω_{\min} , в межах якого окремі точки предмета не розділяються об'єктивом:

$$w_{\min} = 1,22\lambda/D, \quad (9)$$

де D – світловий діаметр об'єктива.

Розглянуті приклади показують, що як при когерентному, так і при некогерентному освітленні предмета дифракція на світловому отворі об'єктива грає важливу роль при формуванні зображення предмета. Гранична роздільна здатність в зображенні в обох випадках прямо пропорційна довжині хвилі світла і обернено пропорційна поперечним розмірам світлового отвору об'єктива.

Порядок виконання роботи

1. Зібрати оптичну схему щоб хід променів та положення дифракційної ґратки відповідали рисунку 1.
2. По кутах падіння та відхилення знайти параметри дифракційної ґратки.
3. Знайти мінімальне значення періоду дифракційної ґратки використовуючи для досліджень лінзу рисунок 7.
4. Знайти фокусну відстань даної лінзи.
5. Зібрати оптичну схему, де в передній фокальній площині розташовано транспарант з заданою функцією коефіцієнта пропускання $t(x,y)$, освітити транспарант плоскою монохроматичною хвилею.
6. Зарисувати в масштабі 1:1 або ввести зображення картинки у ЕОМ світловий відгук в задній фокальній площині.
7. Алгебраїчно виразити розподіл амплітуди світлового відгуку.

Завдання для самопідготовки

1. Яким чином пов'язані дифракційні ґратки з голограмами?
2. Дифракційна теорія Фраунгофера.
3. Дифракційна теорія Френеля.

4. Фур'є перетворення.
5. Фізичний зміст функції пропускання.

Контрольні запитання

1. Явище дифракції.
2. Принцип Гюйгенса-Френеля.
3. Типи дифракційних ґраток.
4. Виконання математичних операцій об'єктивими.
5. Дослідження роздільної здатності об'єктивів.
6. Виведення рівняння дифракційної ґратки.

Література

1. Прикладная оптика./Под общ. Ред. Н.П. Заказнова.– М.:Машиностроение, 1988.– 312с.
2. Бутиков Е.И. Оптика.–М.:Высш. Шк.,1986.–512с.
3. А.Козанне и др. Оптика и связь.–М.:Мир, 1984.–504с.
4. Р.Кольер, К.Беркхарт, Л.Лин Оптическая голография. –М.:Мир. – 1973. –686с.

Лабораторна робота №2

Вивчення двопроменевої інтерферометрії

Мета роботи: Вивчення фізичних причин виникнення явища інтерференції. Ознайомлення з основними поняттями та оптичними схемами двопроменевої інтерферометрії.

Загальні теоретичні відомості та розрахункові співвідношення

Інтерференцією світлових хвиль називають таку їх взаємодію, при якій відбувається перерозподіл сумарної енергії хвиль у просторі з утворенням інтерференційних максимумів і мінімумів об'ємної густини енергії.

Інтерференцію світла утворену двома точковими джерелами можливо спостерігати на плоскому екрані у вигляді сукупності світлих та темних смуг.

Нехай ми маємо монохроматичні та когерентні хвилі від джерел S_1 та S_2 (рис. 1). Запишемо різницю фаз для деякої точки простору M : $\varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi(r_1 - r_2)/\lambda$, де r_1 та r_2 – відстані точки M від джерел S_1 та S_2 відповідно, λ – довжина хвилі.

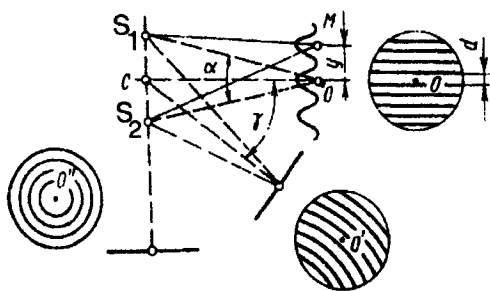


Рисунок 1-Форма інтерференційних смуг

У точках для яких $\varphi_1 - \varphi_2 = 2m\pi$, будуть максимуми підсумкової інтенсивності зі значенням $E^2 = 4A^2$. При $\varphi_1 - \varphi_2 = (2m-1)\pi$ інтенсивність буде дорівнювати нулю. Оскільки значення $\varphi_1 - \varphi_2$ в області перетину змінюється

неперервно, на екрані ми будемо спостерігати періодичну картину зміни інтенсивності від максимуму до нуля. Цей розподіл в області перерізу називають інтерференційною картиною.

Шириною інтерференційних смуг d називають відстань між двома сусідніми максимумами чи мінімумами. У загальному випадку формула приймає вигляд: $d = \lambda / 2 \sin(\alpha/2)$.

Найбільше практичне застосування знайшли двопробневі інтерференційні схеми, основані на використанні плоских дзеркал. В загальному випадку двопробнева інтерференційна схема включає чотири дзеркала (рис. 2). Напівпрозоре дзеркало 1 розділяє пучок, що падає на два. Отримані з допомогою дзеркал 2 і 3 пучки направляються далі на напівпрозоре дзеркало 4, яке об'єднує їх в один пучок. Таким чином в напрямку А і В можна отримати результат взаємодії двох пучків у вигляді тієї чи іншої інтерференційної картини.

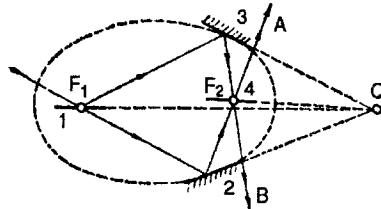


Рисунок 2-Загальна схема двопробневого дзеркального інтерферометра

Слід відмітити, що для геометричної побудови вихідної оптичної схеми дзеркального інтерферометра при умові рівності нулю різниці ходу в обох гілках і отримання "нескінченно" широкої смуги необхідно притримуватись наступного правила, запропонованого А.А.Забеліним: дзеркала повинні розташовуватись по дотичних і в фокусах (точки F_1 і F_2 на рисунку 2) однієї із кривих другого порядку, а їх напрямки повинні перетинатись в одній загальній точці Q, названої полюсом інтерферометра.

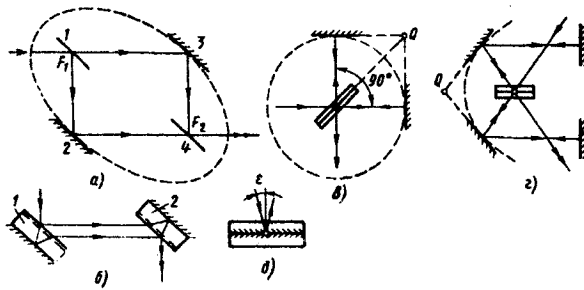
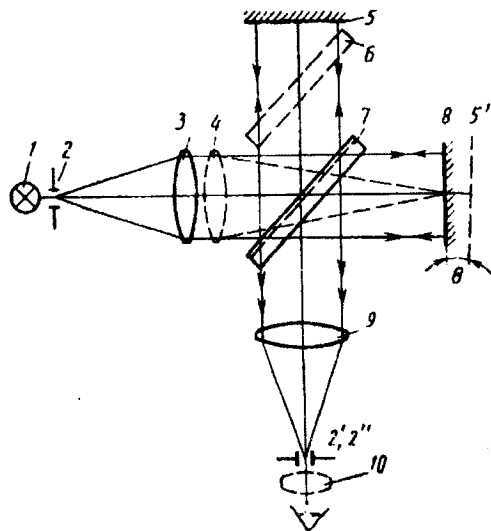


Рисунок 3-Схеми двопроменевих дзеркальних інтерферометрів

Частковим випадком еліптичної схеми може служити схема Цендера-Маха-Рождественського (рис. 3,а), в якій осьові промені утворюють прямокутник, а дзеркала розміщені паралельно одне одному за їх кутами (полос інтерферометра знаходиться в нескінченності). Якщо дзеркала попарно об'єднати в плоско-паралельні пластини 1 і 2, то отримаємо відому схему інтерферометра Жамена (рис. 3,б). Інтерферометр Майкельсона (рис. 3,в) слід розглядати як частковий випадок кругової схеми, в якій розділ пучків проходить під кутом 90° . У цій схемі тільки три дзеркала, а полюс знаходиться на кінцевій відстані. За параболічною схемою будувється п'ятидзеркальна схема, відома як інтерферометр Кестерса (рис. 3,г). Найпростіша інтерференційна схема, яка складається всього з двох напівпрозорих паралельних дзеркал, названа інтерферометром Фабрі-Перо, відноситься до точкової (рис. 3,д). Порушення вихідної схеми приводить до утворення смуг кінцевої ширини і виникнення різниці ходу у гілках інтерферометра.

Розглянемо будову оптичної схеми інтерферометра Майкельсона. Вона складається з пластини, однією поверхнею якої служить, наприклад, дзеркало 8, а другою уявне зображення 5' від дзеркала 5, отримане через пластину 7 (рис. 4). Товщина і клиновидність повітряної пластини змінюється за рахунок нахилу і зміщення дзеркал. Для спостереження смуг рівної товщини, що локалізовані на поверхні одного із дзеркал, око

повинне бути в фокальній площині лінзи 9, що грає роль лупи. Попередньо дзеркала 5 і 8 виставляються перпендикулярно променям, що падають за допомогою змінного окуляра 10. Ознакою правильного положення дзеркал є наявність в центрі поля окуляра двох сумісних зображень 2' і 2''. Для спостереження смуг рівного нахилу вводиться додаткова лінза 4 (або клин), що створює збіжний пучок променів для освітлення повітряної пластини променями різних нахилів. Оскільки інтерференційна картина кілець рівного нахилу локалізована у нескінченності, то перед оком ставиться окуляр (лінза 10). Для спостереження інтерференції в білому світлі необхідно використовувати компенсаційну пластину 6, яка зрівнює оптичну довжину шляху променів різних довжин хвиль у склі для обох гілок інтерферометра. Завдяки зрівнювальній простоті і універсальності інтерферометра Майкельсона, він у різних видозмінах знайшов широке застосування.



Риунок 4-Схема інтерферометра Майкельсона

В завершення потрібно звернути увагу на способи світлоподілення. Розрізняють три способи розділення пучків в інтерферометрах: за

амплітудою (інтерференція Ньютона) за фронтом хвилі (інтерференція Френеля) та поляризацією.

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитись з теоритичними відомостями.
2. Зібрати інтерферометр Майкельсона за схемою (рис. 4) для спостереження смуг рівної товщини.
3. Визначити кут відхилення одного із дзеркал від перпендикулярного положення.
4. Зібрати інтерферометр Майкельсона за схемою (рис. 4) для спостереження смуг рівного нахилу.
5. Визначити кут відхилення випромінювання клином.

Завдання для самопідготовки

1. У чому полягає явище інтерференції?
2. Інтерференція двох монохроматичних хвиль.
3. Нарисувати векторну діаграму додавання двох коливань світлових хвиль.
4. Нарисувати зміну інтенсивності світла у випадку інтерференції двох однакових монохроматичних хвиль.
5. Від чого залежить форма інтерференційних смуг на екранах розташованих під різними кутами до площини з джерелами (рис. 1).
6. Закони відбиття та заломлення.

Контрольні запитання

1. Чи завжди має місце явище інтерференції світла при перетині двох довільних хвиль?
2. За допомогою яких оптичних елементів можна отримати стабільну інтерференційну картину?
3. Яку інтенсивність будуть мати максимуми і мінімуми інтеференційної картини від двох когерентних хвиль:

а) з однаковими амплітудами?

б) з різними амплітудами?

4. Які інтерференційні прилади ви знаєте? Де вони використовуються?

Література

1. Прикладная оптика /под. ред. Н. П. Заказнова. – М.: "Машиностроение" 1988.

2. Е. И. Бутиков . Оптика М.: – "Высшая школа" 1986.

3. Роберт Хансперджер. Интегральная оптика: теория и технология. М.: – "Мир" 1985.

4. Годжаев И. М. Оптика. – М.: Высшая школа. – 1977.

5. Калатиевский М. И. Волновая оптика. – М.: Высшая школа. – 1978.

Лабораторна робота №3

Вивчення багатопроменевої інтерферометрії

Мета роботи: Вивчення основних понять і оптичних схем багатопроменевої інтерферометрії. Практичне застосування інтерференції у тонких шарах.

Загальні теоретичні відомості та розрахункові співвідношення

Крім двопучкових інтерференційних приладів існують багатопучкові. У них здійснюється багаторазовий поділ вхідного пучка на інтерферуючі пучки. При інтерференційному складанні багатьох пучків характер інтерференційної картини суттєво змінюється від двопучкової.

Найбільш поширеним із багатопромених інтерферометрів є еталон Фабрі-Перо (рис. 1). Він складається із двох паралельних пластинок із світловідбивальним покриттям. Світловий пучок, що пройшов у середину еталона, багаторазово відбиваючись від покриттів створює велику кількість інтерферуючих пучків з різними інтенсивностями.

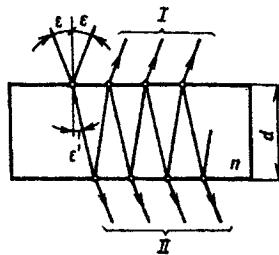


Рисунок 1-Розділ променів у інтерферометрі Фабрі-Перо

Розглянемо пучок паралельних променів, що падають під невеликим кутом на плоскопаралельну пластину, у якої поверхні мають однакові порівняно високі коефіцієнти відбиття R , а поглинання світла на поверхнях і в матеріалі пластини відсутні. Розділення амплітуди хвилі, що падає послідовно на кожній поверхні пластини приводить до утворення багатьох

променів як у відбитому так і у світлі, що падає (рис. 1), інтенсивності яких поступово зменшуються за законом геометричної прогресії при постійній різниці фаз сусідніх променів що інтерферують $\delta\varphi = (4\pi/\lambda)dn\cos(\epsilon^{\circ})$.

Для сумарних коефіцієнтів пропускання T і відбиття R відомі такі залежності (формули Ейрі):

$$T = \frac{1}{1 + F \sin^2(\delta\varphi/2)} \quad (1)$$

$$R = \frac{F \sin^2(\delta\varphi/2)}{1 + F \sin^2(\delta\varphi/2)} \quad (2)$$

де параметр $F = 4Q/(1-Q)^2$ характеризує різкість смуг.

З графічного представлення цих залежностей видно, що інтерференційна картина світла, що пройшло (рис. 2,а), має вигляд вузьких смуг на темному фоні, а в відбитому світлі (рис. 2,б) – темних вузьких смуг на майже рівномірному світлому фоні.

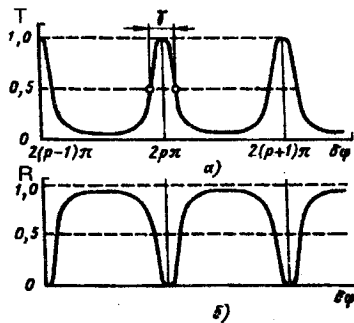


Рисунок 2-Контур інтерференційних смуг при багатопроменевої інтерферометрії

Оцінимо півширину інтерференційного максимуму в світлі що проходить. Очевидно, що $(T)_{\max} = 0,5$ буде при $F \sin^2(\delta\varphi/2) = 1$, де $\delta\varphi = 2\pi \pm \gamma/2$. Враховуючи малу величину аргумента γ , отримаємо $\gamma = 4\sqrt{F}$.

За різкість інтерференційних смуг Q приймасмо відношення

$$Q = \frac{2\pi}{\gamma} = (\pi/2)\sqrt{F} = \pi\sqrt{R}/(1-R). \quad (3)$$

Аналіз показує що різкість інтерференційних смуг і їх контраст збільшується при збільшенні коефіцієнта відбиття. Якщо при двопроменевій інтерференції $Q \approx 2$, то при багатопроменевій інтерференції ($R=0,9$) $Q \approx 30$, і різкість ще можна збільшити при $R > 0,9$.

Для наглядності представлення багатопроменевої інтерференції в пластині різкість Q прийнято утотожнювати з числом ефективно інтерферуючих променів, розуміючи під цим число однаково інтенсивних променів, що дають екстремум тієї ж ширини, що і нескінченно велике число променів з інтенсивністю, що зменшується.

Багатопроменева інтерференція в клиновидній пластині призводить до різких смуг рівної товщини, локалізованих на її поверхні: при цьому відбувається деяке порушення симетрії смуг і зменшення інтенсивності в максимумі. Наявність поглинання при багатопроменевій інтерференції суттєво впливає на інтенсивність світла, що пройшло. Наприклад, збільшення поглинання на 2% ($R=0,9$) приводить до зменшення пропускання максимум в 2 рази.

Найпростіша інтерференційна схема реалізується у вигляді виготовленої з прозорого матеріалу плоско-паралельної або клиновидної пластини, на яку падають пучки променів, що мало відхиляються по напрямку від нормалі до поверхонь. При малому значенні коефіцієнта відбиття, що характерно для поверхонь звичайного скла та інших матеріалів у видимій області спектра, інтенсивності пучків після двох відбивань сильно відрізняються між собою (особливо у світлі що пройшло), і практично спостерігається малоконтрастна двопроменева інтерференційна картина. Лиш спеціальні дзеркальні покриття поверхонь пластини створюють умови для отримання контрастної багатопроменевої інтерференційної картини. Оптичну різницю ходу, що виникає між

сосідніми променями у відбитому або пройшовшому світлі (без урахування фазових змін на поверхнях), для плоскопаралельної пластини визначають за формулою:

$$\Delta = 2dn\text{Cos}\varepsilon', \quad (4)$$

де d – товщина пластини; n – відносний показник заломлення матеріалу пластини і навколишнього середовища; ε' – кут заломлення променя в пластині.

Із формули (4) видно, що на різницю ходу інтерферуючих променів можна впливати шляхом вибору кута нахилу падаючих променів або зміною оптичної товщини пластини. В залежності від цього розрізняють два основних типи інтерференційних смуг: смуги рівного нахилу і смуги рівної товщини. Розглянемо особливості кожного типу інтерференційних смуг.

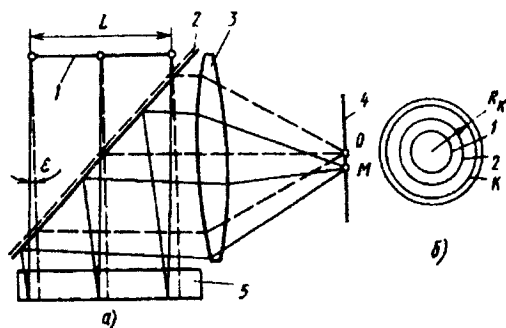


Рисунок 3-Інтерференційна схема отримання смуг рівного нахилу

Смуги рівного нахилу можна отримати на установці (рис. 3,а), яка складається із протяжного джерела 1, від якого промені падають як нормально, так і під невеликим кутом нахилу ε на плоскопаралельну пластинку 2. Відповідні по нахилу пучки променів, відбиті від першої і другої поверхонь пластини 5, з допомогою напівпрозорої допоміжної пластини 2 направляються на фокусувальну лінзу 3, яка збирає їх в різних місцях екрана 4. Найбільша різниця ходу виникає для променів, що

падають нормально на пластину і зібрані лінзою в центрі О екрана. В інших місцях екрана різниця ходу буде тим менша, чим більший кут падіння променів на пластину. В результаті виникає інтерференційна картина в формі концентричних кілець (рис. 3,б), порядок m поступово зменшується по мірі зростання радіусів кілець R_k від центра до країв екрана. Для різниці ходу в центрі екрана Δ^0 і кільця з номером k можна написати:

$$\Delta^0 = (m + q)\lambda = 2dn \quad (5)$$

$$\Delta_k = [m - (k - 1)]\lambda = 2dn \cos \epsilon^k \quad (6)$$

$$\Delta_0 - \Delta_k = 2dn(1 - \cos \epsilon^k) = (k - 1 + q)\lambda, \quad (7)$$

де k – порядковий номер кільця, відрахований від центру екрана; q – дробова частина m для нормального падіння променів на пластину.

Враховуючи малі кути ϵ , отримаємо

$$1 - \cos \epsilon_k^2 \approx \frac{\epsilon_k^2}{2n^2}. \quad (8)$$

В результаті для кутової ширини радіуса k -го кільця отримаємо

$$\epsilon_k \approx \sqrt{\frac{(k - 1 + q)n\lambda}{d}}. \quad (9)$$

Якщо пластина підібрана так, що $q=1$, то $\epsilon_k \approx \sqrt{kn\lambda/d}$.

Кутова ширина смуги з номером k

$$\delta \epsilon_k = \epsilon_{k-1} - \epsilon_k \approx 0,5\sqrt{n\lambda/(kd)}. \quad (10)$$

Клиноподібність пластини впливає на контраст інтерференційних кілець рівного нахилу. Критичний кут клина, при якому виникає розмиття, за формулою

$$\theta_{kp} = \lambda/(2nl), \quad (11)$$

де l – довжина джерела.

Для отримання достатньо контрастної інтерференційної картини реальний кут клина необхідно зменшити порівняно з критичним, наприклад, в 2 рази. Розрахунки показують, що при $l = 10 \text{ мм}$ і $n = 1.5$, $\theta_{кр} = 4''$.

Смуги рівної товщини зручно спостерігати в клині на установці, що являє собою інтерферометр Фізо (рис. 4,а). Джерело світла 1 освітлює діафрагму 2 з малим отвором. Діафрагма розміщена у фокальній площині лінзи коліматора 3.

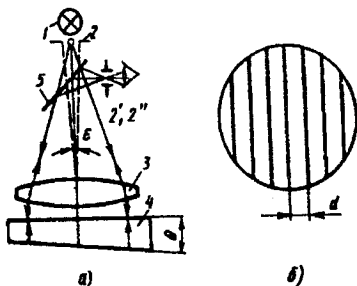


Рисунок 4-Інтерференційна схема для отримання смуг рівної товщини

В результаті на клиноподібну пластину 4 падає достатньо паралельний пучок променів, які після розділення на першій поверхні утворюють у відбитому світлі два пучки променів, що інтерферують. З допомогою допоміжного напівпрозорого дзеркала 5 інтерферувальні пучки відводяться в сторону, утворюючи в фокальній площині лінзи два зображення 2' і 2'' вихідної діаграми. Око спостерігача, розташоване в цій фокальній площині, при перекритті зрачком вказаних зображень точечної діаграми, побачить через лінзу 3, як через лупу, інтерференційну картину в формі прямолінійних і рівновіддалених смуг, паралельних ребру клина (рис. 4,б). Ширину інтерференційних смуг з урахуванням подвійного ходу променів в клині знаходять за формулою:

$$d = \lambda / (2n\theta). \quad (12)$$

Вимоги до просторової когерентності джерела накладає обмеження на розмір діафрагми. Згідно з формулою (9) кутовий радіус діафрагми не повинен перевищувати $0,5\sqrt{n\lambda/(kd)}$.

Необхідно відмітити, що форма не є відмінною ознакою типу інтерференційних смуг: смуги обох типів можуть бути як кільцевими, так і прямолінійними. Важливою відмінною ознакою є місце локалізації смуг: для першого типу – нескінченність, для другого – одна із поверхонь пластини (для нормального падіння променів). Це викликає різноманітність в способах реєстрації інтерференційної картини.

Просвітлювальні покриття

Важливим практичним застосуванням інтерференції слід вважати просвітлювальні покриття, діелектричні дзеркала та світлофільтри.

При нормальному падінні світла на поверхню скла, коефіцієнт відбиття визначається формулою Френеля і зростає зі збільшенням коефіцієнта заломлення.

З метою зменшення відбитого світла від заломлювальних поверхонь оптичних деталей на них формують тонкі шари які називають просвітлювальними. В окремих випадках напилюють три та більше таких шарів.

Розглянемо відбиття світла від одного шару (рис. 5,а) утвореного на поверхні оптичної деталі. Очевидно, що взаємне віднімання в результаті інтерференції двох відбитих променів з амплітудами A_1 та A_2 відбудеться при виконанні двох умов: рівності амплітуд $A_1=A_2$; зміщення фаз на π . З першої умови можливо знайти показник заломлення шару: $n_2=\sqrt{n_3}$. Друга умова дозволяє визначити мінімальну товщину просвітлювального шару $d=\lambda/(4n_2)$.

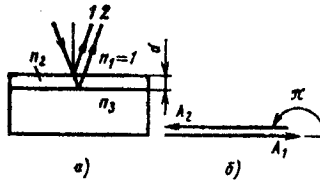


Рисунок 5-Одношарове просвітлення

На тонких шарах виготовляють інтерференційні світлофільтри (рис. 6,г), які дозволяють виділяти ділянки спектра різної ширини з немонохроматичного випромінювання. За функціональним призначенням розрізняють такі типи світлофільтрів: вузькосмугові (BC), смугові (C) та відірзальні (B).

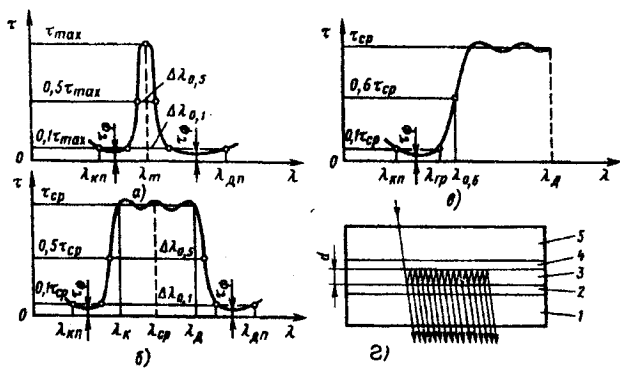


Рисунок 6-Спектральне пропускання різних інтерференційних світлофільтрів та конструктивна схема світлофільтра

Основними характеристиками фільтрів BC (рис. 6,а) є λ_m – довжина хвилі в максимумі пропускання; τ_{max} – коефіцієнт пропускання в максимумі; $\Delta\lambda_{0,5}$ – спектральна ширина смуги пропускання на рівні $0,5\tau_{max}$. Для фільтрів C (рис. 6,б) дві основні характеристики: λ_{cp} – довжина хвилі, яка відповідає середині смуги пропускання; τ_{cp} – середній коефіцієнт пропускання в заданому спектральному діапазоні. Для B фільтрів (рис. 6,в)

основні характеристики: $\lambda_{\text{гр}}$ – короткохвильова межа пропускання на рівні $0,1 \tau_{\text{max}}$; K_p – крутизна ($\lambda_{\text{гр}}/\lambda_{0,6}$).

Порядок виконання роботи:

1. Ознайомитись з теоретичними відомостями.
2. Зібрати загальну схему інтерферометра для отримання смуг рівного нахилу (рис. 3).
3. Відхиливши промінь на заданий кут виміряти ширину кілець.
4. За допомогою описаної методики (5–10) теоретично визначити кутову ширину кілець. Порівняти отримані результати з експериментальними.
5. Зібрати загальну схему інтерферометра для отримання смуг рівної товщини нахилу (рис. 4).
6. Вимірявши ширину смуг, та значення кута при вершині клину знайти довжину хвилі генерації лазера.
7. Зібрати загальну схему багатопроменевого плівкового інтерферометра.
 - 7.1. Встановити систему лінз для розширення лазерного випромінювання.
 - 7.2. Занурити рамку у мильний розчин та закріпити її на обраному місці.
 - 7.3. За допомогою пересувної перетинки змінювати товщину плівки. Фіксувати значення площі та ширини смуг.
 - 7.4. Встановити такий натяг плівки, щоб інтенсивність для обраного напрямку відбиття була мінімальною або максимальною. Визначити поточну товщину плівки.

Завдання для самопідготовки

1. Принцип роботи інтерферометра Фабрі-Перо.
2. Суть явища інтерференції.

3. Типові схеми багатопроменевих інтерферометрів.
4. Властивості просвітлювальних плівок.
5. Конструктивна схема вузькосмугового інтерференційного фільтра.
6. Переваги та недоліки багатошарових просвітлювальних плівок.

Принцип їх роботи.

Контрольні запитання

1. Нарисувати розподіл інтенсивності відбитого світла на поверхні інтерферометра Фабрі-Перо.

2. Властивості смуг рівної товщини. Принцип роботи схеми інтерферометра за допомогою якого їх можна отримати.

3. Властивості смуг рівного нахилу. Принцип роботи схеми інтерферометра за допомогою якого їх можна отримати.

4. Які багатопроменеві інтерференційні прилади ви знаєте? Де вони використовуються?

5. Які існують інтерференційні світлофільтри за типом спектрального пропускання?

6. Методика визначення товщини тонких плівок.

Література

1. Прикладная оптика /под. ред. Н. П. Заказна. – М.: "Машиностроение" 1988.

2. Е. И. Бутиков . Оптика М.: "Высшая школа", 1986.

3. Роберт Хансперджер. Интегральная оптика: теория и технология. М.: "Мир" 1985.

4. Годжаев И. М. Оптика. – М.: Высшая школа. – 1977.

5. Калатиевский М. И. Волновая оптика. – М.: Высшая школа. – 1978.

Лабораторна робота №4

Поляризація світла

Мета роботи: Ознайомитися з фізичною суттю поляризації. Застосування поляризації в оптиці та голографії.

Загальні теоретичні відомості та розрахункові співвідношення

Однією з основних властивостей світла є поляризація, яка визначається просторово-часовою впорядкованістю орієнтації магнітного та електричного векторів світлової хвилі у просторі.

Після створення Максвелом електромагнітної теорії світла, явище поляризації світла знайшло наукове обґрунтування. Згідно з цією теорією світло є електромагнітна поперечна хвиля. Три вектори цієї хвилі, електричний E магнітний H та вектор швидкості V , взаємно перпендикулярні й складають правогвинтову систему (рис. 1).

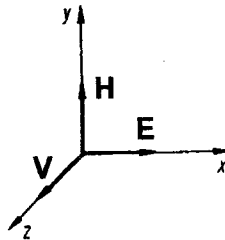


Рисунок 1-Напрямки розміщення векторів у електромагнітній світловій хвилі

У звичайних умовах джерело світла випромінює світлові хвилі з хаотичним напрямком розміщення електричного і магнітного векторів. Таке світло називається неполяризованим або природним світлом.

За допомогою поляризаційного пристрою з неполяризованого світла можливо виділити світло з однією компонентою. Таке світло називається лінійно поляризованим. В окремих випадках, кінець електричного вектора

світлової хвилі при її розповсюдженні описує у просторі коло або еліпс. Виникнення такого стану поляризації можливе при проходженні його через оптичний анізотропний кристал.

Нехай лінійно поляризований промінь проходить через кристал з кварцу. При розповсюдженні уздовж головної оптичної вісі кристала, дві хвилі йдуть в одному напрямі і (в цьому випадку промінь не поділиться на дві лінійно поляризовані хвилі з перпендикулярними напрямками поляризації). Амплітуди цих хвиль дорівнюють:

$$a=A \cos \alpha; b=A \sin \alpha \quad (1)$$

де A – амплітуда лінійно поляризованої хвилі, що падає.

Оскільки показники заломлення кристалу для хвиль з різними напрямками поляризації мають різну величину ($n_o \neq n_e$), то швидкість цих хвиль буде різною. У результаті цього, після проходження кварцової пластинки товщиною d різниця фаз між коливаннями звичайного і незвичайного променів буде дорівнювати:

$$\delta=(2\pi/\lambda)(n_o-n_e)d. \quad (2)$$

Тоді на виході з кристалу їх комплексні амплітуди

$$\begin{aligned} E_x &= A \cos \alpha \cos \omega t = a \cos \omega t \\ E_y &= A \sin \alpha \cos(\omega t - \delta), \end{aligned} \quad (3)$$

де ω – циклічна частота, однакова для усіх хвиль; t – поточний час.

Інтерференційно накладаючись ці дві хвилі створюють хвилю з новим видом поляризації. Для знаходження у просторі напрямку електричного вектора нової хвилі потрібно в формулі виключити час.

$$\begin{aligned} \cos \omega t &= E_x/a, E_y = b(\cos \omega t \cos \delta + \sin \omega t \sin \delta), \\ \sin \omega t \sin \delta &= E_y/b - E_x/(a \cos \delta). \end{aligned} \quad (4)$$

Останій вираз піднесемо до квадрату, а вираз для $\cos \omega t$ домножимо на δ та також піднесемо до квадрату.

$$E_x^2/a^2 + E_y^2/a^2 - (2E_x E_y/ab) \cos \delta = \sin^2 \delta. \quad (5)$$

Дане співвідношення є рівнянням еліпса. Таким чином після проходження лінійно поляризованого світла через кристал в загальному випадку ми будемо мати еліптично поляризоване світло. Найхарактерніші види поляризації наведені на рисунку 2. Розглянемо окремі випадки.

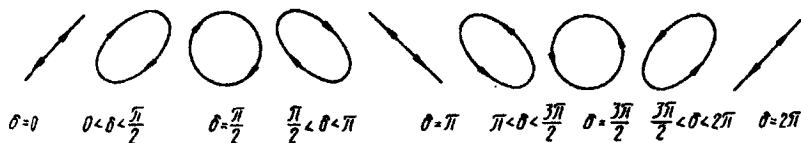


Рисунок 2-Види поляризації в залежності від різниці фаз, що вноситься кристалічною пластинкою

Випадок 1. Нехай товщина пластинки така, що оптична різниця ходу звичайного і незвичайного променів дорівнює $\lambda_0/4$ (пластинка в чверть хвилі):

$$(n_0 - n_e)d = (m + 1/4)\lambda, \quad (6)$$

де m – ціле число.

У цьому випадку різниця фаз між променями становить $\delta = \pi/2$, і рівняння еліпса буде приймати вигляд:

$$\frac{E_x^2}{a^2} + \frac{E_y^2}{b^2} = 1, \quad (7)$$

тобто ми маємо еліпс, орієнтований відносно головних вісей пластинки. У разі, коли кут $\alpha = 45$ град., амплітуди коливань будуть однаковими, еліпс (7) перетвориться у коло $E_x^2 + E_y^2 = a^2 = b^2$.

У цьому випадку кінець електричного вектора описує у просторі коло. Таке світло називається поляризованим по колу. Напрямок обертання вектора залежить від параметра m , тобто від різниці показників заломлення кристала та його товщини. Розміщення електричного вектора у просторі для такого різновиду поляризації схематично показано на рисунку 3.

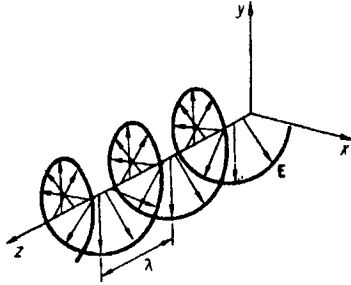


Рисунок 3-Схема розміщення електричного вектора

Випадок 2. Товщина пластинки забезпечує різницю ходу двох коливань, що дорівнює половині довжини хвилі (півхвилева пластинка):

$$(n_0 - n_e)d = (m + 1/2)\lambda. \quad (8)$$

У такому разі різниця фаз між компонентами буде $\delta = \pi$, і рівняння має вигляд:

$$E_x/a + E_y/b = 0, \quad (9)$$

а це є рівняння прямої лінії. Напрямок коливання електричного вектора при цьому буде розміщатися під кутом $180^\circ - 2\alpha$ по відношенню до оптичної вісі пластинки.

Випадок 3. Параметри пластинки такі, що пластинка зумовлює різницю ходу двох хвиль, що дорівнює цілому числу хвиль (пластинка в одну довжину хвиль):

$$(n_0 - n_e)d = m\lambda. \quad (10)$$

У цьому випадку різниця фаз між компонентами $\delta = 2\pi$, і рівняння має вигляд:

$$E_x/a - E_y/b = 0, \quad (11)$$

тобто хвиля є лінійно поляризованою без зміни орієнтації площини поляризації.

Здатність речовин та розчинів обертати площину поляризації зумовлена асиметрією їх розміщення в кристалічній ґратці. Експериментально встановлено, що значення кута повороту площини поляризації оптично активними твердими речовинами описується виразом:

$$\varphi = \alpha[\lambda T]d \quad (12)$$

а розчинами:

$$\varphi = [\alpha(\lambda T)]dc, \quad (13)$$

де $\alpha[\lambda T]$ – питомий коефіцієнт повороту для твердих речовин. $[\alpha(\lambda T)]$ – постійна повороту для розчинів, d – товщина шару речовини, c – концентрація речовини у розчині. Значення питомого коефіцієнта та постійної повороту поляризації залежить від довжини хвилі світла λ та температури речовини T .

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з теоретичними відомостями.
2. За допомогою поляризатора та аналізатора визначити які лазери мають лінійно поляризоване або еліптично поляризоване випромінювання.
3. Зібрати оптичну схему, в яку послідовно входять: лазер з лінійною поляризацією, поляризатор, кювета, аналізатор (рис. 4).
4. Визначення постійної повороту для розчинів.
- 5.1. Шляхом зміни концентрації цукру у розчині виміряти кут повороту поляризації.
- 5.2. Визначити коефіцієнт заломлення розчину, виходячи з кутів падіння та заломлення.
- 5.3. Визначити довжину хвилі випромінювання у розчині ($\lambda_n = \lambda/n$).
- 5.4. Визначити постійну повороту розчину для даної довжини хвилі та температури, де $[c] = \text{гр/мл}$.

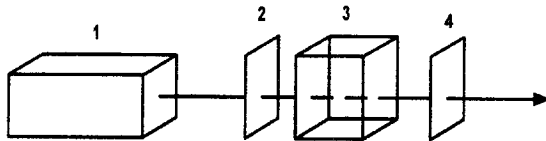


Рисунок 4-Схема проведення досліду: 1 – лазер; 2 – поляризатор; 3 – кювета з розчином; 4 – аналізатор

Завдання для самопідготовки.

1. Обґрунтування явища поляризації за допомогою рівнянь Максвелла.
2. Застосування явища поляризації в техніці.
3. Оптичні компенсатори. Види, принцип роботи.
4. Анізотропія.

Контрольні запитання.

1. Фізична суть поляризації.
2. Методи отримання поляризованого світла.
3. Конструктивні доробки в лазерному резонаторі для отримання поляризованого випромінювання.
4. Параметри речовин та рідин, які впливають на їх поляризаційну здатність.
5. Пристрої виявлення поляризованого випромінювання та його кількісна оцінка.
6. Залежність виду поляризації від різниці фаз, що вноситься поляризатором.
7. Визначення швидкості фазового Фронту $V_{\text{сф}}$ – незвичайної хвилі до напрямку V_0 при проходженні кристалічного кварцу. Порівняння $V_{\text{ф}}$ з V_0 . Інформативність $V_{\text{сф}}$.

Література

1. Р.Кольер, К.Беркхарт, Л.Лин. Оптическая голография. М.:Мир. – 1973. – 686 с.
2. Бутиков Е.И. Оптика. – М.:Высш. шк. – 1986. – 512 с.
3. А.Козанне, Ж.Флере, Г.Метр, М.Руссо. Оптика и связь. М.:Мир.– 1984. – 504 с.
4. М.П.Лисиця, І.А.Халімонова. Лазери в науці і техніці. К.:Наук. думка. –1986. –167с.
5. В.А.Хорунжий та ін. Функціональна мікроелектроніка. Опти- і акустoeлектроніка. Х.:Основа. –1995. –132 с.
6. А.Л.Микаэлян. Оптические методы в информатике: Запись, обработка и передача информации. М.: Наука. –1990. –232 с.
7. Б.М.Ярославский, А.А.Пинский. Основы физики. Том 2. М.:Наука. – 1974. –464 с.

Лабораторна робота №5

Сканувальний інтерферометр Тваймана-Гріна.

Мета роботи: вивчення роботи інтерферометра Тваймана-Гріна, ознайомлення з пристроями сканування смуг, методами обробки отриманого хвилеводного фронту.

Загальні теоретичні відомості та розрахункові співвідношення

Чутливість стаціонарної інтерференційної картини у інтерферометрах з подвійним проходженням променів обмежується величиною $\lambda/2$, де λ – довжина хвилі випромінювання. Її можливо збільшити за рахунок використання багатопробієвих пристроїв, а за допомогою методу багатохвильової інтерферометрії нескладно пояснити смуги, що виникають. Слід пам'ятати, що збільшення чіткості в багатопробієвих смугах дозволяє лише точніше визначити місцезнаходження їх максимальних значень, але не підвищує чутливість вимірів. Для її підвищення вимагається зменшувати довжину хвилі світла або застосовувати способи інтерполяції смуг. Сканування смуг з одночасним контролем інтенсивності у точках дозволяє встановити їх профіль.

Інтерферометр Тваймана-Гріна є модифікацією інтерферометра Майкельсона, який використовується для контролю деталей і вузлів оптичних приладів у якому застосовується сканування смуг за допомогою матриці ПЗЗ або відікону. Інтерферометр був запропонований і запатентований Твайманом і Гріном для контролю призм та мікрооб'єктів і пізніше пристосований для контролю фотооб'єктів.

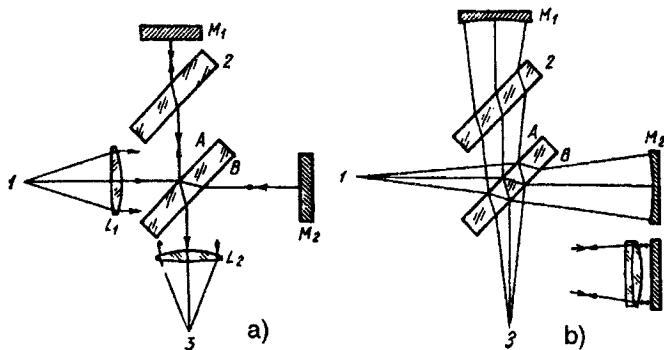


Рисунок 1-а) Інтерферометр Тваймана-Гріна; б) Модифікація інтерферометра Тваймана-Гріна: 1 – джерело світла; 2 – компенсатор; 3 – око спостерігача

На рисунку 1 представлена схема інтерферометра Тваймана-Гріна. Пучок світла від квазімонохроматичного точкового джерела світла колімується об'єктивом L_1 для створення хвильового фронту, що потім поділяється світлоподільником на дві частини. Відбившись від дзеркал M_1 і M_2 , промені знову сходяться на напівпрозорій поверхні А і утворюють дві інтерференційні картини. Одна картина направляється до об'єктива L_2 інша повертається до джерела світла. Апертура об'єктива така, що промені, які пройшли її, заповнюють усе поле зору. Спостережувані при цьому смуги є смугами рівної товщини.

Легко помітити, що основна і побічна інтерференційні картини цілком доповнюють одна одну, тобто яскравій смугі однієї з них відповідає темна смуга другої, і навпаки. Це явище впливає з закону зберігання енергії і справедливе навіть і у випадку, якщо різниця оптичного ходу дорівнює нулю.

Світлороздільну пластину виготовляють таким чином, щоб поверхня А відбивала необхідну кількість світла, а В тільки заломлювала його. Для цього на поверхню В наносять багат шарове прозоре покриття. Більш просте вирішення полягає в нахилі світлороздільника під кутом Брюстера і

використанні джерела з поляризованим світлом, що проходить через поверхню без відбиття. Ще одне вирішення проблеми припускає застосування світлоподільника у вигляді клину, що виводить небажане відбите світло із системи. Коефіцієнт відбиття R від поверхні A не впливає на контрастність смуг і лише позначається на величині випромінювання:

$$I = 4I_0RT, \quad (1)$$

де I_0 – випромінювання хвильового фронту, що падає і T – коефіцієнт пропускання. При відсутності поглинання на неметалевих покриттях $T \approx 1 - R$ і при $R = T = 0,5$ I досягає максимального значення.

Промені світла, що йдуть до спостерігача від дзеркала M_1 , проходять світлоподільник тільки один раз, а промені від M_2 пророблюють цей шлях двічі. У результаті в плечах інтерферометра виникає різниця оптичного ходу променів. Такі прилади називають некомпенсованими. Вирівнювання оптичного ходу досягають, поміщуючи компенсатор перед дзеркалом M_1 (рис. 1).

За допомогою декількох алгебраїчних формул і закону заломлення можна показати, що світлоподільник або компенсаційна пластина зрушують оптичну вісь паралельно самій собі на величину:

$$d = t \sin \theta [1 - \cos \theta / (N^2 - \sin^2 \theta)^{1/2}], \quad (2)$$

де θ – кут падіння; t – товщина пластини; N – показник заломлення скла.

Застосування інтерферометра Тваймана – Гріна

На цьому приладі можуть бути проконтрольовані різноманітні оптичні деталі, найпростішою з яких є плоскопаралельна пластина. Різниця оптичного ходу яку вона вносить:

$$OPD = 2(N - 1)t, \quad (3)$$

де t – товщина пластини; N – коефіцієнт заломлення скла. Якщо інтерферометр відюстовано так, що смуги в ньому відсутні, будь-яка картина, яка виникає в приладі після введення в нього пластини, цілком ставиться на “рахунок” останньої. Якщо у полі зору смуги по-старому

відсутні, величина $(N-1)l$ постійна уздовж усієї пластини. Наявність прямолінійних смуг вказує на сталість величини N і наявність кута ϵ між площинами пластини:

$$E = \alpha/[2(N-1)], \quad (4)$$

де α – малий кут між інтерферувальними хвильовими фронтами:

$$\alpha = n\lambda, \quad (5)$$

тут n – число спостережуваних інтерференційних смуг на одиницю довжини поля зору.

Смути можуть бути і викривленими через похибки форми поверхонь або оптичної неоднорідності, тому що при контролі оцінюється величина $(N-1)l$. Для забезпечення незалежних вимірів N і l даний метод доповнюють контролем величини Nl на інтерферометрі Фізо.

На описаному пристрої можна контролювати найрізноманітніші матеріали.

Інтерферометри зі скануванням інтерференційних смуг

Розрізняють пасивне і активне сканування смуг (рис. 2). Розглянемо їх спочатку на прикладі двовірної картини. Пасивне сканування має на увазі оптичне сканування інтерферограм і обробку денситометричних даних для отримання необхідної інформації. При цьому через нелінійність фотопроцесу максимальна точність має місце у вершинах смуг, мінімальна – у проміжках між ними. Тому, звичайно, інтерферометр налагоджують так, щоб у поле зору потрапила максимальна кількість смуг. Це, на жаль, уже само по собі вносить зміну в формі хвильового фронту, особливо якщо у фотооб'єктива є власна дисторсія. Фотографія фіксує усі помилки через атмосферну турбулентність, дрейф та інші похибки інтерферометра. Інтерферограма за своєю сутністю найбільш точно характеризує контрольований об'єкт, якщо смуги розведені одна від одної на максимально можливу відстань. Якщо смуги зміщені на визначену величину і потім простежені, їх екстремальне становище можливо

використовувати для інтерполяції картини. Зсув смуг, визначення їхньої локалізації і реєстрацію варто проводити достатньо швидко, щоб оперувати з тим самим хвильовим фронтом. Цей спосіб сканування не практичний і вимагає великих витрат часу, якщо необхідно опрацювати значну кількість фотографій.

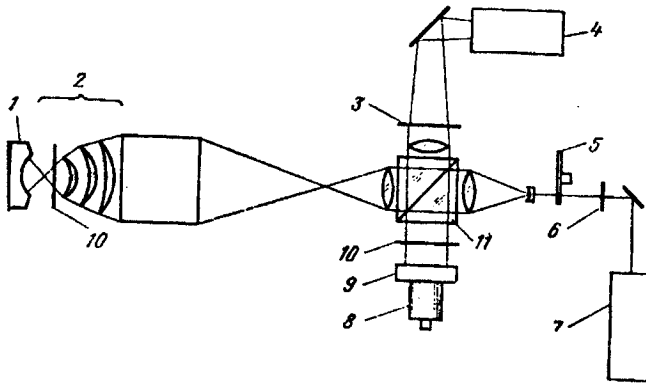


Рисунок 2-Сканувальний інтерферометр Тваймана-Гріна для контролю оптичних поверхней: 1 – контрольна поверхня; 2 – апланатична приставка; 3 – аналізатор; 4 – камера; 5 – атенюатор; 6 – півхвильова пластинка; 7 – лазер; 8 – транслятор; 9 – еталонне дзеркало; 10 – чвертьхвильова пластинка; 11 – поляризаційний світлодільник

Якщо довжина шляху є лінійною функцією часу, стає можливою синусоїдальна інтерполяція або регресія одержуваних даних по усіх точках інтерферограми. При цьому інтерполяція інтенсивності як функція часу забезпечує одержання інформації про фазу синусоїдального сигналу, і вимір останньої у великого числа точок дозволяє визначити шукану форму хвильового фронту. Необхідно підкреслити різницю між просторовою і тимчасовою інтерполяціями. Точна функція просторової інтерполяції між нерухомими смугами стає відомою лише тоді, коли цілком визначена форма хвильового фронту, а синусоїдальна інтерполяція інтенсивності в точках смуги можлива по відношенню до довжини оптичного ходу.

Перетворювачі зображення (ПЗ) поділяють на дві великі групи: що не сканують і сканують. До сканувальних перетворювачів зображення відносяться електронно-променеві вакуумні передавальні телевізійні трубки різноманітних типів: суперортикон, дісектор, відикон, унікон, трубка з діелектричною (піроелектричною) мішенню і термікон, кремнікон, системи типу “біжучий промінь”, а також твердотілі аналоги передавальних трубок та оптико-механічні сканувальні системи різних типів.

Суперортикони відносяться до найбільш чутливих трубок. Їх спектральна чутливість обмежена областю довжин хвиль, при яких можливий зовнішній фотоэффект (0,25–1,2 мкм), суперортикони порівняно малоінерційні, їх роздільна здатність може досягати 20 мм^{-1} і більше. Недоліком їх є складність конструкції як самої трубки, так і передавальної камери і пов'язані з цим труднощі в налагоджуванні при їх експлуатації.

Дісектори – трубки, дія яких заснована на зовнішньому фотоэффекті. Вони мають порівняно невисоку чутливість і понижену роздільну здатність (біля 10 мм^{-1}). Їх перевагами є відсутність термокатода і внаслідок цього висока надійність. Дісектори мають великий динамічний діапазон (до 10^3), швидкодію (до 10^{-3} кадр/ с), лінійність світлової характеристики. Основна область їх застосування – автоматичні системи контролю неперервної дії.

Дія відикону заснована на внутрішньому фотоэффекті, тому область спектральної чутливості визначається межами його прояву. Сучасні відикони можуть працювати в діапазоні 0,1–2,5 мкм.

Відикони мають роздільну здатність $12\text{--}15 \text{ мм}^{-1}$. Для них характерні велика інерційність, що заважає спостерігати процеси, що швидко протікають. Створено трубки, які можуть запам'ятовувати відеосигнал на тривалий час, що в ряді випадків є необхідним, наприклад, при контролі імпульсних процесів.

Світлова характеристика відikonу нелінійна, а його динамічний діапазон не перевищує 40 дБ.

Перспективні твердотілі багатоемітерні ПЗ (фотодіодні матриці ФДМ, лінійки і матриці ПЗС). Їх відрізняє висока роздільна здатність (до 2048 X 2048 для ПЗС формату 30 X 30 мм²), малі габарити і маса, великий динамічний діапазон (до 80 дБ для ФДМ і до 40 дБ для ПЗС), широкий спектр чутливості (0,3–1,5 мкм), швидкодія (до 10⁻⁶ с на елемент для ФДМ і 10⁻⁴ с для ПЗС), можливість застосування нестандартних типів розгортки і малокадрових режимів роботи з накопиченням інформації.

Обробка хвильового фронту

Якщо дані про хвильовий фронт зберігаються у пам'яті ЕОМ, можливо отримати значення нахилу та фокусу. Представимо хвильовий фронт у кожній точці апертури (x_i, y_i) виразом $w(x_i, y_i) = w_0(x_i, y_i) + A + Bx_i + Cy_i + D(x_i^2 + y_i^2)$, де $2kw(x_i, y_i)$ – виміряна фаза, $2kw_0(x_i, y_i)$ – фаза з виключеними постійною складовою (A), нахилом (B і C) та фокусом (D). Для того щоб визначити w_0 , необхідно знайти та розрахувати коефіцієнти A–D. Визначити їх можливо, мінімізуючи w відносно коефіцієнтів A, B, C та D методом найменших квадратів у всіх точках апертури, яка цікавить нас. Далше проводиться усереднення поверхні хвильового фронту. Відновлена поверхня хвильового фронту $w_0(x, y)$ враховує і корисну інформацію, та похибку інтерферометра. Останню можливо врахувати, якщо описана вище процедура повторюється для ідеальної еталонної поверхні того ж радіусу, а результати вираховуються з попередньо отриманого контрольованого хвильового фронту $w_0(x, y)$ у відповідності з рівнянням. Можливість вираховувати нормалізовані хвильові фронти особливо потрібно, коли необхідно прогнозувати зміну поверхні. Наприклад, за деякий етап поліровки, отримуваний при порівнянні нормалізованих хвильових фронтів до цього циклу та після нього.

Порядок виконання роботи

1. Зібрати оптичну схему інтерферометра Тваймана-Гріна.
2. Отримати інтерференційну картину утворену в результаті складання фазових фронтів еталону та досліджуваного об'єктів.
3. За допомогою відеокамери ввести зображення у ЕОМ.
4. Обчислити значення фазового фронту у кожній точці апертури за допомогою ЕОМ.
5. Визначити похибку інтерферометричної системи.

Контрольні запитання

1. Інтерференція двох монохроматичних хвиль.
2. Нарисувати векторну діаграму додавання двох коливань світлових хвиль.
3. Нарисувати зміну інтенсивності світла у випадку інтерференції двох однакових монохроматичних хвиль.
4. Форма інтерференційних смуг на різно розташованих екранах.
5. Чи завжди має місце явище інтерференції світла при перетині двох довільних хвиль?
6. За допомогою яких оптичних елементів можна отримати стабільну інтерференційну картину?

Література

1. Оптический производственный контроль/ Под ред. Д. Малакары. – М.: Машиностроение,– 1985.– 400с.
2. Г.А. Акимова, В.В. Матайбаев, Ю.П. Сырых, А.В. Фролов Восстановление изображений с помощью амплитудно-фазовых соотношений/ Голография: теоретические и прикладные вопросы. Ленинград,– 1988.– С.15–22
3. Кудрявцев В.А., Демидович Б.П. Краткий курс высшей математики.– М.: Наука. Гл. ред. Физ.–мат. Лит.,– 1989.– 656с.

Лабораторна робота №6

Інфрачервоне (ІЧ) випромінювання в методах неруйнівного контролю

Мета роботи: дослідження мікронерівностей поверхні непрозорих об'єктів за допомогою ІЧ випромінювання

Загальні теоретичні відомості та розрахункові співвідношення

У 1800 р. англійський фізик Гершель відзначив, що теплове випромінювання спостерігається не тільки при переході від фіолетового світла до червоного, але і при великих довжинах хвиль. Це випромінювання було названо інфрачервоним. Наступне вивчення інфрачервоних променів визначило широку область їх застосування і привело до створення стройної теорії і практичного використання. Була доведена єдність світлового та інфрачервоного випромінювань.

В наш час під терміном оптичне випромінювання розуміють електромагнітні хвилі з довжинами хвиль від ~ 1 нм до ~ 1 мм.

Усі тіла з температурою вище абсолютного нуля мають електромагнітне випромінювання, що викликано рухом їхніх атомів і молекул. Спектр і інтенсивність цього випромінювання залежать від температури тіла. Спектральний розподіл випромінювання "абсолютно чорного тіла" може бути виражений рівнянням Планка

$$W_{\lambda} d\lambda = \frac{C_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(C_2/\lambda T) - 1} d\lambda, \text{ де } T - \text{абсолютна температура, } ^\circ\text{K}; \lambda - \text{довжина}$$

хвилі, см; W_{λ} – спектральна випромінювальна здатність, тобто енергія випромінювання абсолютно чорного тіла з одиниці поверхні, в інтервалі довжин хвиль $d\lambda$, звичайно вимірюється в $\text{вт}/\text{см}^2 \times \text{ммкм}$; $C_1 = 2\pi^5 h^6 c^5 / 15 \times 15 = 3,74 \times 10^{-12} \text{ вт} \times \text{см}^2$; $C_2 = hc/k = 1,44 \text{ см} \times \text{град}$; h – постійна Планка; c – швидкість світла; k – постійна Больцмана.

Залежність спектральної випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла W_λ від довжини хвилі λ , обчислена для діапазону температур 300–6000° К. Видно, що основна частина випромінювання, що може бути використана для виявлення більшості тіл, надається в інфрачервоній області спектра ($\lambda = 0,75\text{--}1000$ мкм). Тіла при температурі вище 1000° К дають достатнє випромінювання у видимій частині спектра і можуть бути виявлені оком, але для виявлення тіл із більш низькою температурою необхідні інфрачервоні детектори.

Повну кількість енергії (променевий потік), яка випромінюється абсолютно чорним тілом, можна визначити шляхом інтегрування W_λ у межах від $\lambda=0$ до $\lambda=\infty$:

$$W = \int_0^{\infty} W_\lambda d\lambda.$$

Звідси утворюється відоме рівняння Стефана-Больцмана: $W = \sigma T^4$, де $\sigma = 5,67 \times 10^{-12}$ Вт/см² град⁴ – постійна Больцмана; W – інтегральна променево-випромінювальна здатність, Вт/см².

Помітимо, що W не залежить від довжини хвилі і пропорційна четвертій ступені абсолютної температури. Для визначення довжини хвилі, що відповідає максимуму випромінювання, необхідно продиференціювати рівняння Планка по λ і прирівняти до нуля похідну. У результаті одержимо закон Віна, що виражає залежність $\lambda_{\max} = C/T$, де постійна $C = 2898$ мкм×град, якщо λ_{\max} дана в мікронах, а T – в градусах Кельвіна. З формули випливає, що при збільшенні T зменшується λ_{\max} . У абсолютно чорних тіл максимумам випромінювання в діапазоні температур 300–6000°К відповідають хвилі довжиною 9,66–0,483 мкм, що відносяться до видимої області спектра.

Криві розподілу випромінювання можуть бути визначені для будь-якого тіла введенням коефіцієнта променевипромінювання (випромінювальної здатності) ϵ . Цей коефіцієнт залежить від властивостей

поверхні тіл. Для абсолютно чорних тіл він має максимальне значення $\epsilon = 1$. Для інших тіл значення ϵ може бути визначене як відношення енергії, що випромінюється даним тілом, до енергії, що випромінюється абсолютно чорним тілом при тій же температурі. Якщо променевипромінювання не залежить від довжини хвилі, то тіло називається "сірим". При цьому криві випромінювання зберігають ту ж форму, а рівняння Стефана-Больцмана приймає вигляд $W = \epsilon \sigma T^4$. Прозорі матеріали, гази і полум'я різноманітних матеріалів, випромінюють переважно у вузьких смугах спектра, що відповідають резонансним частотам коливань їхніх молекул, тому їх криві випромінювання складаються з ряду максимумів і мінімумів. Спектральні характеристики такого випромінювання використовуються в хімічному аналізі.

Променевипромінювання непрозорих тіл залежить головним чином від умов на їхній поверхні, хоча до деякої міри може залежати і від температури. Наприклад, у старанно відполірованих металів коефіцієнт променевипромінювання менше 0,1, тоді як у тих же металів, але з окисленою поверхнею, цей коефіцієнт дорівнює 0,5 і більше. Випромінювальна здатність звичайно визначається по зміні відбиваюльної здатності.

Виявлення інфрачервоного випромінювання

Основним елементом будь-якого інфрачервоного приладу є його детектор. Процес виявлення (детектування) вимагає взаємодії випромінювання, що падає, з матеріалом детектора, у результаті якого утвориться електричний вихідний сигнал що підлягає виміру. Застосовуються два типи взаємодій, що відповідають двом різноманітним типам детекторів: термічним і фотонним або квантовим.

У першому типі випромінювання поглинається молекулами детектора безпосередньо або через затемнений шар, у результаті чого збільшується температура і виникає вторинний ефект, що може бути вимірний.

Наприклад, у термостовпці зміна температури спаїв створює термо-е.р.с., у болометрі змінюється його опір, а в елементі Голея поширення газу приводить до руху світлове реле.

У фотонних детекторах фотони інфрачервоного випромінювання взаємодіють з електронами матеріалу детектора і збільшують їх енергію, у результаті чого відбувається зміна провідності або виникнення фото-е.р.с. Якщо енергія фотонів достатньо велика, то електрони можуть цілком покинути поверхню детектора, як у фотоелементі.

Перевагою термічних детекторів з затемненою прийнятною поверхнею є незалежність їх коефіцієнтів передачі від довжини хвилі випромінювання. Фотонні детектори є селективними – вони реагують на випромінювання тільки у визначених ділянках спектра. У термічних детекторів швидкодія мала, постійна часу у них вимірюється мілісекундами (тоді як у фотонних детекторів – мікросекундами) і, крім того, вони менше чутливі, тому що в них відбувається дворазове перетворення енергії.

Спектральна межа чутливості фотонних детекторів залежить від їх матеріалу. У фотоелементах енергія фотонів повинна бути достатньо великою, щоб перевищити роботу виходу електронів. Більшість фотоемісійних поверхонь робиться з цезію, тому що в нього найменша робота виходу електронів (при відповідній обробці поверхні ефективна робота виходу може досягати до 1 еВ). Енергія кванта (у електронвольтах) визначається за рівнянням $E=hc/\lambda$ або $E=1,24/\lambda$, якщо λ дається в мікронах. Це означає, що вказані поверхні можуть бути використані як детектори при довжині хвилі до 1,2 мкм.

Фотоемісійні поверхні використовуються в трубках з перетворенням інфрачервоного зображення у видиме при довжині хвилі до 1,2 мкм. Такі трубки (електронно-оптичні перетворювачі) можуть бути використані для

спостереження об'єктів з проміжною температурою, тобто не настільки гарячих, щоб їх випромінювання можна було виявити візуально.

У ближній області інфрачервоного випромінювання в якості детектора може бути використана інфрачервона фотоплівка. Більшість інфрачервоних плівок чутлива тільки до 0,9 мкм, але спеціальною обробкою вони можуть бути сенсibiliзовані до 1,2 мкм. До того як проводити зйомку на плівці, сенсibiliзованій до червоних променів, необхідно перевірити хроматичні властивості об'єктива, тому що при більш довгих хвилях фокусна відстань змінюється.

У фотонних детекторах, чутливих до випромінювання з довжиною хвилі більше 1,2 мкм, при збудженні електронів останні переходять з валентної зони в зону провідності і переміщення електронів і дірок створює провідність відповідного типу. Для таких детекторів використовуються напівпровідники (звичайно у формі тонких монокристалів). Їх чутливість може бути збільшена на декілька порядків шляхом охолодження, наприклад, до 77° К. Напівпровідникові матеріали, що використовуються для детекторів, поділяються на два типи: фотопровідники, у яких при опроміненні збільшується провідність, і напівпровідники фотогальванічного типу, у яких завдяки р-п переходу виникає невелика е.р.с.

Верхня межа спектральної чутливості таких детекторів може бути знайдена також за рівнянням, але у цьому випадку E дорівнює енергії, що відповідає ширині забороненої зони напівпровідника. Таким чином, для детектування в області до 12,4 мкм буде потрібен напівпровідник з шириною забороненої зони 0,1 еВ. Критичною властивістю інфрачервоного детектора є його еквівалентна потужність шуму $P_{ш}$. Вона являє собою таку потужність модульованого випромінювання визначеної частоти, що падає на детектор, яка необхідна для отримання сигналу, рівного по величині шуму, коли детектор сполучений з підсилювачем із

шириною смуги пропускання, рівній одиниці. Таким чином, $P_{ш} = \frac{V_s}{V_s} \frac{WA}{B^{1/2}} \text{Вт} \times \Gamma \text{ц}^{-1/2}$, де V_s – напруга сигналу; V_n – напруга шуму; B – ширина смуги пропускання підсилювача, $\Gamma \text{ц}$, W – питома потужність опромінення детектора, $\text{Вт}/\text{см}^2$, A – площа детектора, см^2 .

Чутливість детектора обернено пропорційна $P_{ш}$. Для зручності порівняння характеристик детекторів введемо поняття “ефективність детектування” $D^* = \frac{A^{1/2}}{P_{ш}} \frac{V_s}{V_n} \frac{A^{1/2} B^{1/2}}{W} \text{см} \times \Gamma \text{ц}^{-1/2} \cdot \text{Вт}^{-1}$.

Охолодження

Чутливість напівпровідникових детекторів підвищується зі зниженням температури. Тому для охолодження детекторів застосовують прості і надійні методи. Використовують невеликі холодильні установки закритого типу, що працюють здебільшого по термодинамічному циклу Стірлінга, але вони відносно дорогі, складні і вимагають ретельного нагляду.

Найпростіший метод охолодження полягає у тому, що детектор встановлюють у посудину Дюара, що містить відповідну кількість рідкого азоту. Азот, що знаходиться в посудині, віддаленій від дюара на відстань ~ 2 м, по гнучкому шлангу надходить каплями в дюар під тиском власних парів. Швидкість надходження азоту можна регулювати відповідно до його витрати.

Інший практичний і надійний метод охолодження полягає у використанні мікрохолодильника Джоуля-Гомсона, який поміщають прямо в дюар. Повітря або азот, що знаходиться під високим тиском, при розширенні після проходження через маленький отвір на вході в мікрохолодильник, охолоджується і зріджується.

Хід роботи

1. Підключити до електричної мережі блок живлення монітора та напівпровідникового лазера.

2. Включити монітор та напівпровідниковий лазер.

3. Встановити напрямок випромінювання у сторону відикона.

4. Дослідити випромінювання напівпровідникового лазера.

5. На шляху випромінювання встановити оптичну систему, яка б скомпенсувала розходження випромінювання лазера.

6. На шляху випромінювання встановити досліджуваний зразок.

7. За допомогою з'ємного об'єктива збільшити ділянку освічену променем.

8. Визначити від чого залежить зміна інтенсивності зображення на екрані монітора (нерівності поверхні, фазові неоднорідності структури матеріала і т. д.).

9. За відомими: фокусною відстанню об'єктива, діаметром вхідного зрачка та коефіцієнтом пропорційності між зображенням на відиконі та на екрані знайти величини мікронерівностей поверхні.

Завдання для самопідготовки

1. Робота виходу напівпровідників.

2. Пояснення смугового характеру випромінювання деяких тіл

3. Яким чином і де можливо використовувати спектральні характеристики випромінювання.

4. Дайте визначення терміну "сіре тіло".

5. Від яких параметрів залежить ефективність детектування.

Контрольні запитання

1. Спектральний розподіл випромінювання "абсолютно чорного тіла"

2. Залежність спектральної випромінювальної здатності "абсолютно чорного тіла" W_λ від довжини хвилі λ .

3. Повна кількість енергії, яка випромінюється абсолютно чорним тілом

4. Методи виявлення ГЧ випромінювання.

5. Шляхи підвищення чутливості напівпровідникових детекторів.

6. Переваги термічних детекторів.

7. Переваги квантових детекторів.

Література

1. Л.Г.Бєбчук, Ю.В.Богачев, Н.П.Заказнов. Прикладная оптика 1989. – М.: "Машиностроение 312с.

Лабораторна робота №7

Спекл-інтерферометрія в дослідженнях рельєфу дифузних поверхонь

Мета: Ознайомитись з різними схемами дослідження поверхонь за допомогою оптики спеклів.

Загальні теоретичні відомості та розрахункові співвідношення

Якщо який-небудь предмет освітити лазером, то спостерігач буде уявляти, що поверхня предмету покрита частими дрібними плямами. Потрібно тільки, щоб поверхня була дифузною, як, наприклад, поверхня листа паперу, бетонної стіни або не зовсім добре відполірованої металевої пластинки. Усі точки такої поверхні, освітлюваної лазером, відбивають на сітчатку ока спостерігача когерентні хвилі, здатні інтерферувати. Зображення кожної точки поверхні на сітчатці являє собою дифракційну картину, яка визначається оптичною системою ока. Із-за інтерференції цих дифракційних картин освітлена поверхня предмета, здається спостерічу плянистою або, як прийнято називати, покритою «спеклами» (англ. speckles). У подальшому ми будемо застосовувати термін «спекли» («спекл-структура»).

Явище залишається тим же самим, якщо ми замінимо око фотоапаратом: після проявлення на фотографічному зображенні будуть спостерігатися спекли, які визначаються апертурою об'єктива. Чим більше апертура, тем тонкіше структура спеклів, оскільки діаметр дифракційної картини, яку створює об'єктив, зменшується зі збільшенням його апертури. Але для того щоб отримати спекли, зовсім не обов'язково мати зображення об'єкта. Дифузний об'єкт, що освітлюється лазером, створює спекл-структуру у просторі, який його оточує. Достатньо помістити фотопластинку на якій-небудь відстані від об'єкта, і на ній будуть

зарєєстровані спекли. За аналогїєю з явищем дифракції можна сказати, що у першому випадку ці спекли Фраунгофера, а у іншому – Френеля.

Якщо зняти голограму об'єкта, то спекли будуть спостерігатися і у відновленому зображенні, що в значній ступені знижує його якість. Тому спеціалісти працювали над тим, як видалити спекли. Але незабаром було помічено, що спекли можна використовувати в нових перспективних методах досліджень. Ці методи досягли такого рівня розвитку, що можна з впевненістю твердити про цілком новий спосіб з принципово новими можливостями.

Дослідження змін рельєфу поверхні дифузного об'єкта

Розглянемо поліровану поверхню відбивання, яка має відхилення від плоскої. Відомо, що в класичній інтерферометрії відхилення поверхні від плоскої можливо спостерігати методом зсуву. При такому методі хвиля, яка відбивається досліджуваною поверхнею, розщиплюється в інтерферометрі на дві когерентні хвилі, які зміщуються в поперечному напрямку одна відносно іншої. Завдяки інтерференції цих хвиль і спостерігається відхилення поверхні об'єкта відбивання від площини. Такий метод непридатний в випадку дифузних об'єктів із-за відсутності кореляції між двома довільними ділянками однієї і тієї ж спекл-структури. Але його можливо використовувати, якщо обмежуватися виявленням змін в орієнтації площини дифузного об'єкта, який підлягає деформаціям.

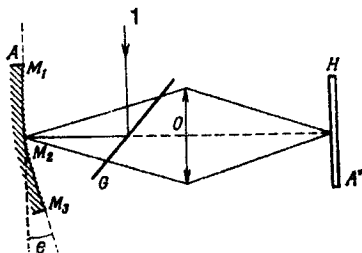


Рисунок 1-Визначення змін нахилу поверхні дифузного об'єкта; 1 – від лазера

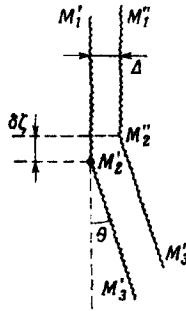


Рисунок 2-Вимір різниці ходу в результаті розчеплення зображення в інтерферометрі

Розглянемо дифузний об'єкт А (рис. 1). Усереднюючі по мікрорельєфу поверхні даного об'єкта – це дві площини M_1M_2 і M_2M_3 , які утворюють кут θ . Допустимо, що викликана під деякою дією деформація об'єкта – просто зміна кута θ . Об'єкти О створює на фотоплівці Н зображення А' об'єкта А. Припустимо, що у схемі інтерферометра, не показаній на рисунку 1, отримують два зміщених зображення об'єкта А в площині Н. Ці два зображення представлені на рисунку 2, де зміщення та відстань між двома хвилями (різниця ходу, яку створює інтерферометр) сильно перебільшені. На ділянці $M'_1M'_2$ різниця ходу між середніми площинами $M'_2M'_3$ та $M''_2M''_3$ дорівнює Δ . Ця різниця ходу флюктує внаслідок шорсткості поверхні. На ділянці $M'_2M'_3$ різниця ходу між середніми площинами $M'_2M'_3$ та $M''_2M''_3$ дорівнює $\Delta \pm \theta \delta \zeta$, де $\delta \zeta$ – величина розчеплення (у випадку, зображеному на рисунку 2, потрібно взяти додатній знак). На ділянці зображення $M'_1M'_2$ спостерігається спекл-структура обумовлена інтерференцією між двома зображеннями $M'_1M'_2$ та $M''_1M''_2$ при флюктуаційній різниці ходу Δ . На ділянці з нахилом θ , тобто на ділянці $M'_2M'_3$, спостережувана спекл-структура виникає як результат інтерференції двох зображень $M'_2M'_3$ та $M''_2M''_3$ при флюктуаційній різниці ходу $\Delta + \theta \delta \zeta$.

Зареєструємо на фотоплівці зображення дифузного об'єкта. Припустимо, що перед другою експозицією кут θ за якою-небудь причиною прийняв друге значення θ' , так що його зміна дорівнює $\theta - \theta'$. Зробимо тепер другу експозицію, змістивши попередньо фотоплівку на невелику величину ζ_0 . На ділянці зображення, якій відповідає $M'_2M'_3$, ми отримаємо дві ідентичних спекл-структури, здвинуті одна відносно іншої на величину ζ_0 . На ділянці зображення, якій відповідає M_2M_3 , внаслідок змін різниці ходу на величину $(\theta - \theta')\delta\zeta$ сумарна спекл-структура не буде більше мати кореляції зі спекл-структурою, зареєстрованою на тій же ділянці при першій експозиції. Як звичайно, після проявлення отриманий негатив спостерігаємо у схемі зображеній на рисунку 3. Щілина, поміщена у фокальній площині об'єктива L , дозволяє видалити інтерференційні смуги, утворені ділянкою $M'_1M'_2$, яка не переміщувалася. Але світло від ділянки M_2M_3 , яка не дає інтерференційних смуг внаслідок декореляції спекл-структур, зареєстрованих за дві експозиції, не екранується. Завдяки цьому у зображенні негатива видно лише ділянки, у яких нахил змінився. Темні області відображають ділянки з постійним нахилом.

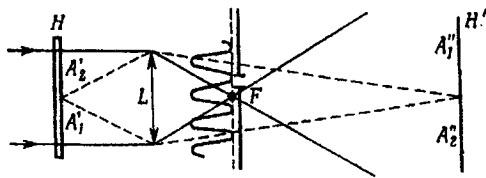


Рисунок 3-Просторова схема фільтрації негатива

Для розщиплення зображень на величину $\delta\zeta$, можливо використовувати інтерферометр Майкельсона, у якому змінено нахил одного із дзеркал. На схемі, приведеній на рисунку 4, дзеркало M_2 , було нахилено на кут α , завдяки чому розщеплення зображення A' та A'' дорівнює $2\alpha d$, де d – відстань від об'єктива O до площини зображення A' .

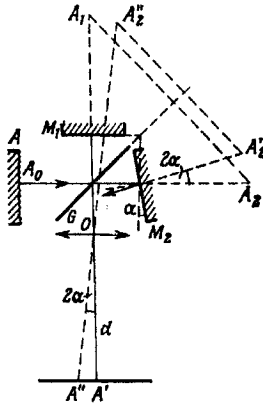


Рисунок 4-Схема інтерферометра Майкельсона для розщеплення зображення

Диференційний інтерферометр для прозорих об'єктів, оснований на фоторесстрації спекл-структури за дві експозиції

Схема диференційного інтерферометра показана на рисунку 5. Перед досліджуваним прозорим об'єктом А поміщується матове скло G, яке освітлюється лазером. Об'єкти О формують зображення А' об'єкта А на фотопластинці Н. В зображенні А' об'єкта А буде спостерігатися спекл-структура, яка являє собою зображення спекл-структури, що створюється розсіювачем G в площині розташування об'єкта А. Зробимо дві експозиції, трохи змістивши об'єкт в проміжку між експозиціями в напрямку, перпендикулярному його площині. В тій частині об'єкта А, де нахил поверхні об'єкта дорівнює нулю, це зміщення не приведе ні до яких змін ні в структурі, ні у положенні спекл-структури у площині Н. На тих же ділянках об'єкта, де є нахил α (рис. 6), спекл-структура у площині Н зміститься в поперечному напрямку. Наприклад, на рисунку 6 початкове фокусування проводиться на спекл структуру, яка знаходиться в площині, що проходить через точку M_1 . Коли прозорий об'єкт зміщується на величину ζ , точка M_1 переходить в положення M_2 , завдяки чому і виникає

поперечне зміщення M_1M_2 спекл-структури. В площині зображення йому відповідає зміщення $M'_1M'_2$. Якщо n – показник заломлення матеріалу досліджуваного об'єкта, а α кут нахилу поверхні об'єкта, то поперечне зміщення M_1M_2 буде дорівнювати $(n-1)\alpha\zeta$. Надавши пластинці H невелике зміщення між експозиціями в її власній площині, можна спостерігати області з ненульовим нахилом α , якщо помістити для цього отриманий негатив у схему (рис. 3). Просторова фільтрація за допомогою щілини дозволяє видалити у вихідному зображенні об'єкта ділянки, які мають нульовий нахил.

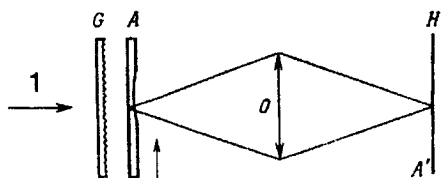


Рисунок 5-Схема ходу променя: 1 – лазерний промінь

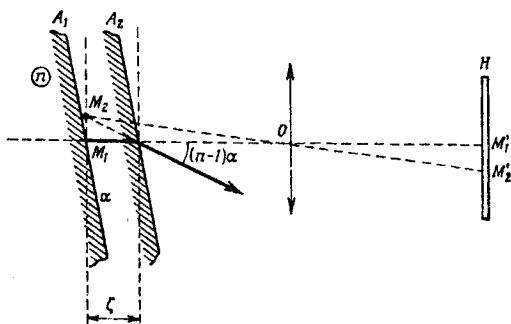


Рисунок 6

Дослідження рельєфу дифузної поверхні методом двох довжин хвиль

Методи, викладені вище, дають можливість спостерігати тільки зміни рельєфу поверхні, але не сам рельєф. Рельєф поверхні можливо виявляти, реєструючи спекл-структури в інтерферометрі з лазерним освітленням двох довжин хвиль. Розглянемо інтерферометр, зображений на рисунку 7.

Нехай на поверхні дифузного об'єкта знаходиться сходинка висотою ϵ , утворена двома площинами A_1 та A_2 . Об'єкт A освітлюється лазерним випромінюванням з довжиною хвилі λ_1 , а потім з довжиною хвилі λ_2 . Розглянемо зображення об'єкта A , яке створюється об'єктивом O в площині H . Нехай висота сходинки ϵ мала і зображення A'_1 та A'_2 частин об'єкта A_1 - A_2 достатньо чіткі. Нехай Δ_1 – різниця ходу між світловою хвилею, розсіяною досліджуванним об'єктом та когерентним фоном, який створюється тим же лазером у точці зображення A'_1 . Припустимо, що різниця ходу Δ_1 дорівнює цілій кількості m довжин хвиль λ_1 , тобто $\Delta_1 = m\lambda_1$. Якщо ця різниця ходу Δ_1 дорівнює цілій кількості n довжин хвиль λ_2 ($\Delta_1 = n\lambda_2$), то когерентний фон буде у фазі з спекл-структурою, яка створюється A_1 в площині H , як для довжини хвилі λ_1 , так і для довжини хвилі λ_2 . Дві спекл-структури, які виникають в площині H , будуть практично однакові, якщо різниця довжин хвиль невелика, тоді $\Delta_1 = m\lambda_1 = n\lambda_2$. Нехай $p = m - n$, тоді отримаємо:

$$\Delta_1/\lambda_1 = \Delta_1/\lambda_2 + p. \quad (1)$$

Для іншої ділянки об'єкта A , наприклад A_2 , відповідна умова приймає вигляд:

$$\Delta_2/\lambda_1 = \Delta_2/\lambda_2 + p + 1. \quad (2)$$

При цій умові дві спекл-структури, що спостерігаються в площині H на довжинах хвиль λ_1 та λ_2 , будуть теж ідентичні. Враховуючи, що $\Delta_2 - \Delta_1 = 2\epsilon$, в відповідності з рівняннями отримуємо

$$2\epsilon = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}. \quad (3)$$

Відповідно, всякий раз, коли висота сходинки на поверхні об'єкта A (виміряна від площини A_1) буде дорівнювати цілому кратному значення ϵ , за формулою (3), ми будемо отримувати в площині H дві практично ідентичні спекл-структури.

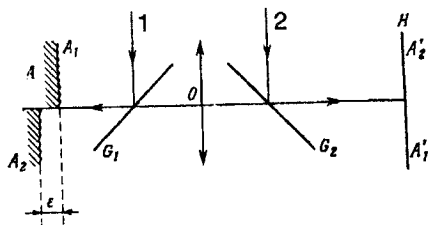


Рисунок 7-1 – від лазера; 2 – когерентний фон

Виконаємо на фотопластинці Н дві експозиції: одну в світлі з довжиною хвилі λ_1 , а іншу в світлі з довжиною хвилі λ_2 , причому в проміжку між експозиціями змістим фотопластинку на невелику відстань. Виконаємо просторову фільтрацію отриманого негатива, ми зможемо видалити в зображенні об'єкта ті його ділянки, глибина яких по відношенню до A_1 задовольняють відношення (3). На поверхні об'єкта А ми побачимо темні інтерференційні смуги, які обрисують контури цих ділянок.

Порядок виконання роботи

1. Зібрати схему зображену на рисунку 7.
2. За допомогою першого лазера освітити досліджувану поверхню та отримати зображення занести за допомогою матриці ПЗС до ЕОМ.
3. За допомогою 2-го, з довжиною хвилі відмінною від першого, отримати зображення, занести його до ЕОМ.
4. Виконати графічне накладення першого зображення на друге зі зміщенням на невелику відстань одного від іншого.
5. За допомогою просторової фільтрації видалити з зображення ділянки, які відповідають співвідношенню (3) по глибині рельєфу.
6. Графічно визначити контури цих ділянок.

Завдання для самопідготовки

1. Що таке когерентність?
2. Які типи когерентності ви знаєте?

3. Що таке інтерференція?

4. Просторова фільтрація.

Контрольні запитання

1. Що таке спекл-структура?

2. Яким чином можна отримати спекл-структуру?

3. Описати методику дослідження змін рельєфу поверхні дифузного об'єкта.

4. Описати дослідження рельєфу поверхні об'єкта методом двох довжин хвиль.

Література

1. Прикладная оптика./Под общ. Ред. Н.П. Закамова.– М.:Машиностроение, 1988.– 312с.

2. Р.Кольер, К.Беркхарт, Л.Лин Оптическая голография. –М.:Мир. – 1973. –686с.

3. М.Франсон Оптика спеклов. М.:Мир, 1980. –171 с.

Лабораторна робота № 8

Голографія. Отримання та відображення голографічних зображень

Мета роботи: вивчення базових схем запису та відтворення голограм на відбиття та пропускання. Дослідження впливу механічних та температурних факторів на запис та зберігання голограм.

Загальні теоретичні відомості та розрахункові співвідношення

Відбивальні голограми

Голограма утворюється в світлочутливому матеріалі світловим полем. Голографічне світлове поле утворюється в результаті когерентного складання опорної хвилі світла та предметної хвилі. Перша направляється безпосередньо з лазера, а друга відбита від предмета, освітленого тим же лазером. Інтерференційна картина реєструється у вигляді голограмної структури. При цьому кожний елемент фотоматеріалу реєструє інтенсивність предметних променів світла, незалежно для кожного напрямку у вигляді зміни оптичної густини або показника заломлення шару. Зареєстрована в шарі голограма має властивості дифракційної ґратки.

При освітленні отриманої голограми відновлювальним променем кожний малий її елемент направляє дифраговані хвилі з різною інтенсивністю для різних напрямків, що приводить до відтворення голографічного зображення у вигляді світлової копії оригінального предмета.

На рисунку 1 показана схема виготовлення голограм на відбиття. Пучок лазера 1 розширюється лінзою 2, проходить через майже прозору голографічну фотопластинку 3 та освітлює об'єкт 4. Проміння, відбите від об'єкта 4, падає на фотопластинку з протилежної сторони. В результаті

інтерференції хвиль з'являється інтерференційна картина, яка завдяки високій просторовій та часовій когерентності є постійною в області фотопластинки. Голограмну структуру, утворену в шарі фотопластинки в процесі її експонування та обробки, можливо розглядати як множину накладених одна на одну елементарних голограмних структур. Тобто кожний умовний піксель голограми є коміркою, в якій зберігаються значення підсумкова інтенсивності променів, відбитих від різних частин голографованого об'єкта.

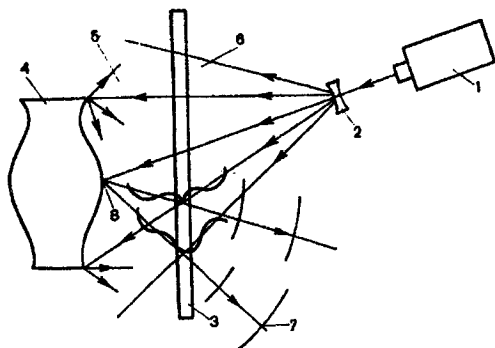


Рисунок 1

В залежності від початкових властивостей та способу фотохімічної обробки фотоматеріалу підсумкова голограма може бути амплітудною або фазовою дифракційною ґраткою або мати ці якості одночасно. Для образотворчої голографії особливо цікавими є фазові голограмні структури, які характеризуються зміною показника заломлення. На рисунку 2 показана відстань між двома сусідніми інтерференційними максимумами, яку можливо знайти із формули:

$$\Lambda_v = \lambda_s / (2n_s \sin \theta_s), \quad (1)$$

де Λ_v – період елементарної голограмної структури, λ_s – довжина хвилі світла, n_s – показник заломлення фотошару, $2\theta_s$ – кут між напрямками опорного та об'єктного променями.

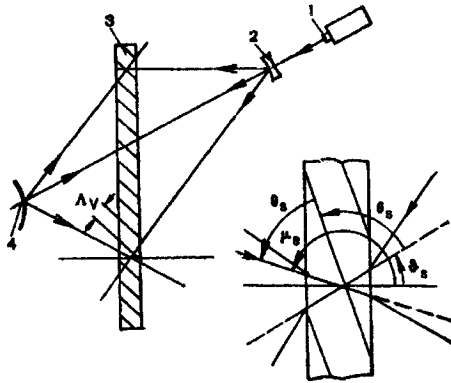


Рисунок 2

При отриманні голограм на відбиття опорні та об'єктні пучки падають на фотопластинку з різних сторін.

На рисунку 3 показана схема відтворення голограми на відбиття. Важливо відмітити, що напрямок відновлювального променя при відтворенні голограми визначається відстанню між смугами елементарної голограмної структури на поверхні шару. При цьому відповідно до рисунку 4 справедлива наступна формула:

$$\sin \mu_k = \lambda_k / (n_k \Lambda_q) + \sin \nu_k, \quad (2)$$

де n_k – показник заломлення шару голограми, λ_k – довжина світла при відновленні зображення, ν_k – кут напрямку відновлювального променя, μ_k – кут напрямку дифрагованого променя. Інтенсивність відновлювального променя визначається величиною відмінності заломлення світла.

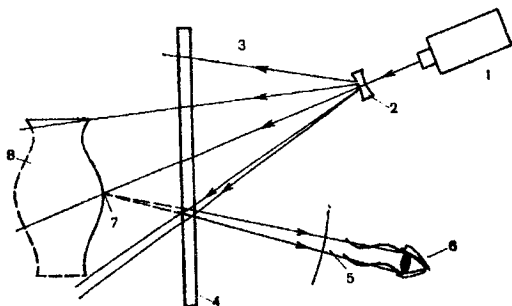


Рисунок 3

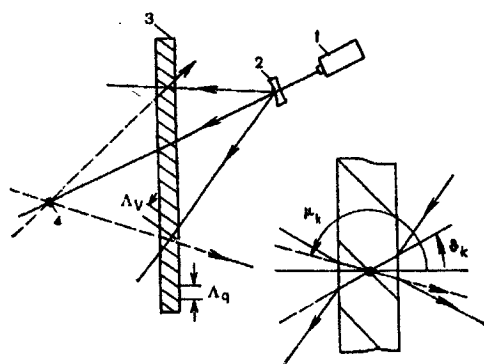


Рисунок 4

Пропускальні голограми

На рисунку 5 показана схема виготовлення голограми на пропускання, коли опорні та об'єктні промені падають на голограму з однієї сторони. На рисунку 6 показана елементарна голограмна структура, яка відповідає точковому елементу поверхні об'єкта 11(рис. 5). На рисунку 7 показана схема відтворення зображення голограми на пропускання.

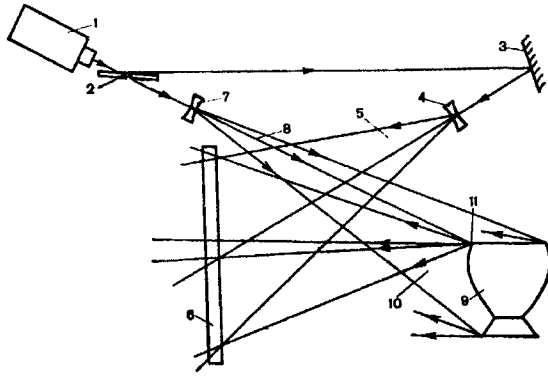


Рисунок 5

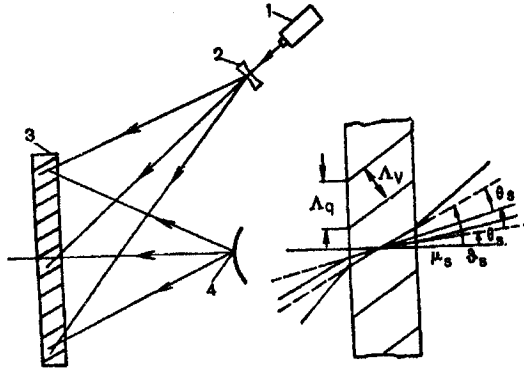


Рисунок 6

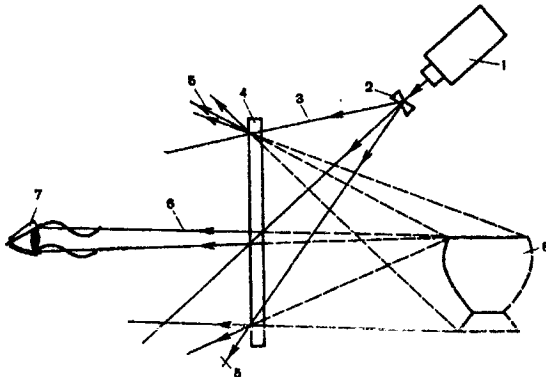


Рисунок 7

Вплив відхилення напрямку відновлювальних променів та довжини хвилі світла

Якщо при відновленні промені падають на голограму під іншим кутом, ніж при отриманні голограми, дифраговані промені також змінюють свій напрямок. При цьому справедлива наступна формула:

$$\text{Sin}\mu_k = \lambda_k / \lambda_s (\text{Sin}\mu_s - \text{Sin}\nu_s) + \text{Sin}\nu_k, \quad (3)$$

де μ_s, ν_s – кути падіння об'єктних та опорних променів при отриманні голограми, μ_k, ν_k – кути, які визначають напрямок дифрагування та відновлення зображення, λ_s, λ_k – довжина хвилі світла при отриманні голограм та при її відновленні.

Якщо при відтворенні зображення довжина хвилі має те ж значення, що й при отриманні голограми формула приймає вигляд:

$$\Delta\mu \cong \Delta\nu \text{Cos}\nu_s / \text{Cos}\mu_s, \quad (4)$$

де $\Delta\mu$ – відхилення напрямку дифрагованого променя, що відтворює зображення по відношенню до напрямку об'єктного променя при отриманні голограми.

Якщо при відновленні зображення кут падіння відновлювальних променів залишається таким же, як і при отриманні голограми, а довжина хвилі світла змінюється, то для об'єктних променів, перпендикулярних до поверхні фотопластинки при записі отримуємо відношення:

$$\Delta\mu \cong \Delta\lambda / \lambda_s \text{Sin}\nu_s, \quad (5)$$

де $\Delta\lambda$ – відхилення довжини хвилі світла при відтворенні зображення від довжини хвилі при отриманні голограми, тобто: $\Delta\lambda = \lambda_k - \lambda_s$.

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з теоретичними відомостями.
2. За даними голограмам визначити спосіб їх відтворення та спосіб запису.

3. За заданим кутом падіння опорної хвилі (запису) голограми $\nu_s=20^\circ$ визначити кут дифрагованої хвилі, враховуючи, що кути опорної та відновлювальної хвиль співпадають.

4. Для заданого $\Delta\lambda=0,1$ при відтворенні, знайти $\Delta\mu$ кута дифрагування зображення при відтворенні голограми.

5. Визначити, яким повинен бути $\Delta\nu_k$, щоб скомпенсувати $\Delta\lambda=0,1$ мкм для того, щоб кут дифрагованого зображення залишався $\mu_k=150^\circ$.

6. Задавшись лінійними розмірами елементарної комірки голограми 7×5 см, виходячи з відстані між інтерференційними максимумами $T_{\text{опт}}=0,9$, врахувавши вплив оптичної схеми та ККД відбілення $\eta=0,8$ знайти необхідну потужність лазера для відтворення голограми.

7. Визначити систематичну, випадкову похибки та похибку непрямого виміру для п/п 4–6.

Завдання для самопідготовки

1. Фотоматеріали для голограм на відбиття.
2. Особливості джерел світла для голографії.
3. Вимоги до механічних конструкцій для запису та відтворення голограм.
4. Вимоги до теплових режимів при записі та відбіленні голограм.
5. Фізичний зміст когерентності. Взаємозв'язок між просторовою та часовою когерентностями.
6. Вимоги до просторової та часової когерентності джерел світла для голографії. Поняття об'єму когерентності.
7. Відмінності голографічних носіїв від звичайних фотоматеріалів. Головні параметри голографічних фотоматеріалів. Їх взаємозв'язок зі схемою запису та джерелом запису і відтворення.
8. Систематичні відхилення результатів вимірювань (систематична похибка).

9. Похибки непрямого виміру (основні поняття).

Контрольні запитання

1. Схеми запису та відтворення голограм на відбиття.
2. Зміни в відтворенні записаного зображення при відтворенні голограми промінням з іншою довжиною хвилі, ніж під час запису.
3. Схеми копіювання голограм на пропускання та відбиття.
4. Зміни в зображенні при зміщенні джерела світла на деякий кут.

Література

1. Комар В. Г., Серов О. Б. Изобразительная голография и голографический кинематограф. – М.: Искусство, 1987.
2. Р.Кольер, К.Беркхарт, Л.Лин Оптическая голография. –М.:Мир. – 1973. –686 с.
3. Г.Колфилд. Оптическая голография. Т1. – М.: Мир, 1982.
4. Г.Колфилд. Оптическая голография. Т2. – М.: Мир, 1982.
5. Тойберт П. Оценка точности результатов измерений. – М: Энергоатомиздат., 1988.

Лабораторна робота №9

Дослідження впливу зовнішніх факторів та зміни параметрів відновлення від оптимальних на процес відтворення голографічних зображень

Мета роботи: Ознайомитися з типами факторів, які впливають на відновлення голограм. Ознайомитися із взаємозв'язком між зміною параметрів відновлення голограм: довжини хвилі, кутів та характеристиками зображення

Загальні теоретичні відомості та розрахункові співвідношення

Відхилення довжини хвилі світла та напряму відновлювальних променів при відтворенні зображення від значення цих величин при отриманні голограми викликають відхилення напряму дифрагованих променів. Спостерігається також зміна інтенсивності дифрагованого променя в залежності від товщини шару голограми де проходить дифракція світла.

Зміну інтенсивності дифрагованого променя зручно характеризувати зміною дифракційної ефективності (ДЕ) голограми при відновленні.

Ефективність тонких амплітудних голограм

Якщо товщина шару голограми дорівнює початковій товщині шару реєструвального середовища фотопластинки на якій записана голограма, то зміна дифракційної ефективності (рис. 1) з відхиленням довжини хвилі світла та напрямком відновлювальних променів можна визначити за формулою:

$$\eta = \eta_m \frac{\sin\left(\frac{2\pi}{d_{kp}}\right)}{\left(\frac{\pi d}{d_{kp}}\right)^2}, \quad (1)$$

де η_m – максимальна дифракційна ефективність голограми, яку можливо реалізувати при рівних значеннях довжини хвилі, напрямків опорних та відновлювальних променів світла; η – дифракційна ефективність голограми у випадку, коли довжина хвилі світла та напрямку відновлювальних променів відрізняється від довжини хвилі та напрямку опорних променів при отриманні голограми; d – товщина шару голограми, у якому проходить дифракція світла при відновленні зображення; $d_{кр}$ – критична товщина шару голограми, при якій дифракційна ефективність яка залежить від відхилення довжини хвилі світла та напрямків променів відновлювального пучка, знижується до нуля у першому дифракційному мінімумі.

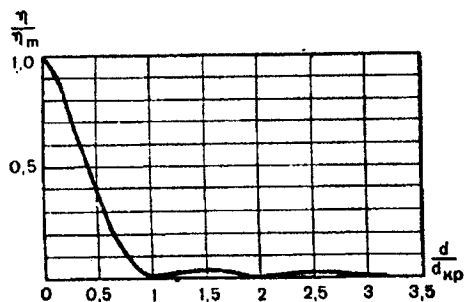


Рисунок 1

Якщо при відновленні зображення напрямком променів світла, що падають зберігається таким же, як і при отриманні, а довжина хвилі світла змінюється (рис. 2), то критична товщина шару голограми може визначатися за формулою:

$$d_{кр} = \frac{\lambda_s \lambda_k \cos \mu_s}{2n_k (\lambda_s - \lambda_k) \sin^2 \theta_s}, \quad (2)$$

де n_k – показник заломлення реєструвального середовища; λ_s, λ_k – довжина хвилі світла при отриманні голограми та при відтворенні голографічного зображення; μ_s – кут напрямку об'єктного променя в товщині шару

голограми при її отриманні; θ_s – половина кута між об'єктним та опорним променями в фотошарі.

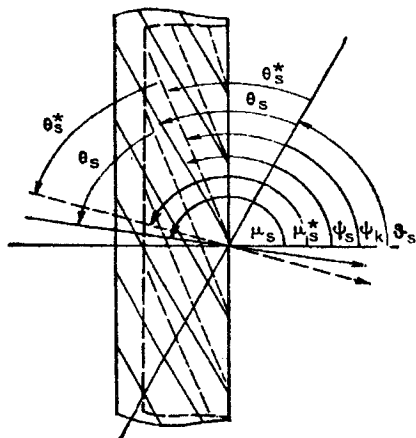


Рисунок 2

Якщо при відновленні голографічного зображення напрямок променів світла, що падають відрізняється від того яке мало місце при записі голограми, а довжина хвилі світла також відрізняється або зберігається незмінною, для визначення критичної товщини шару голограми можна використовувати формулу:

$$d_{kp} = \frac{\lambda_k^0 \lambda_k \text{Cos} \mu_k^0}{2n_k (\lambda_k^0 - \lambda_k) \text{Sin}^2 \theta_k^0}, \quad (3)$$

де λ_k^0 – приведенне значення довжини хвилі світла, при якому досягається максимальне значення дифракційної ефективності голограми для заданого напрямку відновлювальних променів світла (θ_k) при відновленні зображення, яке відрізняється від напрямку опорних променів при записі голограми (θ_s); λ_k – задане значення довжини хвилі при відтворенні зображення; μ_k – кут напрямку дифрагованих променів світла при відтворенні голографічного зображення для заданого напрямку відновлювальних променів світла (θ_k) і для приведенної довжини світла λ_k^0 ;

θ_k^0 – половина кута між напрямками дифрагованих μ_k^0 та відновлювальних ϑ_k^0 променів світла.

Значення кутів μ_k^0 та θ_k^0 знаходять за наступними формулами:

$$\begin{aligned}\mu_k^0 &= \mu_s + \vartheta_s - \vartheta_k; \\ \theta_k^0 &= \theta_s + \vartheta_s - \vartheta_k; \\ \theta_s &= \frac{\mu_s - \vartheta_s}{2}.\end{aligned}\tag{4}$$

Приведене значення довжини хвилі світла λ_k^0 визначається співвідношенням:

$$\lambda_k^0 = \lambda_s \frac{\text{Sin}\theta_k^0}{\text{Sin}\theta_s}\tag{5}$$

Ефективність фазових голограм

Для аналізу ефективності об'ємних голограм розглянемо випадок об'ємної ґратки, яка виникає у наслідок реєстрації в світлочутливому шарі інтерференційної картини двох плоских хвиль. Для простоти розгляду введемо два випадки: інтерференційні полоси можуть бути паралельними або перпендикулярними до поверхні шару. У першому випадку голограма буде на відбиття, а в іншому – на пропускання.

Амплітуда дифрагованої хвилі у випадку фазової голограми на відбиття визначається з рівняння:

$$U = \text{th}\left(\frac{\pi n_1 d}{\lambda \text{Cos}\theta_0}\right),\tag{6}$$

де d – товщина шару; λ – довжина хвилі зовні шару; θ_0 – кут утворений відновлювальною хвилею та перпендикуляром до поверхні шару; n_1 – амплітуда зміни коефіцієнта заломлення: $n = n_0 + n_1 \text{Cos}\Omega x$.

Амплітуда дифрагованої хвилі у випадку фазової голограми на пропускання має вигляд:

$$U = \text{Sin} \left(\frac{\pi n_1 d}{\lambda \text{Cos} \theta_0} \right). \quad (7)$$

Усадка інформаційного шару при обробці, зберіганні та відтворенні голограм.

Голографічні фотоматеріали можна характеризувати за такими властивостями:

- голографічна чутливість;
- зернистість;
- передача градацій яркості в залежності від градацій яркості об'єкта-оригінала;
- лінійність робочої ділянки характеристичної дифракційної кривої;
- коефіцієнт всадки шару при хіміко-фотографічній обробці та сушці;
- стабільність товщини шару готової голограми на період її зберігання та відтворення.

✓ Усадка голографічного шару реєструвального середовища, яка виникає в результаті хіміко-фотографічної обробки та сушки повинна в процесі обробки контролюватися з ціллю забезпечення вимог до спектральних характеристик кінцевого голографічного зображення. Для чисельної оцінки можна скористатися залежностями:

$$\begin{aligned} \theta_s^* &= \theta_s + \Psi_k - \Psi_s; \\ \mu_s^* &= \mu_s + 2(\Psi_k - \Psi_s); \\ \text{tg} \psi_k &= \frac{\text{tg} \psi_s}{k_d}; \\ \lambda_s^* &= \lambda_s \frac{\text{Sin} \mu_s^* - \text{Sin} \vartheta_s}{\text{Sin} \mu_s - \text{Sin} \vartheta_s}; \\ \psi_s &= \frac{\mu_s + \vartheta_s}{2}, \end{aligned} \quad (8)$$

де θ_s^* , μ_s^* , λ_s^* – приведені значення θ_s , μ_s , λ_s які враховують зміну кута нахилу полос голограмної структури від Ψ_s до Ψ_k ; k_d – коефіцієнт всадки

шару, який визначається з відношення товщини шару при відтворенні зображення до товщини шару при записі голограми.

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з теоретичними відомостями.
2. Скласти оптичну схему для виміру потужності, якою освітлюється голограма та виміряти її.
3. Закріпити голограму та виміряти потужність, яку голограма відбиває у вигляді дифрагованого зображення.
4. Знайти ДЕ даної голограми.
5. Знайти ДЕ голограми при зміні кута падіння відновлювального променя на заданий кут.
6. Знайти ДЕ голограми при зміні довжини відновлювальної хвилі на задане значення.
7. За заданими Δd , μ_s , ϑ_s , λ_s визначити μ_k , ϑ_k , λ_k , які б враховували всадку інформаційного шару при фотохімічній обробці, для того щоб відтворити зображення без спотворень.
8. Визначити систематичну, системну похибку та похибку непрямого виміру по п. 4–7.

Завдання для самопідготовки

1. Схеми запису голограм.
2. Схеми відновлення голограм.
3. Схеми копіювання голограм.
4. Поняття кольорової голографії. Схеми запису та відтворення.
5. Методи обробки голографічних фотоматеріалів.

Контрольні запитання

1. Види голограм за товщиною інформаційного шару. Схеми запису та типу чутливого шару.

2. Кутова селективність (КС) голограм. Використання КС для відтворення кольорових голограм.

3. Вплив на ДЕ відхилення довжини хвилі при відновленні.

4. Вплив на ДЕ зміни кута падіння відновлювальної хвилі.

5. Проведення оцінки по усадці чутливого шару при обробці голограм.

Наслідки при відтворенні таких голограм. Фізичний зміст.

6. Переваги та недоліки голографічних пластин над голографічними плівками.

7. Виведення чисельної залежності коефіцієнту масштабування при відтворенні голограми від значення всадки інформаційного шару при обробці та зберіганні голограми.

Література

1. Ю.И.Островский. Голографическая интерферометрия. –М.:Наука. – 1977. –336 с.

2. Комар В.Г., Серов О.Б. Изобразительная голография и голографический кинематограф. – М.:Искусство, 1987.

Лабораторна робота №10

Синтез голограм

Мета роботи: розглянути методику синтезу та застосування синтезованих голограм.

Загальні теоретичні відомості та розрахункові співвідношення

Опишемо метод. Припустимо, що об'єкт який освітлюється лазерним променем, можна описати обмеженим набором точок, які розсіюють світло. Якщо ввести в обчислювальну машину координати цих точок разом з параметрами, які характеризують довжину хвилі і напрямком розповсюдження двох хвиль: що освітлює предмет та опорної, то можливо розрахувати розподіл амплітудного пропускання в утвореній голограмі. Ця інформація може бути записана в пам'яті обчислювальної машини та відображена на вихідному графічному пристрої – друкувальному або електронно-променевої трубки, що дає збільшене зображення голограми. Збільшення необхідне із-за недостатньої роздільної здатності друкувального або відображального пристроїв. Цей запис зменшується оптичним шляхом до розмірів які відповідають довжині хвилі, яку використовували при розрахунках та реєструється фотографічним методом у вигляді транспаранта. Коли отриману таким чином голограму освітлюють лазерним променем, відновлюється зображення об'єкта. Очевидно, що можливо розрахувати голограми предметів, які реально не існують, оскільки вимагається математичний опис предмета.

Машинні методи, які будь розглянуті, синтезують фур'є-голограми. Для цього обчислювальна машина повинна розрахувати велику кількість відрахунків двовимірного фур'є-образу предмета. Кожний відрахунок складається із значення амплітуди та фази фур'є-образу в визначеній точці. Використаємо спрощення, яке передбачається в багатьох методах машинного синтезу голограм, а саме значення амплітудного пропускання в

довільній точці вважають рівною одиниці або нулю. Такі "двотонові" голограми називають бінарними.

Існує можливість розрахувати обмежену кількість відрахунків (дискретних значень) неперервної функції, наприклад, фур'є-образу функції і за цими відрахунками точно відновити всю неперервну функцію. В відповідності з теоремою відрахунків, якщо неперервна функція $f(x)$ має обмежену полосу, тобто спектр її має значення, відмінне від нуля тільки в обмеженому діапазоні частот, і якщо відрахунки $f(x)$ проводяться не менше ніж двічі в будь-якому інтервалі Δx , рівному періоду найвищої просторово-частотної складової $f(x)$, тоді функція $f(x)$ може бути точно відновлена з дискретних відрахунків. Припустимо, що ми проводимо відрахунок функції $a(x)$ регулярно в послідовності точок, які віддалені на відстань Δx одиниць (рис. 1). Очевидно, що математичним представленням операції відрахунку є добуток

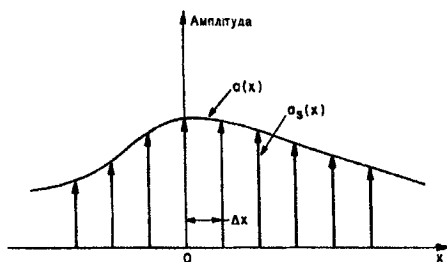


Рисунок 1-Неперервна функція $a(x)$ і функція відрахунків $a_s(x)$

неперервної функції $a(x)$ на функцію $\sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(x - m\Delta x)$. Виразимо відрахункову функцію $a_s(x)$:

$$a_s(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a(m\Delta x) \delta(x - m\Delta x). \quad (1)$$

кожний відрахунок функції $a(x)$ в формулі (1) описує δ -функцію, сила якої визначається значенням $a(x)$ в точці, яка відповідає даній δ -функції. На рисунку 1 δ -функції показані у вигляді стрілок, довжини яких пропорційні

їх силам. Для синтезу голограм на обчислювальній машині необхідно виконати обчислення фур'є-образу $A_S(\xi)$ відрахункової просторової функції $a_S(x)$:

$$A(\xi) = \frac{1}{\Delta x} \sum_{m=-\infty}^{\infty} A\left(\xi - \frac{m}{\Delta x}\right). \quad (2)$$

На рисунку 2 показано фур'є-образ $A(\xi)$ як регулярну послідовність зсунутих фур'є-образів $(1/\Delta x)A(\xi - m/\Delta x)$, кожний із яких пропорційний фур'є-образу початкової неперервної функції $a(x)$ та відділений від сусідніх образів інтервалом $\xi = 1/\Delta x$. Перекриття зсунутих образів не буде, якщо виконується умова:

$$1/\Delta x \geq \xi. \quad (3)$$

Нерівність (3) визначає інтервали відрахунків, які задовільняють умови теореми відрахунків. Із рисунку 2, видно, що коли виконується нерівність (3), фур'є-образ можливо відновити по фур'є-образу $A_S(\xi)$ відрахункової функції за допомогою добутку $A_S(\xi)$ на прямокутну функцію вигляду

$\Delta x \text{rect}\left(\frac{\xi}{\xi_{\text{МАКС}}}\right)$ (рис. 2). Таким чином,

$$A(\xi) = A_S \Delta x \text{rect}\left(\frac{\xi}{\xi_{\text{МАКС}}}\right). \quad (4)$$

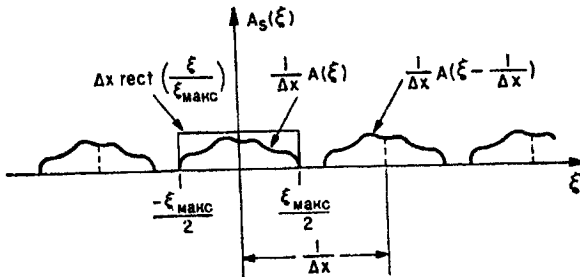


Рисунок 2-Фур'є-образ $A_S(\xi)$ функції відрахунків

Отримавши значення $A(\xi)$ з дискретних відрахунків функції $a(\xi)$, перейдемо до відновлення початкової просторової функції $a(x)$. Зворотнє фур'є-перетворення добутку $A_S(\xi)$ на $\Delta x \text{rect}(\xi/\xi_{\text{макс}})$ в співвідношенні (4) еквівалентне операції згортки в просторі зворотних фур'є-образів цих функцій. Виходячи з умови, що

$$(\text{Sin} \pi c x) / (\pi c x) \Rightarrow (1/c) \text{rect}(\xi/c), \quad (5)$$

для зворотнього фур'є-образу прямокутньої функції отримаємо

$$\Delta x \text{rect}\left(\frac{\xi}{\xi_{\text{макс}}}\right) \subset \Delta x \xi_{\text{макс}} \frac{\text{Sin} \pi \xi_{\text{макс}} x}{\pi \xi_{\text{макс}} x}. \quad (6)$$

Відповідно до $a(x) = F^{-1}[A(\xi)]$, враховуючи (1) можливо записати

$$a(x) = \Delta x \xi_{\text{макс}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} a(m \Delta x) \frac{\text{Sin}[\pi \xi_{\text{макс}}(x - m \Delta x)]}{\pi \xi_{\text{макс}}(x - m \Delta x)}. \quad (7)$$

Якщо вибраний максимально-допустимий інтервал $\Delta x = 1/\xi$, то вираз (7) спрощується:

$$a(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a\left(\frac{m}{\xi_{\text{макс}}}\right) \frac{\text{Sin}[\pi \xi_{\text{макс}} x - \pi m]}{\pi \xi_{\text{макс}} x - \pi m}. \quad (8)$$

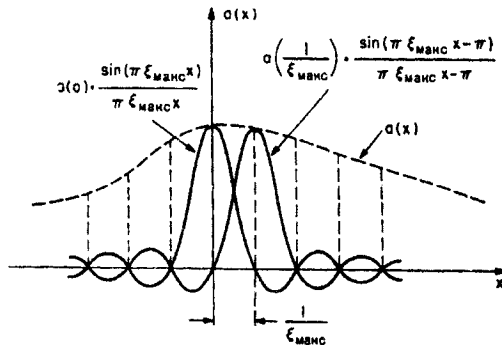


Рисунок 3-Відновлення початкової функції $a(x)$ по відрахунковій $a_s(x)$

На рисунку 3 представлено відновлення функції $a(x)$ за допомогою суми функцій вигляду $(\text{Sin} z)/z$. Показано тільки два члени суми (8).

Проведемо розгляд двовимірних голограм. Нехай $A(\xi, \eta)$ є фур'є-образом амплітуди $a(x, y)$. Оскільки необхідно відновити $A(\xi, \eta)$ за розрахованими дискретними значеннями цієї функції, слід вказати це у нашому математичному представленні $A(\xi, \eta)$. З цієї метою можна видозмінити (8). Таким чином просторовий двовимірний аналог виразу (8) має вигляд:

$$A(\xi, \eta) = \sum_m \sum_n A\left(\frac{m}{x_{\text{МАКС}}}, \frac{n}{x_{\text{МАКС}}}\right) \frac{\text{Sin}[\pi \xi x_{\text{МАКС}} - \pi m]}{\pi \xi x_{\text{МАКС}} - \pi m} \times \frac{\text{Sin}[\pi \eta x_{\text{МАКС}} - \pi n]}{\pi \eta x_{\text{МАКС}} - \pi n}, \quad (9)$$

де (m, n) означає точку відрахунку в площині просторового спектра. Для виконання зворотного фур'є-перетворення функції $A(\xi, \eta)$ застосовують об'єктив, в задній площині якого отримують зображення початкової функції об'єкта $a(x, y)$. За допомогою співвідношення (5) ми отримуємо для $a(x, y) = F^{-1}[A(\xi, \eta)]$ такий вираз:

$$a(x, y) = \left(\frac{1}{x_{\text{МАКС}}}\right)^2 \text{rect}\left(\frac{x}{x_{\text{МАКС}}}\right) \text{rect}\left(\frac{y}{x_{\text{МАКС}}}\right) \times \sum_m \sum_n A\left(\frac{m}{x_{\text{МАКС}}}, \frac{n}{x_{\text{МАКС}}}\right) \exp\left[-2\pi i \left(\frac{mx}{x_{\text{МАКС}}} + \frac{ny}{x_{\text{МАКС}}}\right)\right]. \quad (10)$$

Функцію $a(x, y)$ у (10) можна розглядати як комплексну амплітуду зображення об'єкта відновлену ідеальною фур'є-голограмою, синтезованою на обчислювальній машині.

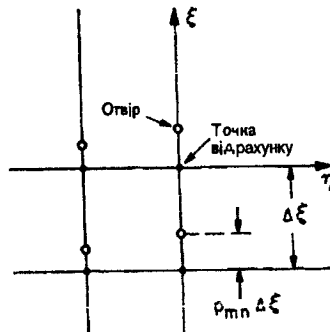


Рисунок 4-Ділянка голограми синтезована на ЕОМ

Синтезована голограма, яку можна описати як непрозорий екран з великою кількістю зроблених отворів, математично описується двовірною матрицею δ -функцій $H(\xi, \eta)$. Припустимо, що $H(\xi, \eta)$ освітлюється невісьовою плоскою хвилею, фаза якої буде залежати тільки від ξ . Точки відрахунків на площині просторових частот знаходяться на рівних відстаннях $\Delta\xi = \Delta\eta$ по осях ξ та η . Оскільки фаза освітлювальної хвилі змінюється тільки в напрямку ξ , фазове кодування ефективне тільки по напрямку ξ і виконується за допомогою зміщення даного отвору від пов'язаної з ним точки відрахунку $(m\Delta\xi, n\Delta\eta)$ на малу відстань $p_{mn}\Delta\xi$ у напрямку ξ (рис. 4). Для матриці отворів $H(\xi, \eta)$ можна записати:

$$H(\xi, \eta) = \sum_m \sum_n B_{mn} \delta[\xi - (m + p_{mn})\Delta\xi] \delta(\eta - n\Delta\xi). \quad (11)$$

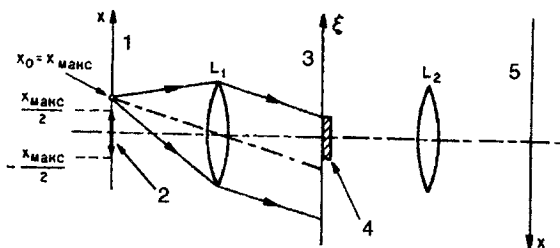


Рисунок 5-Схема освітлення фур'є-голограми; 1 – просторова площина; 2 – протяжність об'єкта; 3 – площина частот; 4 – синтезована голограма; 5 – площина зображення

Освітлення голограми $H(\xi, \eta)$ невісьовою плоскою хвилею, від точкового джерела, розташованого в точці з координатами $(x=x_0, y=y_0)$ в просторовій площині (рис. 5), створює в площині голограми комплексну амплітуду:

$$\begin{aligned} W(\xi, \eta) &= \exp(2\pi x_0 \xi) H(\xi, \eta) = \\ &= \exp(2\pi x_0 \xi) \sum_m \sum_n B_{mn} \delta[\xi - (m + p_{mn})\Delta\xi] \delta(\eta - n\Delta\xi). \end{aligned} \quad (12)$$

В задній фокальній площині лінзи L_2 (рис. 5) отримуємо зворотний фур'є-образ амплітуди W :

$$\begin{aligned} w(x, y) &= F^{-1}[W(\xi, \eta)] = \\ &= \sum_m \sum_n B_{mn} \exp[-2\pi(m + p_{mn})(x - x_0)\Delta\xi] \exp(-2\pi n\Delta\xi) \cdot (13) \end{aligned}$$

Голограма володіє необхідними властивостями, якщо амплітуда світла $w(x, y)$ дифрагована нею в площину зображення, співпадає з комплексною амплітудою початкового об'єкта $a(x, y)$. Значення функції $w(x, y)$ дорівнює значенню функції $a(x, y)$, якщо:

$$B_{mn} = \left(\frac{1}{x_{\text{МАКС}}} \right)^2 \left| A \left(\frac{m}{x_{\text{МАКС}}}, \frac{n}{x_{\text{МАКС}}} \right) \right|, \quad (14)$$

тобто, якщо площа малого отвору пропорційна абсолютному значенню амплітуди фур'є-образу, то:

$$p_{mn} = \frac{\arg[A(m/x_{\text{МАКС}}, n/x_{\text{МАКС}})]}{2\pi M}. \quad (15)$$

Вирази (14) та (15) визначають умови, необхідні для синтезу голограми: вони задають площу та положення кожного малого отвору або прозорість точки на голограмі.

Синтезовані голограми аналогічні звичайним голограмам. Відновлене зображення може бути вільне від фіктивних зображень, звичайно пов'язаних з нелінійністю запису. Але дискретність відрахунків приведе до появи спектрів вищих порядків (рис. 2). Але ці порядки не перекриваються, якщо виконується теорема відрахунків.

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з теоретичними відомостями.
2. Вибрати варіант з функцією, яка описує довільну поверхню.
3. Ввести до ЕОМ функцію опису.
4. За допомогою програматера UP1 запрограмувати мікросхему EPM7128SL84-7 або EPF10K20R240-3 для розрахунку амплітудного пропускання голограми.

5. Визначити амплітудне пропускання голограми у кожній точці.
6. Роздрукувати збільшене зображення голограми.
7. Визначити у скільки разів потрібно зменшити зображення, щоб його можливо було відтворювати за допомогою звичайного лазера видимого діапазону.
8. Перефотографувати зображення голограми з урахуванням коефіцієнта масштабування.
9. За допомогою лазера відновити голограму, виміряти потужності променя, що падає та потужність дифрагованого променя (зображення).
10. Визначити дифракційну ефективність голограми.

Завдання для самопідготовки

1. Методика синтезу голограм.
2. Пряме та зворотнє фур'є-перетворення.
3. Оптичні схеми для відтворення синтезованих голограм.
4. Фізичний зміст величини просторова частота.

Контрольні запитання

1. Теорема відрахунків.
2. Представити послідовність функцій та їх змінні, які ми використовуємо при синтезі голограм.
3. Графічно представити послідовність перетворень при синтезі голограм на прикладі функції, що описує довільну поверхню.
4. Привести умову при виконанні якої не перекриваються сусідні образи та просторові гармоніки.

Література

1. Л.Г.Бєбчук, Ю.В.Богачев, Н.П.Заказнов Прикладная оптика 1989. – М.:Машиностроение 312с.
2. Р.Кольер, К.Бєркхарт, Л.Лин Оптическая голография. –М.:Мир. – 1973. –686 с.

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ УКРАЇНИ
ВІННИЦЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
Навчальне видання

Геннадій Леонідович Лисенко
Віталій Анатолійович Суприган

ГОЛОГРАФІЯ ТА ЛАЗЕРНА ТЕХНІКА

Лабораторний практикум

Вінниця ВДТУ 1999

Редактор В.О. Дружиніна
Коректор З.В. Поліщук

Тир. 30 прим. Зам. №
ВДТУ, 286021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95