

Слід зауважити, що поляризація поля в точці спостереження $A(\theta, \varphi)$ у випадку раптової зміни U_1 та α_1 може змінюватись від лінійної до еліптичної. У випадку еліптичної поляризації збільшується реактивна енергія антени, коефіцієнт стоячої хвилі (КСХ) тракту, що живить антену, а також зменшується його ККД.

Важливим етапом дослідження структури поля випромінювання багатомодових антен є дослідження залежності структури поля випромінювання від радіуса кореляції похибок структури поля за апертурою антени. У випадку, коли радіус кореляції набагато більший за максимальний геометричний розмір апертури, структура поля за апертурою наближається до синфазної.

У тих випадках, коли радіус кореляції дорівнює або менший максимального геометричного розміру антени, необхідно враховувати взаємне перетворення типів хвиль на поверхні апертури. В цьому випадку, на відміну від вище викладеного, процес випромінювання поля з багатомодової апертури не можна вважати марківським або використовувати теорію марківських процесів з обґрунтуванням можливості застосування цієї теорії.

З вкладеного вище видно, що характеристики випромінювання багатомодових антен сильно залежать від параметрів багатомодового поля на апертурі антени. За допомогою співвідношень (3) та (4) можна проаналізувати характеристики поля випромінювання для довільних законів розподілу U_1 та α_1 та різних значень N .

Рудик А.В., Дрючин О.О., Возняк О.М.

Вінницький національний технічний університет

ПРИСТРІЙ ДЛЯ ВИМІРЮВАННЯ МІКРОПЕРЕМІЩЕНЬ

Пристрій, запропонований в роботі, відноситься до апаратури вимірювання лінійних розмірів і мікропереміщень та може використовуватися для визначення відстані до об'єкта контролю за допомогою оптичного випромінювання в прецизійному приладобудуванні та машинобудуванні.

Недоліками відомих пристроїв для вимірювання мікропереміщень є значна споживана потужність, недостатня точність та значна трудомісткість проведення вимірювань, що не дозволяє автоматизувати процес вимірювання.

На рис.1 наведена структурна схема запропонованого пристрою.

Пристрій для вимірювання мікропереміщень та лінійних розмірів складається з лазера 1, акустооптичного модулятора (АОМ) 2, генератора радіодіапазону 3, першого 4 та другого 5 відбивальних дзеркал, напівпрозорого дзеркала 6, лінзи 7, фотоприймача 8, діафрагми 9 та цифрового фазометра 10.

Пристрій працює таким чином. Випромінювання лазера 1 під відповідним кутом Бреґга спрямовується на АОМ 2. На модуляційний вхід АОМ подається гармонічна напруга збудження від генератора 3 ($1 \div 100$ МГц). В результаті взаємодії лазерного випромінювання з частотою f_0 та акустичної хвилі з частотою F на виході АОМ 2 за рахунок дифракції випромінювання лазера з'являються диф-

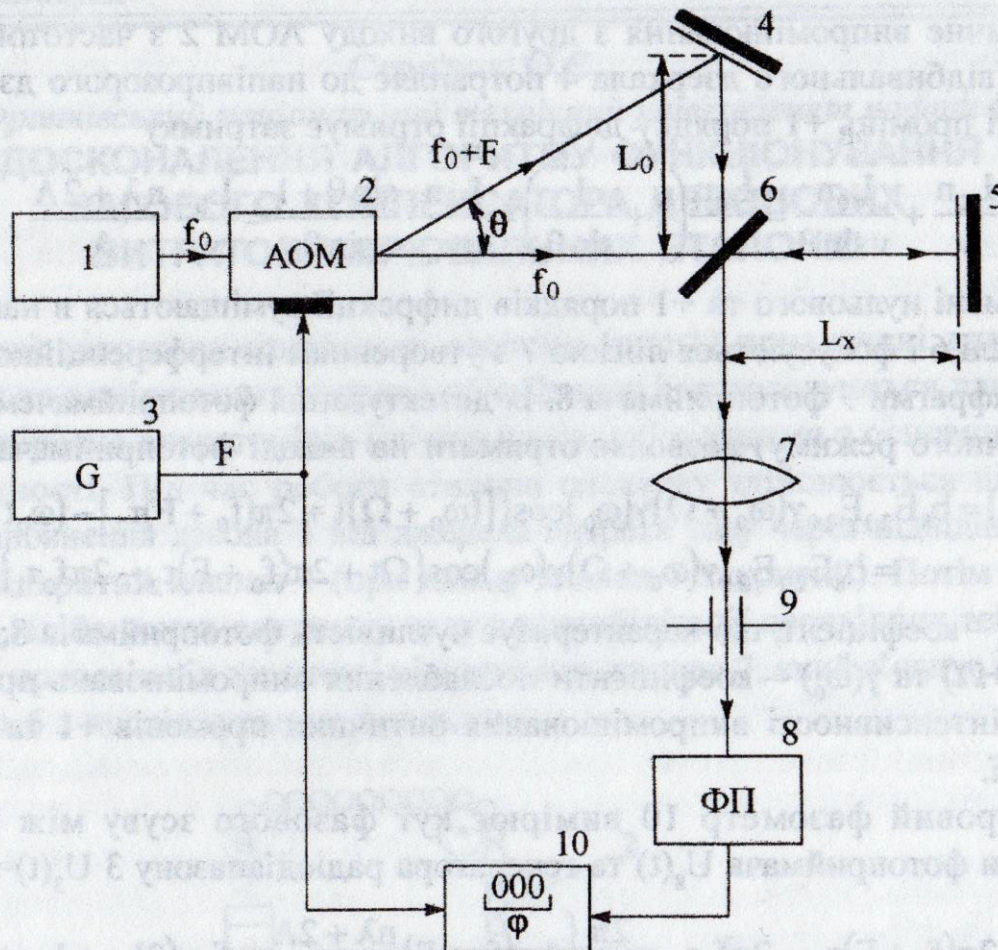


Рис. 1. Структурна схема пристрою для вимірювання мікропереміщень

раговані промені 0 (з частотою f_0) та +1 (з частотою $f_0 + F$) порядків дифракції. Промінь -1 порядку дифракції не використовується.

Ці промені на виході АОМ 2 випромінюються під кутом Брегга $\theta = \arcsin \frac{n\lambda}{2\Lambda}$, де $\lambda = v/f_0$ – довжина хвилі випромінювання, що падає; $\Lambda = V/F$ – довжина акустичної (ультразвукової) хвилі; v та V – відповідно швидкість світла у вакуумі та швидкість ультразвуку в кристалі модулятора; n – показник заломлення середовища поширення променів (наприклад, повітря).

При невеликому значенні кута $\theta \leq 20^\circ$ можна забезпечити просторову фільтрацію променів на виході АОМ. Оптичне випромінювання з першого виходу АОМ з частотою f_0 проходить через напівпрозоре дзеркало 6, потрапляє на друге відбивальне дзеркало 5 і знову повертається до напівпрозорого дзеркала 6. В результаті промінь нульового порядку дифракції отримує затримку

$$\tau_1 = \frac{2L_x n}{v} + \frac{L_0 n}{v \sin \theta} \cos \theta = \frac{n}{v} (2L_x + L_0 \operatorname{ctg} \theta),$$

де L_0 – фіксована відстань між першим відбивальним дзеркалом 4 та напівпрозорим дзеркалом 6;

L_x – невідома відстань між другим відбивальним дзеркалом 5 та напівпрозорим дзеркалом 6.

Оптичне випромінювання з другого виходу АОМ 2 з частотою $f_0 + F$ від першого відбивального дзеркала 4 потрапляє до напівпрозорого дзеркала 6. В результаті промінь +1 порядку дифракції отримує затримку

$$\tau_2 = \frac{L_0 n}{v} + \frac{L_0 n}{v \sin \theta} = \frac{L_0 n}{v} \left(1 + \frac{1}{\sin \theta} \right) = \frac{L_0 n}{v} \cdot \frac{\sin \theta + 1}{\sin \theta} = \frac{L_0}{v} \cdot \frac{n \lambda + 2 \Lambda}{\lambda}$$

Промені нульового та +1 порядків дифракції суміщаються в напівпрозорому дзеркалі 6 і фокусуються лінзою 7 з утворенням інтерференційної картини в площі діафрагми 9 фотоприймача 8. Їх детектування фотоприймачем (у випадку квадратичного режиму) дозволяє отримати на виході фотоприймача напругу

$$U_8(t) = b_8 E_{2,1} E_{2,0} \gamma(\omega_0 + \Omega) \gamma(\omega_0) \cos \{ [(\omega_0 + \Omega)t + 2\pi(f_0 + F)\tau_2] - (\omega_0 t + 2\pi f_0 \tau_1) \} = \\ = b_8 E_{2,1} E_{2,0} \gamma(\omega_0 + \Omega) \gamma(\omega_0) \cos \{ \Omega t + 2\pi(f_0 + F)\tau_2 - 2\pi f_0 \tau_1 \},$$

де b_8 – коефіцієнт, що характеризує чутливість фотоприймача 8;

$\gamma(\omega_0 + \Omega)$ та $\gamma(\omega_0)$ – коефіцієнти послаблення випромінювань променів; $E_{2,1}$ та $E_{2,0}$ – інтенсивності випромінювання оптичних променів +1 та 0 порядків дифракції.

Цифровий фазометр 10 вимірює кут фазового зсуву між вихідними напругами фотоприймача $U_8(t)$ та генератора радіодіапазону 3 $U_3(t) = U_{m3} \cos \Omega t$

$$\varphi = 2\pi(f_0 + F)\tau_2 - 2\pi f_0 \tau_1 = \frac{2\pi}{v} \left\{ L_0 (f_0 + F) \frac{n\lambda + 2\Lambda}{\lambda} - f_0 n (2L_x + L_0 \text{ctg} \theta) \right\}. \quad (1)$$

Враховуючи, що $f_0 = \frac{v}{\lambda} = \frac{3 \cdot 10^8}{0.63 \cdot 10^{-6}} \approx 4 \cdot 10^{14}$ Гц $\gg F = (40 \div 110) \cdot 10^6$ Гц, співвідношення (1) можна переписати у такому вигляді:

$$\varphi = \frac{2\pi f_0}{v} \left(nL_0 + 2L_0 \frac{\Lambda}{\lambda} - 2nL_x - nL_0 \text{ctg} \theta \right) = \frac{2\pi}{\lambda} \{ L_0 (2m + n - n \text{ctg} \theta) - 2nL_x \}, \quad (2)$$

де $m = \Lambda/\lambda \gg 1$ – відношення довжин акустичної та оптичної хвиль.

Розглянемо співвідношення $\text{ctg} \theta$:

$$\text{ctg} \theta = \text{ctg} \left(\arcsin \frac{n\lambda}{2\Lambda} \right) = \frac{\sqrt{4\Lambda^2 - n^2 \lambda^2}}{n\lambda} = \sqrt{\frac{4\Lambda^2}{n^2 \lambda^2} - 1} = \sqrt{\frac{4m^2}{n^2} - 1} \approx \frac{2m}{n}. \quad (3)$$

Підставивши співвідношення (3) в (2), отримаємо:

$$\varphi = \frac{2\pi n}{\lambda} (L_0 - 2L_x), \text{ звідки } L_x = \frac{1}{2} \left(L_0 - \frac{\lambda \varphi}{2\pi n} \right).$$

Таким чином, результат вимірювання визначається тільки фіксованою відстанню між першим відбивальним дзеркалом 4 та напівпрозорим дзеркалом 6 L_0 , фазовим зсувом φ та показником заломлення середовища поширення променів n . Крім того, підвищується рівень автоматизації процесу вимірювання, тому що з процесу вимірювання виключено операції ручного настроювання.