

VYUŽITIE VLASTNOSTÍ OBRAZU LASEROVÝCH ŠKVRŇ  
PRI VYŠETROVANÍ PREMIESTNENÍ

Vendelín Szabó

Ústav stavebníctva a architektúry SAV  
Bratislava

Referát je venovaný stručnému popisu vlastností, historického vývoja a teoretických základov interferenčných metód vyšetrovania deformácií, založených na využívaní vlastností koherentného zobrazovania. Tieto metódy, známe pod názvom "interferometria laserových škvŕn" patria medzi najmladšie a nesporne perspektívne metódy experimentálnej analýzy napätí a deformácií. Odvodzujeme základné rovnice koherentného zobrazovania a podrobnejšie popisujeme bodovú difrakčnú metódu vyšetrovania premiestnení difúzných povrchov. Použitie metódy dokumentujeme ilustratívnym príkladom.

## Ú v o d

Experimentálne metódy mechaniky tuhých a poddajných telies majú veľký význam pri riešení úloh mechaniky ako metódy fyzikálneho a aplikovaného výskumu. V oblasti fyzikálneho výskumu umožňujú vyšetřovanie pretvárania pevných látok, získavanie poznatkov o deformáciach hmotných prostredí v oblasti pružnej, väzkopružnej i pružno-plastickej, čím prispievajú k rozvíjaniu základných hypotéz, na ktorých sú vybudované príslušné matematické teórie. V oblasti aplikovaného výskumu riešia problémy deformácií konkrétnych telies a prostredí v uvedených oblastiach a overujú tak správnosť a možnosti použitia rôznych teórií k riešeniu praktických úloh ako i umožňujú riešenie úloh, pre ktoré teoretické riešenie neexistuje alebo je veľmi zložitá.

Napriek ich dôležitosti a veľkého praktického významu metódy experimentálnej analýzy nie sú ešte dostatočne rozpracované, preto neprestáva úsilie pri zdokonaľovaní starých a hľadanií nových experimentálnych postupov.

V posledných rokoch veľká pozornosť sa venovala rozpracovávaníu a aplikáciám tzv. interferometrie laserových škvŕn /v anglickej literatúre "Speckle Interferometry"/, ktorá podľa vyjadrenia viacerých autorov pomohla preklenúť i niektoré nevýhody holografickej interferometrie.

Interferometria laserových škvŕn sa vyvíjala ako samostatná metóda hlavne v západných štátoch /USA, Anglicko, Francúzsko/ a pod týmto názvom je dnes známych a popísaných veľa rôznorodých experimentálnych techník. Je zaujímavé, že v sovietskej odbornej literatúre sa interferometria laserových škvŕn neobjavuje a nerozvíja ako samostatná metóda a zahrňuje sa medzi korelačné holografické techniky, pričom toto stanovisko i podľa názoru autora je možné označiť za správnejšie a prirodzenejšie.

S ohľadom nato, že táto nesporne perspektívna a pritom jednoduchá experimentálna metóda u nás je ešte málo rozšírená a používaná, podávame v tejto práci jej popis, prehľad vývoja a rozbor vlastností.

## Obraz laserových škvŕn

Fyzikálny jav granulárneho charakteru monochromatického svetla je známy už dávnejšie a základné pozorovania v tejto oblasti možno pripísať klasickej optike. Prvé pozorovania zrnitej štruktúry urobil v r. 1877 Exner v súvislosti so štúdiom difrakcie koherentného svetla na nepravidelne rozložených časticiach približne rovnakých rozmerov. Podrobnú analýzu tohto javu previedol v r. 1917 Laue, ktorý odvodil i výraz pre pravdepodobnosť hustoty intenzity difrakčného obrazu a výraz pre pravdepodobnosť hustoty intenzity pre dva body, ktorý je dnes známy ako autokorelačná funkcia náhodných priestorových fluktuácií. Z hľadiska tejto historickej retrospektívy treba chápať aj "znovuobjavenie" granulárnej štruktúry koherentného svetla v súvislosti s objavom a rozvojom laserov.

Laserovými škvŕnami nazývame obraz s nepravidelným rozdelením intenzity, vznikajúci pri odraze koherentného svetla od opticky drsných povrchov, alebo pri jeho prechode cez prostredia s nepravidelnými fluktuáciami indexu lomu. Vznik laserových škvŕn je nevyhnutným sprievodným javom pri koherentnom osvetlení objektov a je dôsledkom interakcie jednotlivých koherentných vln, rozptýlených do smeru pozorovania drsným povrchom alebo difúznym prostredím. Obr. 1. ukazuje pri 200 násobnom zväčšení typický obraz laserových škvŕn, zachytený za difúzorom z matného skla.

Už prvé pokusy s laserovým svetlom upútali pozornosť na jeho granulárny charakter. Medzi prvými popísali tento jav Ridgen a Gordon, ktorí ukázali, že [1]

1. rozmery škvŕn sú funkciou uhlovej apertúry pozorovacieho optického systému a rastú pri znižovaní apertúry;
2. rozloženie škvŕn je funkciou tvaru apertúry;
3. charakter obrazu nezávisí od intenzity osvetlenia objektu;
4. obraz škvŕn pri určitých predpokladoch vzniká i pri nekoherentnom osvetlení.

Ridgen a Gordon dali aj vysvetlenie mechanizmu vzniku laserových škvŕn. Ich intuitívny názor sa ukázal ako správny a dal základ ďalším úvahám v tejto oblasti.

Vlastnosti obrazu škvŕn vo všeobecnosti závisia nielen od koherentnosti dopadajúceho svetla, ale aj od vlastností rozptyľujúceho prostredia, pričom pre dokonale koherentné svetlo táto závislosť je zanedbateľná, ak rozptyľujúcimi centrami spôsobené dráhové rozdiely sú väčšie ako vlnová dĺžka použitého svetla. Problém rozptyľu monochromatického svetla na nepravidelnostiach, veľkých v porovnaní s vlnovou dĺžkou matematicky je veľmi podobný problému rozptyľu rádiových vln. Preto je prirodzené, že hneď v začiatkoch štúdia vlastností obrazov škvŕn sa využili poznatky z fyziky rádiových vln. Z tohto hľadiska skúmali problém Allen a Jones [2], ktorí ukázali, že zobrazenie v odrazenom laserovom svetle je funkciou štruktúry povrchov a optického systému, ktorým sa obraz pozoruje. Základný teoretický popis javu dal Goldfischer [3], ktorý rozpracoval štatistickú teóriu druhého rádu pre obraz laserových škvŕn s uvažovaním autokorelačnej funkcie a rozloženia intenzity. Rozborom a popisom vlastností obrazu škvŕn sa zaoberal celý rad autorov, pričom veľká pozornosť sa venovala metódam eliminácie škvŕn, ktoré najmä v holografii znižujú kvalitu zobrazovania. Podrobný teoretický rozbor a prehľad štatistických vlastností obrazov laserových škvŕn aj s prehľadom literatúry prináša monografia [4].

Gabor [5] rozlišuje laserové škvŕny

1. objektívne, vznikajúce v dôsledku nerovnomerného osvetlenia objektu a nachádzajúce sa skutočne na povrchu objektu. Možno ich eliminovať špeciálnym typom osvetlenia;
2. subjektívne, vznikajúce v dôsledku nedokonalosti optickej reprodukcie ohnaničením množstva svetla, prispievajúceho k tvorbe obrazu. Subjektívne škvŕny nemožno eliminovať.

Z fyzikálneho hľadiska vzniku budeme rozlišovať dva typy obrazov laserových škvŕn

- a/ vznikajúce bez zobrazovacej optiky následkom interferencie koherentných vln, šíriacich sa v priestore okolo vyšetřovaneho objektu,
- b/ vznikajúce difrakciou a interferenciou pri použití optickej zobrazovacej sústavy.

Z povahy laserových škvŕn a z ich matematického popisu

vyplýva, že každý takýto obraz obsahuje informácie

1. o dopadajúcej vlnoploche svetla,
2. o polohe rozptylového centra vzhľadom k polohe osvetľujúceho zdroja a k miestu pozorovania,
3. o rozptylových vlastnostiach povrchu objektu.

Každú zmenu individuálnej štruktúry obrazu škvŕn, vyvolanú zmenou ľubovoľného z uvedených parametrov, možno určiť porovnaním zmenenej štruktúry s príslušným obrazom pred uvažovanou zmenou. Porovnanie oboch obrazov môže byť koherentné i nekoherentné. Týmto spôsobom je možné vyšetrovať ako zmeny polohy povrchových elementov následkom ich posunutia, deformácie, vibrácie a pod., tak i zmeny na povrchu v dôsledku korózie, únavy materiálu alebo iných fyzikálnych vplyvov.

### V ý v o j m e t ó d v y u ž í v a j ú c i c h o b r a - z y l a s e r o v ý c h š k v ŕ ň

Historicky staršiu skupinu metód, založených na využívaní vlastností obrazov škvŕn tvoria metódy bez zobrazovacej optiky. K prvým prácam z tejto oblasti patrí článok Burcha a Tokarského [6], popisujúci spôsob získavania interferenčných čiar podobného charakteru ako sú čiary, vznikajúce pri viacľúčovej holografickej interferometrii. Nový interferometrický spôsob merania zmien na vyšetrovanom povrchu zaviedol vlastne Groh [7], ktorého práca znamená prvú aplikáciu interferometrie laserových škvŕn v experimentálnej analýze. Vyšetrovaný povrch Groh osvetlil úzkym laserovým lúčom a vznikajúci obraz škvŕn registroval na fotografickej doske, ktorá po vyvolaní a umiestnení do pôvodnej polohy pôsobila ako tieňový filter, na ktorom dochádza k mechanickej interferometrii s obrazom škvŕn, vznikajúcim po premiestnení osvetlenej časti povrchu. Groh naznačil tiež, že pre niektoré aplikácie by bolo vhodné použiť namiesto fotografického záznamu televíznu kameru a údaje vyhodnocovať elektronicky. Tento spôsob neskôr rozpracovali Denby a Leendertz [8].

Metódu vyšetrovania vibrujúcich povrchov bez fotografického záznamového procesu, založenú na vizuálnom pozorovaní obrazu škvŕn cez teleskop použili Archbold a i. [9]. Stetson [10]

navrhol zlepšenu variantu interferometra tohto typu zavedením vonkajšieho referenčného lúča.

Medzi základné práce interferometrie laserových škvŕn sa zaraďuje článok Leendertza [11], ktorý rozpracoval spôsob merania posunutí povrchových elementov v celom zornom poli. Použil modifikovaný Michelsonov interferometer /obr.2/, v ktorom koherentná svetelná vlna osvetľuje cez polopriepustné zrkadlo Z dva difúzne povrchy  $D_1, D_2$ , L je zobrazovacia šošovka, F fotografická doska. Pre meranie zložiek posunutí v rovine vyšetřovaného povrchu Leendertz navrhol usporiadanie podľa obr.3, ktoré je citlivé len k posunutiam v smere, ležiacom v rovine tvorenej osvetľujúcimi lúčmi a kolmicou k bisektrise ich uhlu. K pozorovaniu vznikajúcich interferenčných čiar Leendertz používa spôsob navrhnutý Grohom, pri ktorom záznam obrazu škvŕn nedeformovaného objektu pôsobí ako tieňový filter. Prínos k metóde znamenala práca Archbolda a i. [12], v ktorej je podrobne rozpracovaná metóda dvojnásobnej expozície k záznamu interferenčného obrazu. Leendertzov spôsob vyšetřovania posunutí použili tiež Hung a Hovanessian [13]. Veľký prínos pri rozpracovávaní techniky vyšetřovania s dvomi osvetľujúcimi lúčmi znamenali práce Leendertza, Buttersa a Jonesa /podrobnejší prehľad literatúry viď napr. v [24] /.

Jednolúčovú metódu merania premiestnení bodov povrchu v smere kolmom na smer pozorovania, založenú na superpozícii obrazov škvŕn pred a po zatažení zaviedli Archbold a Ennos [14]. Schéma ich experimentu sa líši od usporiadania na obr.3 len tým, že namiesto dvoch používajú len jeden zväzok lúčov, napr.  $S_1$ . Iné usporiadanie pomocou zobrazenia vyšetřovanej plochy cez dve apertúry navrhol Duffy [15]. Jednolúčovú metódu používali a rozpracovávali viaceri autori, napr. Tiziani [16] pri analýze oscilácií, Mallick [17], ktorý sa zaoberal tiež meraním premiestnení kolmých na vyšetřovaný povrch a v poslednom čase Khetan a Chiang [18].

V r. 1973 Hung a Taylor uverejnili spôsob experimentálneho vyšetřovania parciálnych derivácií premiestnení. Táto technika pre relatívnu zložitosť experimentálneho zariadenia sa ďalej nerozvíjala a predstavuje dnes len istý vývojový stupeň

pri riešení danej problematiky. Metódu vyšetrovania pootočení pomocou záznamu obrazu škvŕn mimo zobrazovacej roviny optickej sústavy navrhli Archbold a Ennos v [14]. Myšlienku využitia rozostreného obrazu k meraniu derivácií premiestnení rozpracovali Hung, Rowlands a Daniel [19], Chiang a Juang [20], Gregory [21] a i.

Vyšetrovanie priestorového stavu napätia je dôležitou úlohou experimentálnej analýzy a rozpracovávaníu vhodných experimentálnych metód bola vždy venovaná veľká pozornosť. Je preto prirodzené, že na určitom stupni rozvoja metód, využívajúcich vlastnosti obrazov laserových škvŕn sa objavili i snahy o ich využitie pri riešení trojrozmerných úloh. Prvý sa touto otázkou zaoberal Chiang [22] a navrhol metódu, pri ktorej cez vyšetrovaný model prechádza úzky laserový lúč, pričom časť svetla pri prechode prostredím sa rozptyluje a spôsobuje vznik obrazu laserových škvŕn. Experimentálne ukázal, že vznikajúci obraz má také isté vlastnosti ako laserové škvŕny pri osvetlení difúzne odrážajúcich povrchov. Barker a Fourney [23] namiesto laserového lúča používajú tenký rovinný zväzok lúčov.

Úplný zoznam literatúry z oblasti interferometrie laserových škvŕn by dnes obsahoval niekoľko sto titulov. Termín "Interferometria obrazu škvŕn", zdá sa, prvý použil Leendertz [11]. Stetson takmer súčasne použil názov "Speckle Interferometer" [10].

### K o h e r e n t n é z o b r a z o v a n i e

V ďalšom sa budeme zaoberať metódami, založenými na používaní optických zobrazovacích sústav. Monochromatickú svetelnú vlnu popíšeme výrazom

$$S(x, y, z, t) = A(x, y, z) \exp(i\omega t) \quad (1)$$

kde

- x, y, z sú pravouhlé súradnice,
- t časová súradnica,
- $\omega$  kruhová frekvencia,
- A(x, y, z) komplexná amplitúda

$$A(x, y, z) = a(x, y, z) \cdot \exp[i\psi(x, y, z)] \quad (2)$$



$a(x, y, z)$  je amplitúda,  
 $\psi(x, y, z)$  fáza svetelnej vlny.

Uvažujme v rovine  $z = 0$  /obr.4/ difúzny /transparentný alebo odrážajúci/ povrch D s rozložením komplexnej amplitúdy  $A_0 = A(x_0, y_0, z_0)$ . Predpokladáme, že každý bod povrchu rozptyluje svetelné lúče rovnomerne do všetkých smerov. V rovine L potom vychádzajúc z Fresnel-Kirchhoffovho difrakčného integrálu pre amplitúdu v bodoch  $(x_i, y_i)$  roviny  $z = z_i$ ,  $A_i = A(x_i, y_i, z_i)$

$$A_i = \frac{i}{\lambda z_i} \iint_{-\infty}^{\infty} A_0 \cdot \exp(-ikr_{i,0}) dx_0 dy_0 \quad (3)$$

kde  $k = 2\pi/\lambda$  je tzv. vlnové číslo,  
 $\lambda$  vlnová dĺžka,

$$r_{i,0}^2 = (x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2 + z_i^2 \quad (4)$$

v prípade Fresnelovej aproximácie

$$r_{i,0} \doteq z_i + \frac{(x_i - x_0)^2}{2z_i} + \frac{(y_i - y_0)^2}{2z_i} \quad (5)$$

máme

$$A_i = \frac{i}{\lambda z_i} \exp(-ikr_0) \iint_{-\infty}^{\infty} A_0 \exp\left[-\frac{ik}{2z_i}(x_0^2 + y_0^2)\right] \cdot \exp[i(u_1 x_0 + v_1 y_0)] dx_0 dy_0 \quad (6)$$

kde

$$r_0 \doteq z_i + \frac{x_i^2 + y_i^2}{2z_i} \quad (7)$$

$$u_1 = \frac{kx_i}{z_i}, \quad v_1 = \frac{ky_i}{z_i}. \quad (8)$$

Predpokladajme, že v rovine L máme nekonečne tenkú šošovku s ohniskovou vzdialenosťou  $f$  a s komplexnou priepustnosťou

$$G(x_1, y_1) = g(\varrho) \exp\left[\frac{ik}{2f}(x_1^2 + y_1^2)\right] \quad (9)$$

$$g(\varrho) = \begin{cases} 1 & \text{pre } \varrho \leq R \\ 0 & \text{pre } \varrho > R \end{cases} \quad \varrho^2 = x_1^2 + y_1^2$$

kde  $R$  je polomer šošovky. Označme  $A'_1$  komplexnú amplitúdu na ľavom povrchu šošovky

$$A'_1 = G(x_1, y_1) \cdot A_1,$$

potom komplexná amplitúda v rovine  $z = z_1 + z_2$  bude po opä-

to v nom aplikovaní difrakčného intergrálu (3) pri označeníach

$$r_1 \doteq z_2 + \frac{x_2^2 + y_2^2}{2z_2}, \quad u_2 = \frac{kx_2}{z_2}, \quad v_2 = \frac{ky_2}{z_2} \quad (10)$$

$$A_2 = \frac{i}{\lambda z_2} \exp(-ikr_1) \iint_{-\infty}^{\infty} A_1' \exp\left[-\frac{ik}{2z_2}(x_1^2 + y_1^2)\right] \cdot \exp[i(u_2x_1 + v_2y_1)] \cdot dx_1 dy_1, \quad (11)$$

resp. po dosadení (9) a (6) a po úpravách

$$A_2 = \frac{i^2}{\lambda^2 z_1 z_2} \exp(-ikz_1) \cdot \exp(-ikr_1) \cdot \iiint_{-\infty}^{\infty} A_0 g(\xi) \cdot \exp\left[-\frac{ik}{2z_1}(x_0^2 + y_0^2)\right] \exp\left[-\frac{ik}{2}\left(\frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} - \frac{1}{f}\right)(x_1^2 + y_1^2)\right] \cdot \exp\left[ik\left(\frac{x_0}{z_1} + \frac{x_2}{z_2}\right)x_1 + \left(\frac{y_0}{z_1} + \frac{y_2}{z_2}\right)y_1\right] \cdot dx_0 dy_0 dx_1 dy_1.$$

Pre obrazovú rovinu šošovky máme

$$\frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} - \frac{1}{f} = 0.$$

Označme ďalej zväčšenie optickej sústavy  $m = z_2/z_1$  a zaveďme nové premenné

$$\bar{x}_0 = -mx_0, \quad \bar{y}_0 = -my_0$$

a funkciu

$$h(x_2, y_2; x_0, y_0) = \iint_{-\infty}^{\infty} g(\xi) \cdot \exp\left\{\frac{ik}{z_2}\left[(x_2 - \bar{x}_0)x_1 + (y_2 - \bar{y}_0)y_1\right]\right\} dx_1 dy_1, \quad (13)$$

ktorá je priestorovo-invariantnou funkciou rozdielov súradníc  $x_2 - \bar{x}_0$ ,  $y_2 - \bar{y}_0$

$$h(x_2, y_2; x_0, y_0) = h(x_2 - \bar{x}_0, y_2 - \bar{y}_0).$$

Pre prvý kvadratický fázový člen v (12) pri predpoklade, že optická sústava má vlastnosti blízke ideálnej šošovke, t. j. že na amplitúdu v bode  $(x_2, y_2)$  vplýva len malá oblasť okolo

bohu  $(x_0, y_0)$  môžeme písať

$$\exp\left[\frac{ik}{2z_1}(x_0^2 + y_0^2)\right] \doteq \exp\left[i \frac{k}{2z_1} \frac{x_2^2 + y_2^2}{m^2}\right],$$

potom (12) môžeme napísať v tvare

$$A_2 = K_1 \iint_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{1}{m} A\left(-\frac{\bar{x}_0}{m}, -\frac{\bar{y}_0}{m}\right) \right] \left[ \frac{1}{m} h(x_2 - \bar{x}_0, y_2 - \bar{y}_0) \right] d\bar{x}_0 d\bar{y}_0, \quad (14)$$

kde  $K_1$  sme označili konštantné členy pred integrálom. Pretože  $K_1$  nemá vplyv na rozdelenie intenzity v obrazovej rovine, tento člen v ďalšom nebudeme uvažovať.

Označme

$$\bar{A}_0 = \frac{1}{m} A\left(-\frac{\bar{x}_0}{m}, -\frac{\bar{y}_0}{m}\right), \quad \bar{h} = \frac{1}{m} h(x_2 - \bar{x}_0, y_2 - \bar{y}_0).$$

Integrál (14) môžeme napísať ako konvolúciu funkcií  $\bar{A}_0$  a  $\bar{h}$ :

$$A_2 = \bar{A}_0 * \bar{h} \quad (15)$$

resp.

$$A_2 = f(u, v) \cdot H(u, v) \quad (16)$$

kde  $f(u, v)$  a  $H(u, v)$  sú Fourierove obrazy funkcií  $\bar{A}_0$  a  $\bar{h}$ .  
Intenzita v rovine F potom bude

$$I_2 = I(x_2, y_2, z) = A_2 \cdot A_2^* \quad (17)$$

D i f r a k c i a   n a   z á z n a m e   o b r a z u   l a -  
s e r o v ý c h   š k v í r n

Amplitúdovú priepustnosť fotografickej dosky F so záznamom intenzity (17) uvažujme v tvare

$$G_F = K_2 + K_3 \cdot t \cdot I_2, \quad (18)$$

kde  $K_2, K_3$  sú konštanty, charakterizujúce fotografickú emulziu, t je celkový čas expozície dosky. Nech na záznam s amplitúdovou priepustnosťou (18), umiestnený do roviny  $z = z_1 + z_2$  dopadá svetelná vlna s komplexnou amplitúdou  $A^0 = A^0(x_2, y_2, z)$ . V rovine T vo vzdialenosti  $z_3$  od roviny F bude difrakčné pole podľa (3) pri označeníach

$$r_2 \doteq z_3 + \frac{x_3^2 + y_3^2}{2z_3}, \quad u_3 = \frac{kx_3}{z_3}, \quad v_3 = \frac{ky_3}{z_3}$$

$$A_3 = A(x_3, y_3, z_3) = \frac{i}{\lambda z_3} \exp(-ikr_2) \cdot \quad (19)$$

$$\cdot \iint_{\Sigma} A^0 G_F \exp\left[-\frac{ik}{2z_3}(x_2^2 + y_2^2)\right] \exp[i(u_3 x_2 + v_3 y_2)] dx_2 dy_2$$

kde  $\Sigma$  je osvetlená plocha záznamu.

Predpokladajme, že dopadajúca vlnoplocha je rovinná  $A^0 = \text{konšt.}$  a predstavuje lúč malého polomeru  $R_1$ . Pre zjednodušenie uvažujme stred lúča v bode  $x_2=0, y_2=0$ . S výnimkou malej oblasti okolo bodu  $x_3=0, y_3=0$  bude potom

$$k \frac{x_2^2 + y_2^2}{2z_3} \ll u_3 x_2 + v_3 y_2 \cdot$$

Po označení výrazu pred integrálom (19)  $K_4$  a dosadení (18) bude

$$A_3 = \iint_{\Sigma} [K_5 + K_6 I_2] \exp[i(u_3 x_2 + v_3 y_2)] dx_2 dy_2 \cdot$$

$$A_3 = K_5 N_1(u_3, v_3) + K_6 N_2(u_3, v_3) \cdot \quad (20)$$

kde  $K_5, K_6$  sú konštanty  $K_5 = K_2 \cdot K_4$ ,  $K_6 = K_3 \cdot K_4 \cdot t$  a  $N_1$  a  $N_2$  sú Fourierove obrazy funkcií  $1$  a  $I_2$ . Prvý člen potom popisuje v rovine obraz bodového zdroja a v ďalšom ho nebudeme uvažovať. Druhý člen v (20)

$$N_2(u_3, v_3) = \mathcal{F}[I_2] \quad (21)$$

dáva v transformačnej rovine záznamu výraz pre rozdelenie intenzity  $|N_2|^2$ , tzv. difrakčné halo. Rozdelenie intenzity je okolo bodu  $x_3=0, y_3=0$  približne symetrické a klesá so vzrastajúcou vzdialenosťou od tohto bodu, /obr.5/.

Nech bod  $(x_0, y_0)$  roviny D /obr.1/ sa premiestni do bodu  $(x_0 + d_1, y_0 + d_2)$ . Na fotografickej doske v rovine F zaznamenáme metódou dvojnásobnej expozície rozloženie intenzity  $I_2$  pred a  $I_2'$  po premiestnení bodu povrchu D. Komplexná priepustnosť záznamu podľa (18) bude

$$G_F' = K_2 + 2K_3 t (I_2 + I_2'), \quad (22)$$

$$I_2' = I(x_2 + d_1', y_2 + d_2', z) = A_2' \cdot A_2'^*$$

potom

$$N_2'(u_3, v_3) = \mathcal{F}[I_2 + I_2'].$$

Podľa známych vlastností Fourierových transformácií

$$\mathcal{F}[I_2'] = \exp[i(u_3 \bar{d}_1 + v_3 \bar{d}_2)] \mathcal{F}[I_2].$$

Potom pre intenzitu  $I_T = |N_2'|^2$  v rovine T dostávame výraz

$$I_T = 4 \cos^2 \frac{u_3 \bar{d}_1 + v_3 \bar{d}_2}{2} |N_2|^2 \quad (23)$$

t.j. difrakčné halo modulované funkciou

$$I_T' = \cos^2 \frac{\pi}{\lambda m z_3} (x_3 d_1 + y_3 d_2). \quad (24)$$

Tmavé interferenčné čiary /minimá intenzity/ vznikajú v bodoch  $I_T' = 0$ , t.j. pre  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

$$x_3 d_1 + y_3 d_2 = (n + \frac{1}{2}) \lambda m z_3$$

a maximá pre

$$x_3 d_1 + y_3 d_2 = n \lambda m z_3.$$

Za predpokladu, že premiestnenia v oblasti povrchu D, zodpovedajúcej osvetlenej ploche  $\Sigma$  záznamu sú homogénne, resp. za také ich možno považovať, čo prakticky platí pre  $R_1 \leq 1$  mm, interferenčný obraz popísaný funkciou (24) budú tvoriť rovno-bežné, od seba rovnako vzdialené priamky /tzv. Youngove čiary podľa klasického experimentu Younga/. Cez stred difrakčného pola prechádza vždy svetlý interferenčný pruh.

Dá sa matematicky ukázať, že orientácia interferenčných čiar  $\alpha$  je kolmá na smer vektora premiestnenia  $\vec{d}$  a vzájomná kolmá vzdialenosť čiar  $\Delta$  je úmerná hodnote  $d$ . Podľa označení na obr.6 môžeme vyjadriť

$$d_1 = \frac{1}{\Delta x_3} \lambda m z_3, \quad d_2 = \frac{1}{\Delta y_3} \lambda m z_3, \quad (25)$$

$$d = \sqrt{d_1^2 + d_2^2} = \frac{1}{\Delta} \lambda m z_3. \quad (26)$$

Obr.7 ilustruje použitie opisovanej techniky pri vyšetrení difúzne odrážajúceho povrchu D pri jeho premiestnení vo smere osi  $x$  / $\bar{d}_2 = 0$ /. Povrch, osvetlený kolimovaným zväzkom lúčov He-Ne laseru sa zobrazil podľa schémy na obr.1 do rovi-

ny F fotografickej dosky pri zväčšení  $m = 1$ . Záznam s amplitúdovou priepustnosťou (22) sa vo vyšetrovanom bode osvetlil lúčom He-Ne laseru s priemerom  $R_1 = 1$  mm. Difrakčný obraz sa pozoroval v rovine T vzdialenej  $z_3 = 50$  cm na tienidle. Obr. 7 ukazuje vznikajúce sústavy Youngových čiar pre rôzne hodnoty  $d_1$ . Kvantitatívne výsledky tu neuvádzame, môžeme však konštatovať, že táto difrakčná technika umožňuje vyšetrovanie premiestnení v rovine vyšetrovaného povrchu s vysokou presnosťou [24]. Citlivosť metódy je určená apertúrou zobrazovacej šošovky. Dva body objektu sú rozlíšiteľné, ak sú rozlíšiteľné zodpovedajúce oblasti obrazu, do ktorých sú tieto body zobrazené. Šošovka môže rozlíšiť teda dva body objektu len v tom prípade, ak apertúra je dostatočne veľká k zachyteniu aspoň vlnoplochy nulového a jedného maxima prvého poriadku.

K rovnakému výsledku (20) resp. (24) vedie optická filtrácia záznamu (22) vo Fourierovej transformačnej rovine šošovky, kedy

$$A^0 \approx \exp\left[\frac{ik}{2z_3} (x_2^2 + y_2^2)\right].$$

V tomto prípade vektor premiestnenia  $\vec{d}$  nemôžeme považovať za homogénny v celej oblasti a orientácia ako  $\vec{i}$  vzájomná vzdialenosť interferenčných čiar bude funkciou polohy. Tuto metódou je možné získať interferenčné čiary rovnakých premiestnení.

## L i t e r a t ú r a

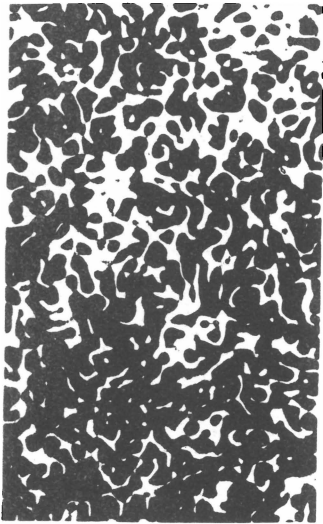
1. Ridgen, J.D. - Gordon, E.I.: The Granularity of Scattered Optical Maser Light, Proc. IRE, 1962, 50, No. 11, 2367-2368.
2. Allen, L. - Jones, D.G.C.: An Analysis of the Granularity of Scattered Optical Maser Light, Phys. Lett., 1963, 7, No. 5, 321-323.
3. Goldfischer, L.T.: Autocorrelation Function and Power Spectral Density of Laser Produced Speckle Pattern, JOSA, 1965, 55, No. 3, 247-253.
4. Laser Speckle and Related Phenomena, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York, 1975.
5. Gabor, D.: Laser Speckle and its Elimination, IBM J. Res. and Dev., 1970, 14, No. 5, 509-514.
6. Burch, J.M. - Tokarski, M.J.: Production of Multiple Beam Fringes from Photographic Scatterers, Opt. Acta, 1968, 15, No. 2, 101-111.
7. Groh, G.: Engineering Uses of Laser-Produced Speckle Pattern Proc. Conf. "The Engineering Uses of Holography" Cambridge, 1968, Univ. Press 1970, 483-494.
8. Denby, D. - Leendertz, J.A.: Plane-Surface Strain Examination by Speckle-Pattern Interferometry Using Electronic Processing, J. Strain Anal., 1974, 9, No. 1, 17-25.
9. Archbold, E. - Burch, J.M. - Ennos, A.E. - Taylor, P.A.: Visual Observation of Surface Vibration Nodal Patterns, Nature, 1969, 222, No. 5190, 263-265.
10. Stetson, K.A.: New Design for Laser Image Speckle Interferometer, Opt. Laser Techn., 1970, 2, No. 4, 179-181.
11. Leendertz, J.A.: Interferometric Displacement Measurement on Scattering Surfaces Utilizing Speckle Effect, J. Phys. E: Sci. Instr., 1970, 3, No. 3, 214-218.
12. Archbold, E. - Burch, J.M. - Ennos, A.E.: Recording of In-Plane Surface Displacement by Double-Exposure Speckle Photography, Opt. Acta, 1970, 17, No. 12, 883-889.
13. Hung, Y.Y. - Hovanesian, J.D.: Full-Field Surface-Strain and Displacement Analysis of Three-Dimensional Objects by Speckle Interferometry, Exp. Mech., 1972, 12, No. 10, 454-460.

14. Archbold, E. - Ennos, A.E.: Displacement Measurement Using Double-Exposure Lasers Photographs, Opt. Acta, 1972, 19, No. 4, 253-271.
15. Duffy, D.E.: Moiré Gauging of In-Plane Displacement Using Double Aperture Imaging, Appl. Opt., 1972, 11, No. 8, 1778-1781.
16. Tiziani, H.J.: Analysis of Mechanical Oscillations by Speckling, Appl. Opt., 1972, 11, No. 12, 2911-2917.
17. Mallick, S.: Speckle-Pattern Interferometry to Determine Object Deformations, Nouv. Rev. Opt., 1973, 4, No. 5, 267-272.
18. Khetan, R.P. - Chiang, F.P.: Strain Analysis by One-Beam Laser Speckle Interferometry 1. Single Aperture Method, Appl. Opt., 1976, 15, No. 9, 2205-2704.
19. Hung, Y.Y. - Rowlands, R.E. - Daniel, I.M.: A New Speckle-Shearing Interferometric Technique - A Full Field Strain Gage, Appl. Opt., 1975, 14, 618.
20. Chiang, F.P. - Juang, R.M.: Laser Speckle Interferometry for Plate Bending Problems, Appl. Opt., 1976, 15, No. 9, 2199-2204.
21. Gregory, D.A.: Basic Physical Principles of Defocused Speckle Photography: A Tilt Topology Inspection Technique, Opt. Laser Technol., 1976, 8, No. 10, 201-213.
22. Chiang, F.P.: A New Three-Dimensional Strain Analysis Technique by Scattered-Light Speckle Interferometry, Proc. Conf. on Eng. Uses of Coherent Optics, Univ. of Strathclyde, 1975, Cambridge Univ. Press, 1976.
23. Barker, D.B. - Fourney, M.E.: Displacement Measurements in the Interior of 3-D Bodies Using Scattered-Light Speckle Patterns, Exp. Mech., 1976, 8, 523-529.
24. Szabó, V.: Vyšetrovanie premiestnení pomocou koherentného zobrazovania, Záverečná správa, Ústav stavebníctva a architektúry SAV, Bratislava, 1977.

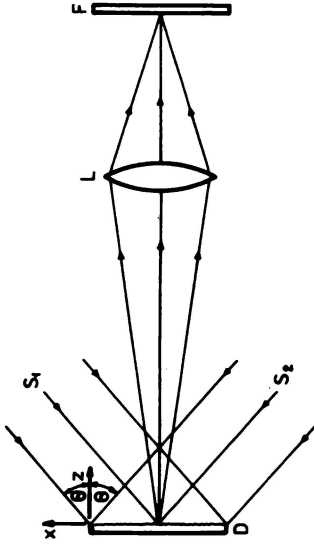


Z o z n a m o b r á z k o v

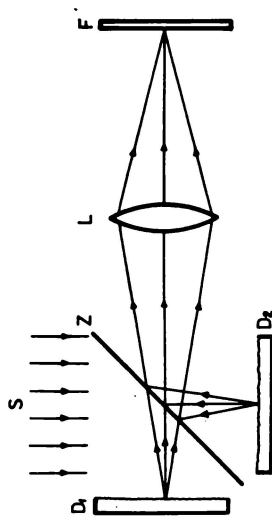
- obr.1.: Obraz laserových škvŕn
- obr.2.: Schéma dvojlúčovej metódy vyšetovania premiestnení
- obr.3.: Schéma Leendertzovho usporiadania
- obr.4.: Schéma zobrazovacej sústavy
- obr.5.: Difrakčné halo
- obr.6.: Určovanie vzájomnej vzdialenosti interferenčných čiar
- obr.7.: Youngove čiary popisujúce premiestnenie vyšetovaného bodu.



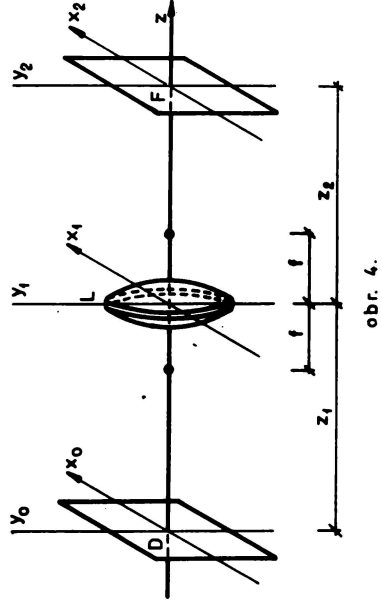
obr. 1.



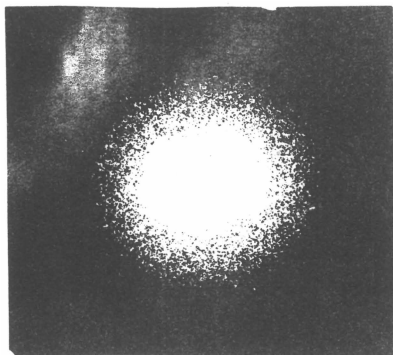
obr. 3.



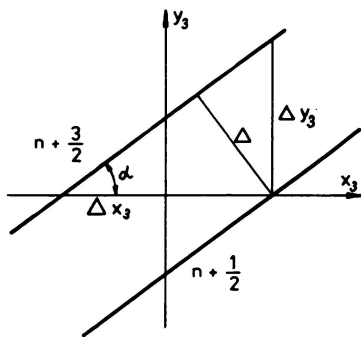
obr. 2.



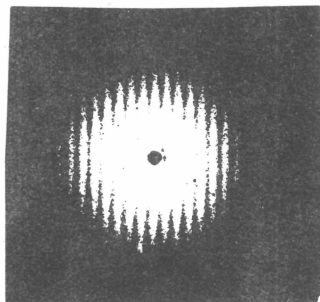
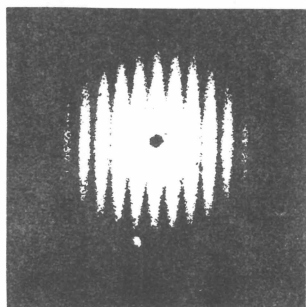
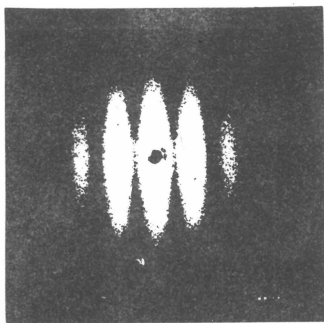
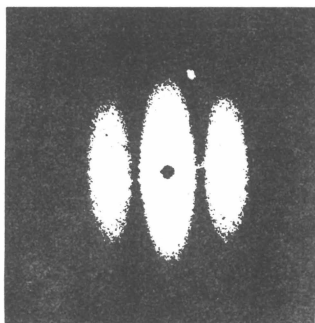
obr. 4.



obr. 5.



obr. 6.



obr. 7.