

INVESTICE DO ROZVOJE VZDĚLÁVÁNÍ

VYSOKÁ ŠKOLA BÁŇSKÁ – TECHNICKÁ UNIVERZITA OSTRAVA
FAKULTA STROJNÍ



EXPERIMENTÁLNÍ METODY V MECHANICE

2. Přednáška – Fotoelasticimetrie

prof. Ing. Pavel Macura, DrSc.

Ing. František Fojtík, Ph.D.

Ostrava 2013

© prof. Ing. Pavel Macura, DrSc., Ing. František Fojtík, Ph.D.

© Vysoká škola báňská – Technická univerzita Ostrava

ISBN 978-80-248-3018-6



TENTO STUDIJNÍ MATERIÁL VZNIKL ZA FINANČNÍ PODPORY EVROPSKÉHO SOCIÁLNÍHO FONDU (ESF) A ROZPOČTU ČESKÉ REPUBLIKY V RÁMCI ŘEŠENÍ PROJEKTU: CZ.1.07/2.2.00/15.0463, MODERNIZACE VÝUKOVÝCH MATERIÁLŮ A DIDAKTICKÝCH METOD

OBSAH

2. PŘEDNÁŠKA – FOTOELASTICIMETRIE	3
Úvod.....	4
1. Základní pojmy z teorie světla	4
1.1 Polarizace světla	4
1.2 Dočasný dvojlom	5
2. Rovinná fotoelasticimetrie.....	7
2.1 Polariskop s přímkově polarizovaným světlem	7
2.2 Čáry izoklinné	8
2.3 Singulární body, linie, plochy	9
2.4 Čáry izochromatické	10
2.5 Čáry izostatické.....	11
2.6 Polariskop s kruhově polarizovaným světlem	11
2.7 Určení konstanty optické citlivosti modelových materiálů	14
2.8 Stanovení konstanty optické citlivosti tahovou epruvetou.....	14
2.9 Stanovení konstanty optické citlivosti ohybem nosníku.....	15
2.10 Stanovení konstanty optické citlivosti stlačovaným kruhovým diskem.....	16
3. Použitá literatura.....	18



2. PŘEDNÁŠKA – FOTOELASTICIMETRIE



OBSAH KAPITOLY:

Základní pojmy z teorie světla

Rovinná fotoelasticimetrie

Polariskop s přímkově polarizovaným světlem

Čáry izoklinné

Čáry izochromatické

Čáry izostatické

Polariskop s kruhově polarizovaným světlem

Určení konstanty optické citlivosti modelových materiálů



MOTIVACE:

Jednou z experimentálních metod umožňujících objektivní vyšetřování napěťových polí v zatížených tělesech je metoda zvaná Fotoelasticimetrie. Tato metoda využívá dvou optických jevů - polarizace světla a dočasném dvojlomu, které lze pozorovat při průchodu světla polarizátorem. Popis metody a základní pojmy jsou uvedeny v této přednášce.



CÍL:

Fotoelasticimetrie - vysvětlení základních pojmů polarizace světla a dočasný dvojlom.

Rovinná fotoelasticimetrie – popis polariskopu, přímkově polarizované světlo a kruhově polarizované světlo, definice čar izochromatických, izoklinných a izostatických.

Metody stanovení konstant optické citlivosti materiálů – vysvětlení pojmu konstanta optické citlivosti materiálu a popis metod jejího stanovení.



ÚVOD

Fotoelasticimetrie potažmo objev fotoelasticimetrického jevu se přisuzuje D. Brewsterovi, který v roce 1816 publikoval zprávu o tom, že na skle pozorovaném v polarizovaném světle vznikly vlivem napětí barevné obrázky. Následně byla metoda zdokonalována a našla uplatnění při analýze okrajového napětí na modelech u rovinných úloh. Následně byla tato metoda zpracována pro kompletní řešení napjatosti u rovinných a posléze i prostorových úloh.

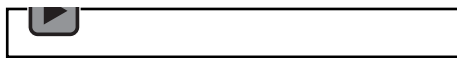
Fotoelasticimetrie je tedy optická experimentální metoda, umožňující zjišťování napěťových polí v zatížených tělesech. Metoda je založena na dvou optických jevech – polarizaci světla a dočasném dvojlomu. Podle povahy řešeného problému a způsobu provedení experimentu můžeme tuto metodu rozdělit do tří skupin:

- Rovinná fotoelasticimetrie
- Reflexní fotoelasticimetrie (fotostres)
- Prostorová fotoelasticimetrie

Při rovinné fotoelasticimetrii lze analyzovat rovinnou i jednoosou napjatost na rovinných modelech v průchozím světle. Reflexní fotoelasticimetrie umožňuje analýzu napěťových polí na povrchu skutečných součástí anebo jejich modelů v odraženém světle. Použitím prostorové fotoelasticimetrie lze zjistit napěťová pole v libovolných bodech prostorového modelu tělesa. Při rovinné a prostorové fotoelasticimetrii se měření provádějí na modelech z opticky aktivního materiálu, u reflexní fotoelasticimetrie se povrch součástí anebo jejího modelu polepí tenkou opticky aktivní vrstvou. Velkou výhodou fotoelasticimetrie je to, že můžeme zjistit napěťová pole v celém modelu anebo na celém polepeném povrchu součásti a ne jenom ve vybraných místech jako např. u tenzometrických měření.



Audio 0.1 Úvod



1. ZÁKLADNÍ POJMY Z TEORIE SVĚTLA

Podle Maxwellovy teorie světlo vzniká elektromagnetickým vlněním a obsahuje elektrickou a magnetickou vlnu, které kmitají v navzájem kolmých rovinách. Šíří se ve tvaru příčných vln přímkově po paprscích neuspořádaně, směry kmitů jsou nahodilé. Světelné vjemy vyvolává elektrická vlna a barvu světla určuje frekvence vlnění. Viditelná oblast spektra vlnových délek se pohybuje v rozmezí 390 až 770 nm (od tmavě fialové po červenou barvu). Vyzařuje – li světelný zdroj světlo s celým rozsahem viditelných vlnových délek, mluvíme o světle bílém, světlo s jedinou vlnovou délkou je světlo monochromatické.

1.1 Polarizace světla

Kmitání obyčejného světla se děje v rovinách kolmých na světelný paprsek, přičemž se směr kmitů neustále a velmi rychle mění. V případě, že jsou kmitů usměrněny do jedné roviny, vzniká světlo přímkově polarizované. Polarizace světla může nastat odrazem, lomem anebo dvojlomem. Polarizace dvojlomem nastává po průchodu světelného paprsku tzv. polarizátorem, což může být např. krystal islandského vápence anebo uměle zhotovený polaroid. Schéma polarizátoru je uvedeno na obr. 1.

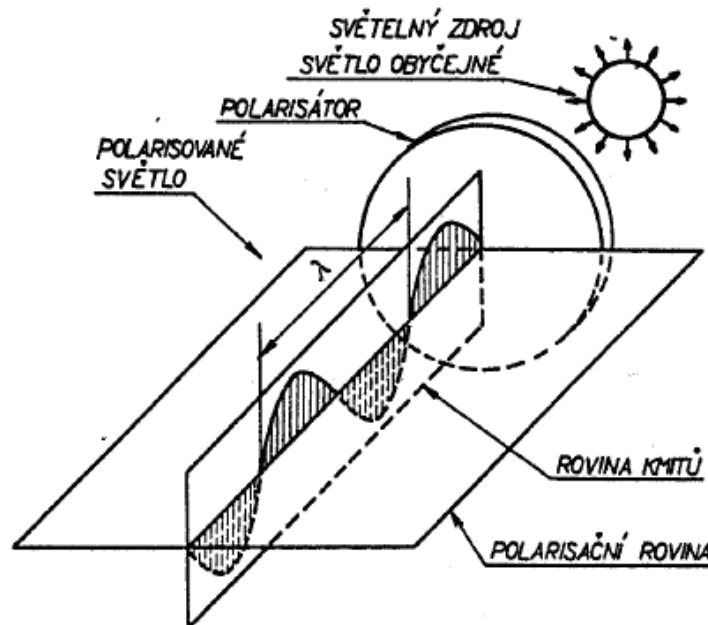


Audio 1.1 Polarizace světla



Složení vlnění dvou k sobě kolmých přímkově polarizovaných paprsků, které jsou vůči sobě navzájem fázově posunuty, vznikne světlo elipticky polarizované. V případě, že amplitudy obou paprsků jsou stejné a jejich vzájemný fázový posuv je roven čtvrtině vlnové délky, vzniká kruhově polarizované světlo. Koncový bod světelného vektoru se pohybuje po šroubovici a průmětem jeho trajektorie do roviny kolmé na směr paprsku je kružnice.

Přímkově a kruhově polarizované světlo je základním jevem, na němž je založena fotoelasticimetrie. Tyto druhy světla se získávají a dále zpracovávají pomocí přístrojů, zvaných polariskopy, o nichž bude podrobněji pojednáno níže.



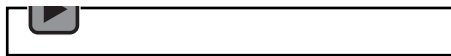
Obrázek 1 Vznik přímkově polarizovaného světla polarizátorem

1.2 Dočasný dvojlom

Druhým základním optickým jevem pro fotoelasticimetrické vyšetřování napjatosti je dočasný dvojlom některých materiálů v důsledku mechanického zatížení. Takovéto materiály jsou v nezatíženém stavu opticky izotropní, světlo se šíří všemi směry stejnou rychlostí. Při mechanickém zatížení se tyto materiály chovají jako opticky anizotropní s vlastnostmi dvojlomných krystalů, v různých směrech se světelný paprsek šíří různou rychlostí.



Audio 1.2 Dočasný dvojlom



Důležitým pojmem v optice je tzv. absolutní index lomu prostředí. Je definován jako poměr rychlosti světla ve vakuu c a rychlosti světla v daném prostředí v_i :

$$n_i = \frac{c}{v_i} \quad (2.1)$$

Prochází – li paprsek přímkově polarizovaného světla dvojlomným prostředím tloušťky t , můžeme vyjádřit absolutní dráhový posun tohoto paprsku jako rozdíl drah, které by za stejný čas τ urazil ve vakuu s a v daném prostředí (tloušťku t):



$$\Delta_1 = s - t = c \tau - t = c \frac{t}{v_1} - t = t \left(\frac{c}{v_1} - 1 \right) = t(n_1 - 1) \quad (2.2)$$

Podobně pro druhý paprsek musí platit:

$$\Delta_2 = t(n_2 - 1) \quad (2.3)$$

Relativní dráhový posun obou paprsků je pak dán vztahem:

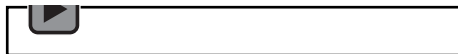
$$\Delta = \Delta_1 - \Delta_2 = t(n_1 - n_2) \quad (2.4)$$

Podobně jako pro napětí lze i pro indexy lomu prokázat, že v okolí zatíženého bodu dvojlomného materiálu tvoří tenzorové pole a elipsoid indexů lomu.

Fotoelasticimetrické vyšetřování napjatosti je pak založeno na experimentálně prokázaném Wertheimově zákoně, který říká, že elipsoid napětí a elipsoid indexů lomu jsou podobné a koaxiální. Což znamená, že v každém bodě zatíženého tělesa (modelu) je směr hlavních napětí totožný s rovinami kmitů světelných vektorů a že dráhový rozdíl dvou světelných paprsků v daném bodě modelu je úměrný rozdílu hlavních napětí v rovině dopadu světla a nezávisí na velikosti napětí, kolmé na rovinu dopadu světla.



Audio 1.3 Fotoelasticimetrické vyšetřování napjatosti



Matematicky lze tento zákon zapsat ve tvaru:

$$\Delta = t(n_1 - n_2) = tC(\sigma_1 - \sigma_2) \quad (2.5)$$

Konstanta C v rovnici (2.5) udává závislost mezi optickými a mechanickými jednotkami a nazývá se fotoelasticimetrická konstanta. Pro praktická měření je účelné vyjádřit dráhový posun Δ jako násobek vlnové délky použitého světla λ , takže platí:

$$\Delta = m\lambda = tC(\sigma_1 - \sigma_2) \quad (2.6)$$

Pro rozdíl hlavních napětí pak platí vztah:

$$(\sigma_1 - \sigma_2) = \frac{1}{t} \frac{\lambda}{C} m = \frac{k}{t} m \quad (2.7)$$

Konstanta k , nazývaná konstantou optické citlivosti materiálu a definovaná:

$$k = \frac{\lambda}{C} \quad (2.8)$$

udává optickou citlivost materiálu vůči mechanickému zatížení a její rozměr je $[\text{N mm}^{-1}]$.

Veličina m v rovnici (2.6) se nazývá relativní dvojlom a můžeme ji vyjádřit vztahem:



$$m = \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{t}{k}(\sigma_1 - \sigma_2) \quad (2.9)$$

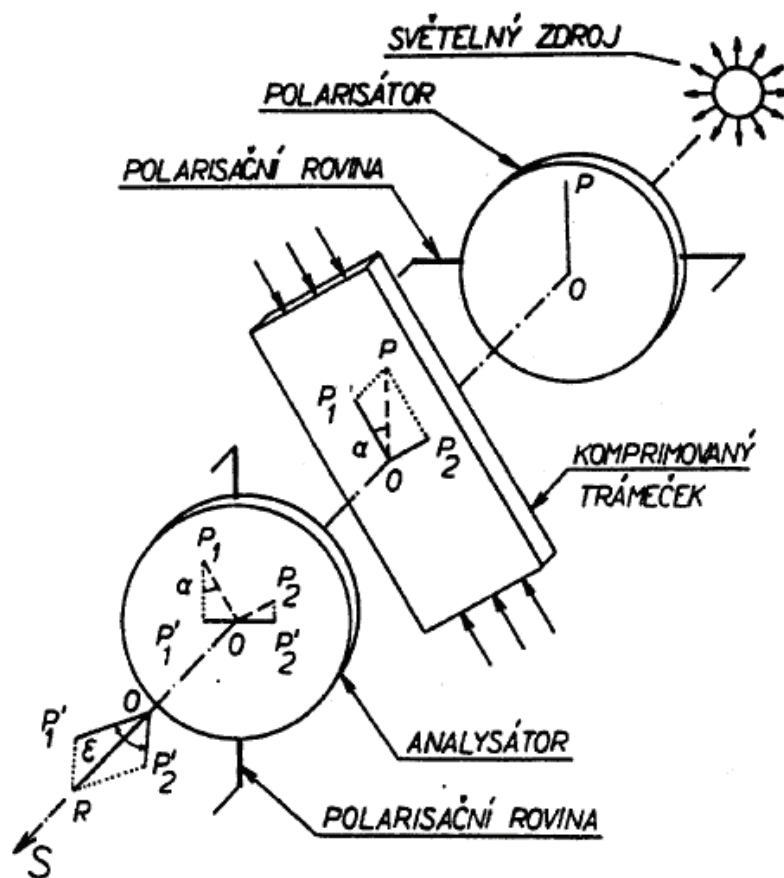
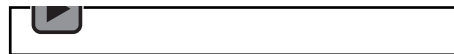
2. ROVINNÁ FOTOELASTICIMETRIE

2.1 Polariskop s přímkově polarizovaným světlem

Vyšetřování napěťových polí fotoelasticimetrickou metodou se provádí pomocí přístrojů, zvaných polariskopy. Podle druhu použitého polarizovaného světla se polariskopy dělí na přístroje s přímkově anebo kruhově polarizovaným světlem. Polariskop s přímkově polarizovaným světlem je znázorněn na obr. 2.



Audio 2.1 Polariskop s přímkově polarizovaným světlem



Obrázek 2 Polariskop s přímkově polarizovaným světlem

Sestává ze světelného zdroje bílého nebo monochromatického světla, polarizátoru, zatěžovacího zařízení s modelem např. ve tvaru stlačované desky a analyzátoru. Prochází – li obyčejné světlo ze světelného zdroje polarizátorem, vznikne přímkově polarizované světlo, které kmitá pouze v jedné rovině, kolmé na tzv. polarizační rovinu. Po dopadu polarizovaného paprsku na zatížený model z dočasně dvojlomného materiálu se tento paprsek rozloží na dva k sobě kolmé paprsky, kmitající v rovinách totožných se směry hlavních napětí v zatíženém modelu. Velikost světelných vektorů těchto paprsků vzhledem k původnímu vektoru OP polarizovaného paprsku bude (O a P jsou koncové body vektorů v obr. 2):



$$\begin{aligned} OP_1 &= OP \cos \alpha \\ OP_2 &= OP \sin \alpha \end{aligned} \quad (2.10)$$

Po průchodu obou paprsků analyzátozem, což je stejný polarizační filtr jako polarizátor, budou oba paprsky kmitat opět pouze v jedné rovině, kolmé na polarizační rovinu analyzátozu. Pro vzájemně kolmé polarizační roviny polarizátoru a analyzátozu budou světelné vektory obou paprsků rovny:

$$\begin{aligned} OP_1' &= OP \sin \alpha \cos \alpha \\ OP_2' &= -OP \sin \alpha \cos \alpha \end{aligned} \quad (2.11)$$

Tyto paprsky jsou však vůči sobě v souladu s Wertheimovým zákonem fázově posunuty o určitý násobek vlnové délky (obr. 3), takže výsledný vektor je dán jejich geometrickým součtem:

$$(OR)^2 = (OP)^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha + (OP)^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha - 2(OP)^2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha \cos \varepsilon \quad (2.12)$$

Odpovídá – li $(OR)^2$ intenzitě výsledného světelného záření a je – li $OP = 1$, pak intenzita prošlého světla analyzátozem je rovna:

$$I = 2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha - 2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha \cos \varepsilon \quad (2.13)$$

Tento vzorec lze matematicky upravit na tvar:

$$I = \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\varepsilon}{2} \quad (2.14)$$

2.2 Čáry izoklinné

Z rovnice (2.14) je zřejmé, že intenzita světla za analyzátozem je závislá jednak na úhlu α , což je úhel mezi směrem jednoho z hlavních napětí a rovinou kmitání polarizovaného paprsku za polarizátorem, jednak na velikosti fázového posunu obou paprsků za zatíženým modelem a analyzátozem ε . Při průchodu monochromatického světla zatíženým modelem v polariskopu lze za analyzátozem pozorovat soustavu tmavých čar, případně bodů a ploch. Při použití bílého světla vzniknou pak čáry barevné, případně tmavé body, čáry nebo plochy. Jednou z možností vzniku tmavých čar, tj. intenzita prošlého světla je v těchto místech nulová, je skutečnost, že v rovnici (2.14) je:

$$\sin^2 2\alpha = 0 \text{ odkud plyne } \alpha = n \frac{\pi}{2} \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (2.15)$$

To znamená, že směr hlavních napětí je totožný se směrem polarizačních rovin polarizátoru a analyzátozu. V zorném poli analyzátozu se tedy objeví tmavé čáry, zvané izokliny.

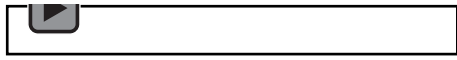


Izokliny

Izokliny spojují geometrická místa bodů, v nichž jsou směry hlavních napětí totožné se směry polarizačních rovin zkřížených polarizačních filtrů. Poloha těchto izoklin nezávisí na velikosti hlavních napětí, ale při otáčení zkřížených polarizačních filtrů se tato poloha mění.



Audio 2.2 Izokliny



2.3 Singulární body, linie, plochy

Nulová intenzita světla, tj. tmavá místa za analyzátozem mohou vzniknout taky v případě, že v rovnici (2.14) je:

$$\sin^2 \frac{\varepsilon}{2} = 0 \quad \text{odkud plyne: } \varepsilon = 2m\pi \quad (m = 0, 1, 2, 3, \dots) \quad (2.16)$$

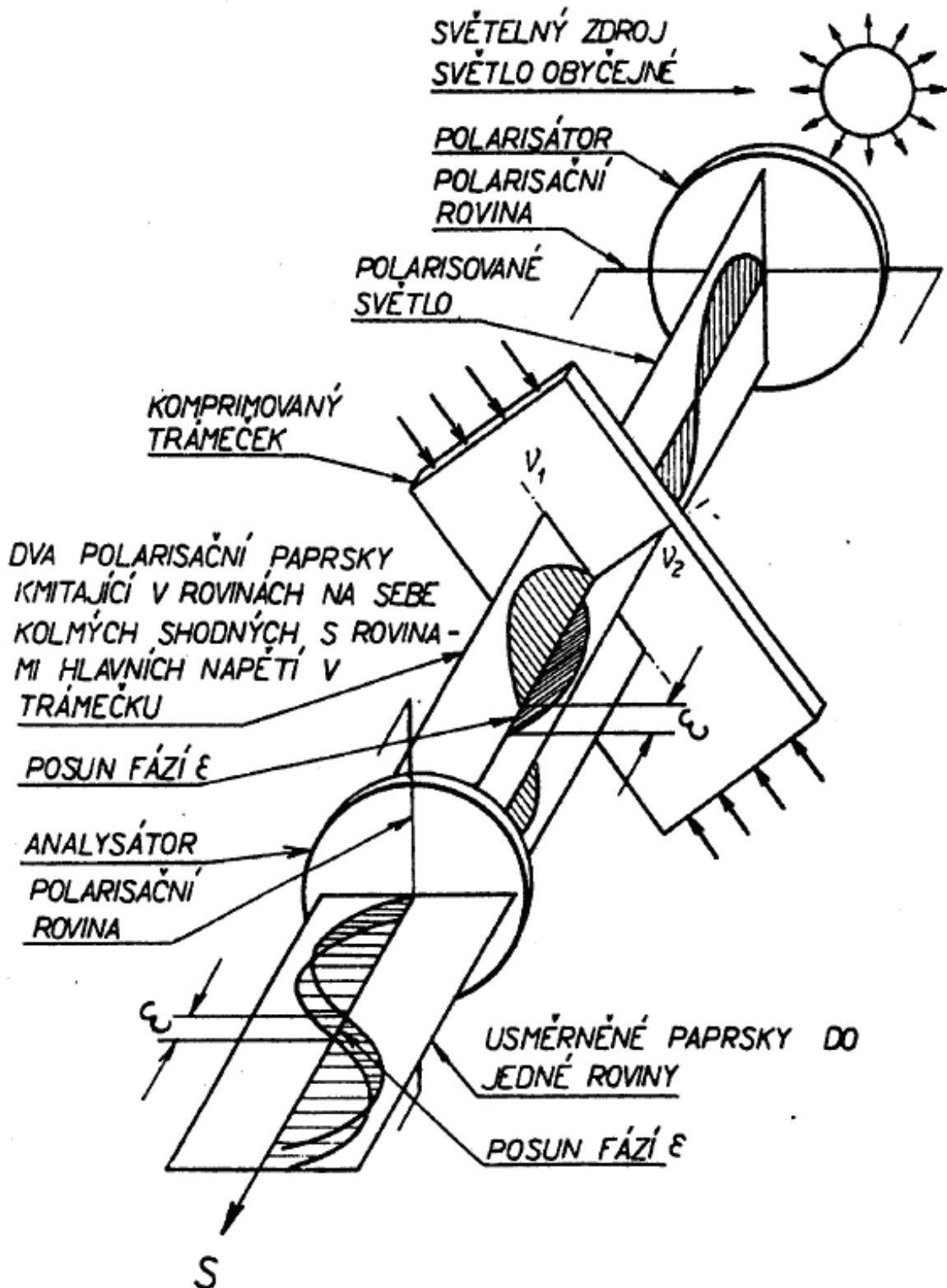
To znamená, že tmavá místa vzniknou v bodech, kde fázový posun dvou paprsků za modelem bude roven celému násobku vlnové délky použitého světla.

Zvláštní případ nastane pro $m = 0$, tj. kdy se oba paprsky vůči sobě fázově neposunou. Z rovnice (2.9) je zřejmé, že k tomu dojde, když:

$$(\sigma_1 - \sigma_2) = 0 \quad \text{což znamená, že: } \sigma_1 = \sigma_2 \quad (2.17)$$

V místech, kde jsou hlavní napětí stejně velká, vzniknou tedy tmavé body, linie nebo plochy a tato místa se nazývají singulární. Mohrova kružnice pro napětí se zde redukuje v bod. Z rovnice (2.6) je taky zřejmé, že vznik a poloha singulárních míst není závislá na vlnové délce použitého světla ani na druhu světla (bílé či monochromatické). Z rovnice (2.14) pak vyplývá, že poloha singulárních míst nezávisí ani na natočení zkřížených polarizačních filtrů.





Obrázek 3 Průchod světla polariskopem s přímkově polarizovaným světlem

2.4 Čáry izochromatické

Nulová intenzita světla za analyzátozem v případě platnosti rovnice (2.16) může nastat i pro případ, že $m \neq 0$. V tomto případě jsou dva paprsky za modelem a analyzátozem navzájem fázově posunuty o celé násobky vlnové délky. Z rovnice (2.7) a (2.16) potom plyne závislost:



$$(\sigma_1 - \sigma_2) = \frac{\lambda}{tC} m = konst. \neq 0 \quad (2.18)$$

Při použití monochromatického světla vzniknou tedy tmavé čáry v místech s konstantním rozdílem hlavních napětí. Podle velikosti hodnoty m budou paprsky za modelem a analyzátozem posunuty o celé násobky vlnových délek a odpovídajícím tmavým čarám budou příslušet i celé násobky rozdílu hlavních napětí. Takto vzniklé čáry se nazývají čáry izochromatické a jsou jim přiřazeny odpovídající řády – pro $m = 1$ jsou paprsky za modelem posunuty o jednu vlnovou délku použitého světla a tmavým bodům této izochromaty prvního řádu odpovídá určitý rozdíl hlavních napětí $\Delta\sigma$. Bodům izochromaty druhého řádu odpovídá dvojnásobný rozdíl hlavních napětí a izochromata vznikne v místech, kde fázový posun obou paprsků za modelem odpovídá dvojnásobné vlnové délce použitého světla.

Použitím bílého světla nastane v místech, splňujících podmínky dle rovnice (2.18) tzv. relativní zatmění. Za analyzátozem se objeví soustava izochromat v duhových barvách. V místech, kde v závislosti na vlnové délce dle rovnice (2.18) by mělo světlo odpovídající barvy pohasnout, se objeví světlo zbarveno komplementárně. Název izochromatické čáry vznikl na základě toho, že se jedná o čáry stejnobarevné.

Izochromaty

Izochromaty tedy spojují geometrická místa bodů, ve kterých je rozdíl hlavních napětí konstantní.

Podobně jako poloha singulárních bodů, linií a ploch se ani poloha izochromat při natáčení zkřížených polarizačních filtrů nemění.



Audio 2.3 Izochromaty



2.5 Čáry izostatické

Z definice izoklin je zřejmé, že udávají důležitou informaci o směrech hlavních napětí v zatíženém modelu. Pro získání názorné představy o těchto směrech v modelu anebo vyšetřované součásti je účelné určit tzv. čáry izostatické.

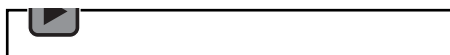
Izostaty

Izostaty jsou křivky, k nimž tečna v daném bodě určuje směr hlavního napětí v tomto bodě. Smyková napětí jsou podél těchto čar nulová.

Průběh izostatických čar se zjišťuje grafickou konstrukcí z obrazu izoklin a praktický postup jejich určení bude ukázán dále.



Audio 2.4 Izostaty



2.6 Polariskop s kruhově polarizovaným světlem

V zorném poli polariskopu s přímkově polarizovaným světlem získáme současně obraz izoklinných a izochromatických čar, případně singulárních bodů, linií a ploch. Protože izoklinné a izochromatické čáry se vzájemně překrývají a jejich rozlišení zvláště v monochromatickém světle je obtížné, používají se při fotoelasticimetrických měřeních také



polariskopy s kruhově polarizovaným světlem. V zorném poli těchto polariskopů se neobjeví čáry izoklinné a obraz izochromat tak není jimi rušen.

Schéma polariskopu s kruhově polarizovaným světlem je znázorněno na obr. 4. Oproti polariskopu s přímkově polarizovaným světlem se liší v tom, že mezi polarizátorem a modelem a mezi modelem a analyzátozem se nacházejí dvě čtvrtvlnové desky. Jsou to desky z dvojlomného materiálu, které rozkládají vektor přímkově polarizovaného světla na dvě složky s fázovým posuvem o čtvrtinu vlnové délky použitého světla. Je tedy zřejmé, že každý druh monochromatického světla potřebuje speciální čtvrtvlnové desky v závislosti na jeho vlnové délce. Paprsek ze světelného zdroje je po průchodu polarizátorem přímkově polarizován. Průchodem čtvrtvlnovou deskou, jejíž polarizační rovina je natočena vůči polarizační rovině polarizátoru o 45° , se paprsek rozloží na dva, které mají stejnou amplitudu, což plyne z rovnice (2.10), a budou fázově posunuty o čtvrtinu vlnové délky. Koncový bod vektoru výsledného světelného paprsku se pohybuje po šroubovici, tudíž vzniká kruhově polarizované světlo. Zatíženým modelem projdou dva paprsky, kmitající v rovinách totožných se směry hlavních napětí a s fázovým posunem $\frac{\pi}{2} + \varepsilon$. Při dopadu na druhou čtvrtvlnovou desku, jejíž polarizační rovina je otočena o 90° vůči první čtvrtvlnové desce, mají prošlé paprsky fázový posun $\frac{\pi}{2} + \varepsilon - \frac{\pi}{2} = \varepsilon$. Za analyzátozem budou světelné paprsky kmitat v jedné rovině s fázovým posuvem ε .

Analyzátor může mít svou polarizační rovinu buďto kolmou na polarizační rovinu polarizátoru anebo s ní rovnoběžnou. V prvním případě se jedná o kruhovou polarizaci základní, ve druhém pak o kruhovou polarizaci doplňující neboli komplementární.

Vektorovými součty procházejících paprsků s uvážením jejich fázového posunu můžeme podobně jako u polariskopu s přímkově polarizovaným světlem odvodit výrazy pro intenzitu prošlého světla. Pro základní uspořádání platí:

$$I = \sin^2 \frac{\varepsilon}{2} \quad (2.18)$$

Z rovnice je vidět, že intenzita prošlého světla není závislá na úhlu α mezi polarizační rovinou polarizátoru a směrem hlavních napětí a že tudíž nemohou vzniknout čáry izoklinné. V zorném poli polariskopu se objeví pouze čáry izochromatické celých řádů, případně singulární body, čáry příp. plochy. Zorné pole polariskopu je tmavé.

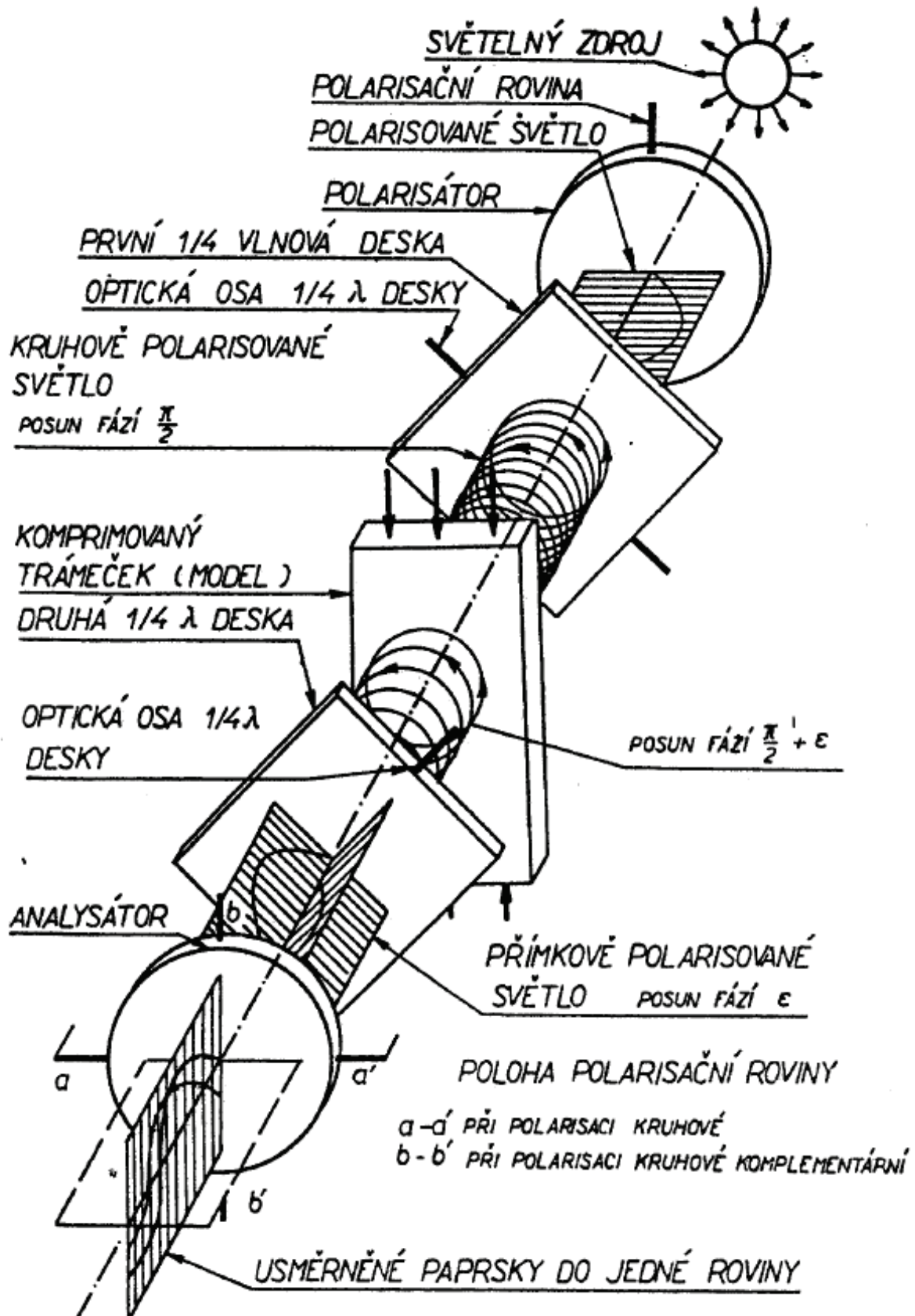
Pro kruhovou polarizaci doplňující platí pro intenzitu světla za analyzátozem vztah:

$$I = 1 - \sin^2 \frac{\varepsilon}{2} = \cos^2 \frac{\varepsilon}{2} \quad (2.19)$$

Rovněž zde nevzniknou čáry izoklinné, vzniknou pouze čáry izochromatické polovičních řádů. Okolí modelu je světlé.

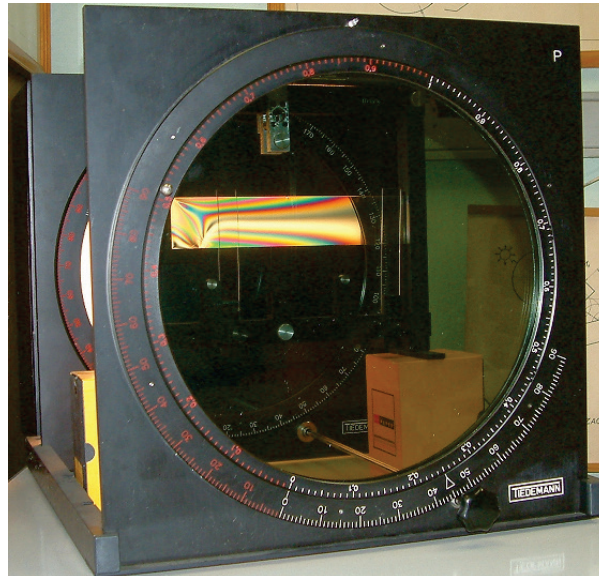
Při současném otáčení polarizačních filtrů i čtvrtvlnových desek se u obou druhů kruhové polarizace obraz v zorném poli polariskopu nemění.





Obrázek 4 Průchod světla polariskopem s kruhově polarizovaným světlem





Obrázek 5 Model polariskopu

2.7 Určení konstanty optické citlivosti modelových materiálů

Přepočítání mezi optickými a mechanickými veličinami lze provést pomocí konstanty optické citlivosti materiálu k , pro kterou platí z rovnice (2.7) vztah:

$$k = \frac{t}{m}(\sigma_1 - \sigma_2) \quad (2.20)$$

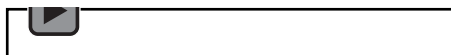
Dokážeme-li v určitém bodě zatíženého modelu teoreticky stanovit rozdíl hlavních napětí $(\sigma_1 - \sigma_2)$ a změříme-li v tomto místě velikost relativního dvojlomu, tj. řádu izochromatických čar m , pak pro známou tloušťku modelu t můžeme konstantu optické citlivosti k ze vztahu (2.20) určit.

Prakticky se pro určení konstanty optické citlivosti modelových materiálů používají tři postupy:

- tahovou epruvetou
- ohybem nosníku
- stlačovaným kruhovým diskem.



Audio 2.5 Určení konstanty optické citlivosti modelových materiálů

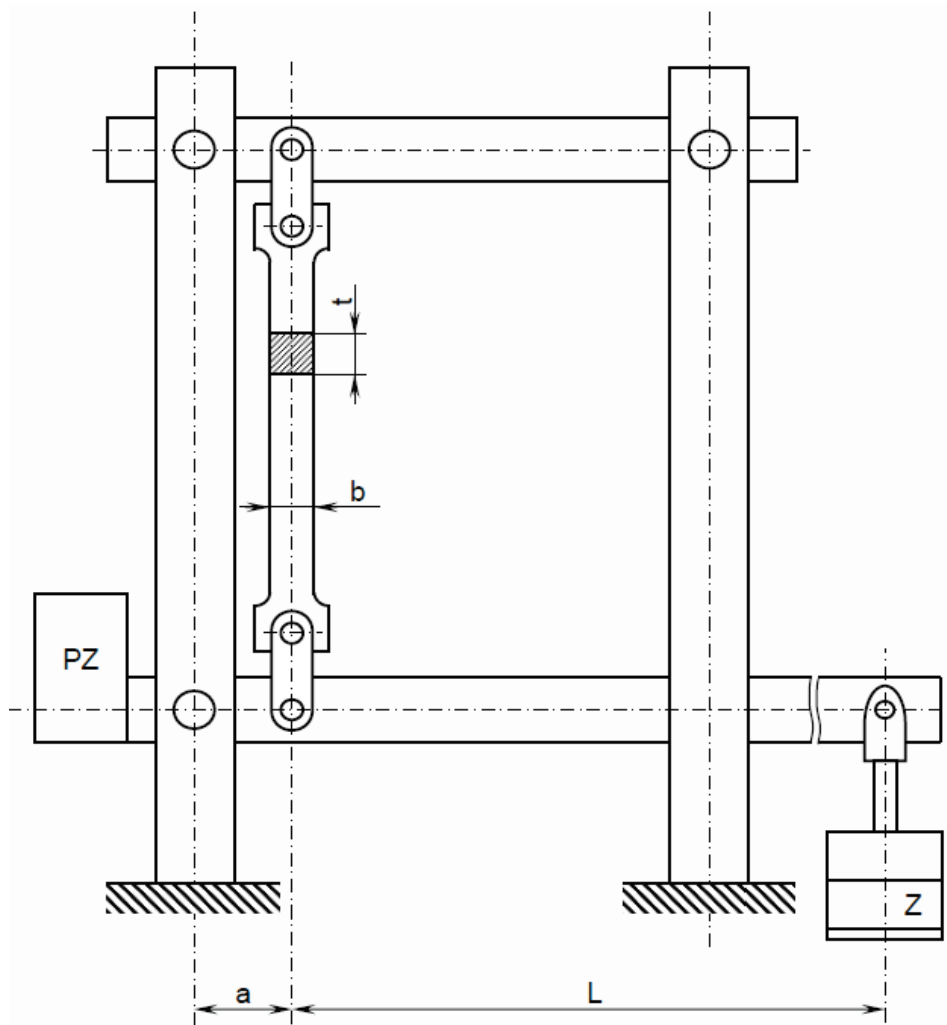


2.8 Stanovení konstanty optické citlivosti tahovou epruvetou

Při tomto způsobu zjišťování konstanty optické citlivosti se z modelového materiálu vyrobí zkušební vzorek, který je zatěžován prostým tahem ve zkušebním přípravku dle obr. 6. Měří se zatěžující síly F , při kterých se v rovnoměrně tažené části zkušební epruvety objeví izochromatické čáry celých, případně polovičních řádů. Pro velikost hlavních napětí platí vztahy:



$$\sigma_1 = \frac{F}{bt} ; \sigma_2 = 0 \quad (2.21)$$



Obrázek 6 Uspořádání zkoušky pro stanovení konstanty optické citlivosti tahovou epruvetou

Konstantu optické citlivosti pak určíme ze vztahu:

$$k = \frac{t}{m}(\sigma_1 - \sigma_2) = \frac{t}{m} \frac{F}{bt} = \frac{F}{bm} \quad (2.22)$$

2.9 Stanovení konstanty optické citlivosti ohybem nosníku

Princip určení konstanty optické citlivosti tímto způsobem je zřejmý z obr. 7. V úseku mezi podporami vznikne čistý ohyb a pro velikost ohybového napětí v krajním horním vlákne platí vztah:

$$\sigma_o = \frac{M_o}{W_o} = \frac{6Fa}{th^2} \quad (2.23)$$



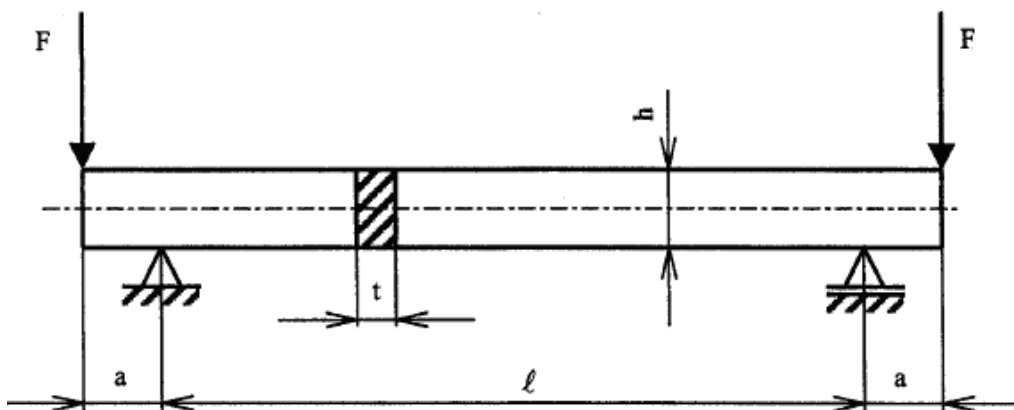
Protože v bodech krajního vlákna tohoto úseku vzniká jednoosá napjatost, jsou hlavní napětí dána vztahy:

$$\sigma_1 = \sigma_o = \frac{6Fa}{th^2} ; \sigma_2 = 0 \quad (2.24)$$

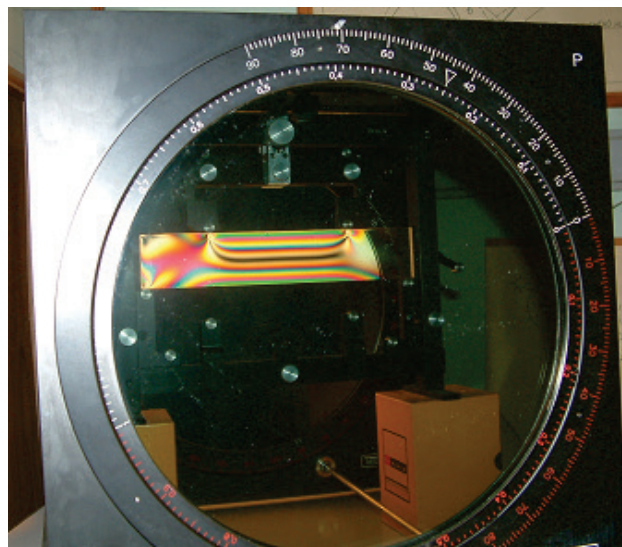
Pro konstantu optické citlivosti pak platí vztah:

$$k = \frac{t}{m}(\sigma_1 - \sigma_2) = \frac{t}{m} \frac{6Fa}{th^2} = \frac{6Fa}{mh^2} \quad (2.25)$$

Při praktickém měření postupujeme tak, že zjišťujeme hodnoty zatěžujících sil, kdy izochromaty celých řádů, které mají tvar rovnoběžných čar s neutrální osou, se postupně přesunou do polohy krajních vláken nosníku.



Obrázek 7 Princip stanovení konstanty optické citlivosti ohybem nosníku



Obrázek 8 Stanovení konstanty optické citlivosti ohybem nosníku

2.10 Stanovení konstanty optické citlivosti stlačovaným kruhovým diskem

Na obr. 9 je uveden způsob zatížení zkušební vzorku, kterým je vysoustružený kruhový disk z opticky citlivého materiálu. Z teoretického řešení jsou známy vztahy pro velikost hlavních napětí uprostřed disku v bodě S. Hlavní napětí jsou dána vztahy:

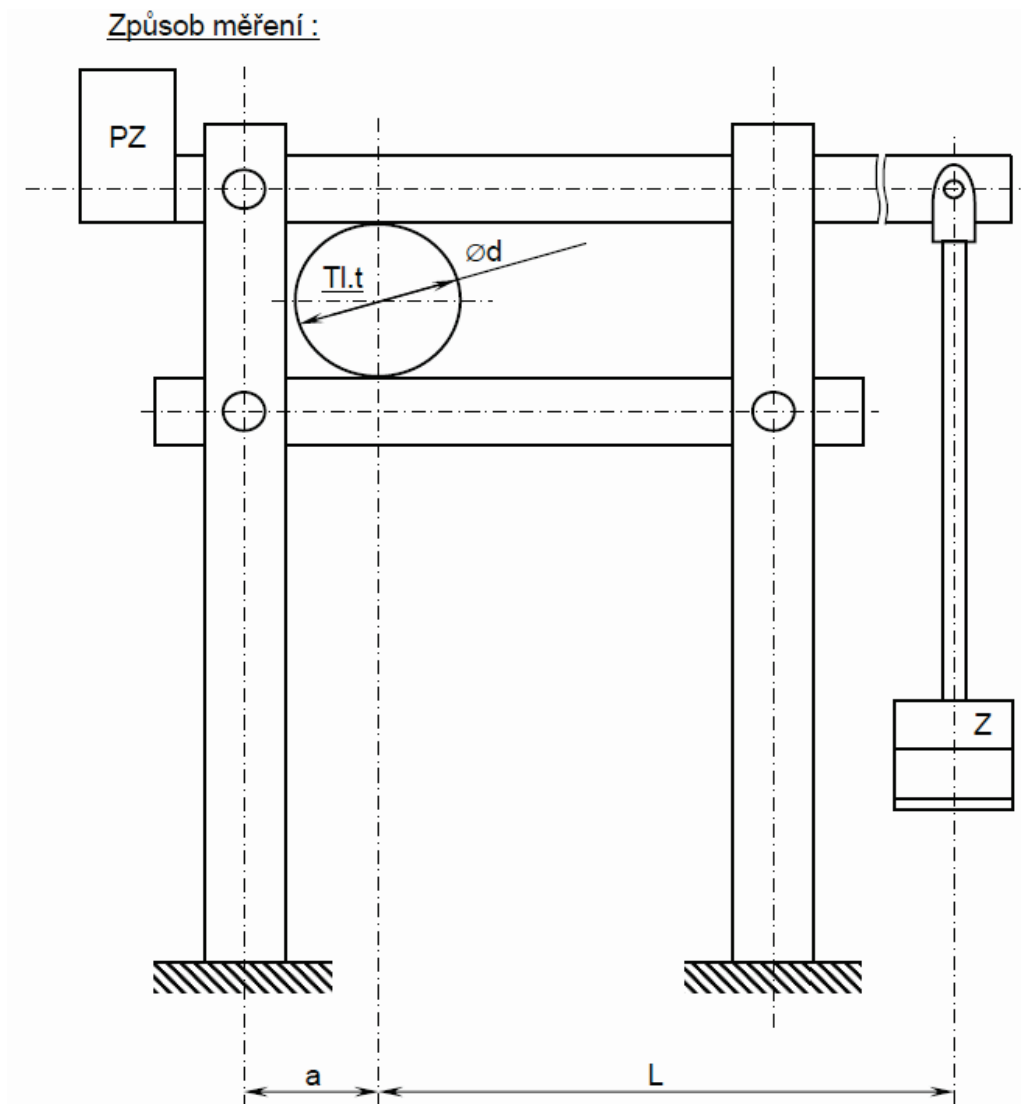


$$\sigma_1 = \frac{2F}{\pi dt} ; \sigma_2 = -\frac{6F}{\pi dt} \quad (2.26)$$

Po dosazení do rovnice (2.20) potom bude:

$$k = \frac{t}{m} \left(\frac{2F}{\pi dt} + \frac{6F}{\pi dt} \right) = \frac{8F}{\pi dm} \quad (2.27)$$

Konstanty optické citlivosti stanovíme z této rovnice pro změřené hodnoty zatěžujících sil, kdy se při postupném zatěžování objevily v bodě S izochromatické čáry celých, případně polovičních řádů.



Obrázek 9 Princip stanovení konstanty optické citlivosti stlačovaným kruhovým diskem

Z odvozených konečných výrazů pro konstantu optické citlivosti dle všech tří způsobů určení je vidět, že se v nich nevyskytuje tloušťka t použitého modelu, není tudíž tato konstanta závislá na tloušťce modelového materiálu.



3. POUŽITÁ LITERATURA

- Macura, P.: Experimentální metody v pružnosti a plasticitě, Skripta VŠB – TU Ostrava, 2001, 107s
- Macura, P.: Sbíрка úloh z experimentální pružnosti, Skripta VŠB – TU Ostrava, 2008, 96s
- Milbauer, M., Perla, M.: Fotoelasticimetrické přístroje a měřicí metody. Praha, ČSAV, 1959, 471s
- Milbauer, M., Perla, M.: Fotoelasticimetrie a příklady jejího použití. Praha, ČSAV, 1961, 504s
- Milbauer, M.: Fotoelasticimetrie a její použití v praxi. Praha, NČA, 1953, 134s
- Frocht, M. M.: Photoelasticity I, II, John Willey & Sons, New York, 1941
- Macura, P., Fojtik, F.: Experimentální a analytické řešení tenzorového napětového pole vetknutého nosníku, Jemná mechanika a optika, Olomouc, 2012, 8s
- Macura, P., Fojtik, F.: The Application of Photostress Method for Experimental Stress Analysis of Plate Transducer, konference EAN2011, Znojmo, 2011
- Trebuňa, F., Šimčák, F.: Odolnosť prvkov mechanických sústav, TU Košice, 2004, 980s
- Trebuňa F., Princípy, postupy, přístroje v metóde Photostress TU Košice, 2006
- Trebuňa, F., Šimčák, F.: Príručka experimentálnej mechaniky, TU Košice, 2007, 1536s
- Milbauer, M., Perla, M.: Fotoelasticimetrie a příklady jejího použití. Nakladatelství Československé akademie věd, Praha, 1961, 506s
- Plechata R.: Příspěvek k fotoelasticimetrické separaci hlavních napětí v prostorových problémech, 1954, 29s

Internet

Srovnávací analýza napětí součástí s vruby pomocí fotoelasticimetrie a MKP

Diplomová práce - autor Bc. Jiří Bittner

http://dl.uk.fme.vutbr.cz/zobraz_soubor.php?id=726

