

## Měření základních materiálových charakteristik propustnosti řetězového filtru

*Mgr. Radek Melich*

Při pozorování Slunce pomocí dvojlomných filtrů se většinou používá filtrů pevně naladěných na určitou "zajímavou" spektrální vlnovou délku. Nová úloha, která řeší laditelnost těchto filtrů pomocí změny teploty, však naráží na problémy nedostatečně přesných disperzních závislostí, pomocí kterých je možno propustnost pro danou vlnovou délku a danou teplotu vypočítat. Při návrhu filtru, kde pološířka propouštěného maxima dosahuje extrémně malých hodnot, např. 0,05 nm, je zásadní dostatečně přesné určení disperze dvojlomu. Článek se zabývá technikou získání potřebných závislostí, matematickým zpracováním vhodným pro propustnost Šolcova filtru a následným porovnáním dat získaných experimentem s daty získanými výpočtem.

### Measurement of the Basic Material Characteristics for Transmission of Chain Filter

Observing the Sun with birefringent filters is done mainly with filters tuned constantly on some 'interesting' spectral wavelength. However, a new problem that solves tuning of these filters by a temperature change, meets a problem of an insufficient accuracy of dispersion dependences which are used for calculation of transmission at the exact wavelength and the exact temperature. Designing a filter that reaches an extreme small value in its FWHM (e.g. 0.05 nm) it is then very important to determine birefringent dependency with a sufficient accuracy. The paper shows the technique of getting such dependencies, then it mentions a mathematical process suitable for getting the transmission of Solc filter and finally it compares data got from an experiment with computed data.

#### 1. Úvod

Až doposud se při pozorování Slunce pomocí úzkopásmových dvojlomných řetězových filtrů Šolcova typu v daných spektrálních čarách používalo filtrů, které byly konstruovány výhradně pro jednu požadovanou vlnovou délku. Byly vyrobeny filtry například pro spektrální čáru vodíku H $\alpha$ , K-čáru vápníku, čáru helia nebo pro kyanové čáry s pološířkami v řádech setin nanometrů, které nacházejí své uplatnění hlavně v astronomii a které pracují spolehlivě už desítky let [1]. Z konstrukčního hlediska je pro správný návrh filtru důležité znát s dostatečnou přesností disperzní relaci dvojlomu dvojlomného materiálu, z které je filtr vyroben (např. vápenec, křemen), a její tepelnou závislost -  $D(\lambda, t)$ . Vztahy, které udávají tyto závislosti je možno najít např. v [2,3,4]. Nedostatečná přesnost znalosti tohoto vztahu ukazuje při testování filtru, který je navržen pro jednu určitou spektrální čáru, fakt, že

dochází k rozdílu mezi skutečnou vlnovou délkou, kterou filtr propouští a mezi požadovanou vlnovou délkou. Velikost tohoto rozdílu činí přibližně  $\pm 0.5\%$ . Avšak díky tepelné závislosti dvojlomu, která vede k posunu propouštěného maxima filtru přibližně o -0,05 nm na 1°C, je možné filtr teplotně doladit. Na dané teplotě pak filtr propouští požadovanou vlnovou délku.

Pokud bychom požadovali zkonstruovat filtr, který by byl univerzální, tzn. že by byl navržen tak, aby propouštěl více zajímavých spektrálních čar, dostáváme se před problém, jak určit správnou tloušťku jednotlivých destiček tak, aby maxima, které filtr propouští (viz. obrázek 2), padla alespoň do blízkosti požadovaných zajímavých spektrálních čar. Při této situaci, by totiž bylo možné, doladit příslušná maxima propouštěná filtrem na zajímavé spektrální čáry pomocí teploty. Mezi návrhem prototypu laditelného filtru a výsledky získanými jeho měření dochází k nesouladu, který je zapříčiněn právě v nedostatečně přesné znalosti disperzní relace dvojlomu. Tato práce si klade za cíl zpřesnění požadované relace.

#### 2. Použité metody

Šolcův filtr je optický systém, který se skládá z několika stejně silných dvojlomných destiček, které nejsou navzájem odděleny polarizátory (na rozdíl od Lyotova filtru) a jejichž dráhové zpoždění se periodicky opakuje. U použité varianty filtru je každá z destiček potočena o azimutální úhel  $\rho$ , přičemž znaménko tohoto úhlu se periodicky mění z plus na mínus. Součet absolutních hodnot těchto azimutálních úhlů musí být roven 45° [5]. Před dvojlomnými destičkami a za nimi jsou uloženy polarizátory, které zajišťují splnění Fresnel – Aragoových podmínek pro interferenci polarizovaného světla. Z nepolarizovaného světla, které projde prvním polarizátorem, se stává lineárně polarizované světlo, které dále prochází soustavou dvojlomných destiček. V těchto destičkách dochází k fázovým změnám jednotlivých polarizačních složek světla. Po těchto destičkách následuje druhý polarizátor, který uvede jednotlivé složky světla do stejného kmitoměru tak, aby spolu mohly interferovat. Fyzikálním principem Šolcova filtru je tedy interference polarizovaného světla [6,7].

##### 2.1. Získání propustnosti filtru v závislosti na vlnové délce $T(\lambda)$

Pro získání křivky propustnosti Šolcova filtru v závislosti na vlnové délce se používá Jonesova maticového popisu [8]. Monochromatická rovinná vlna o frekvenci  $\nu$  postupující ve směru osy  $z$  je plně popsána komplexními obálkami  $A_x = a_x \exp(i\varphi_x)$   $x$ -ové a  $A_y = a_y \exp(i\varphi_y)$   $y$ -ové složky elektrické intenzity. Tyto komplexní veličiny se zapisují v Jonesově zápisu ve tvaru sloupcové matice

$$J = \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix}, \quad 1.$$

kteřá je známá jako Jonesův vektor. Pomocí tohoto vektoru můžeme získat intenzitu  $I$  uvažované vlny jako

$$I = JJ^*, \quad 2.$$

kde  $J^*$  značí komplexně sdruženou vlnu k  $J$ .

Pro popis polarizačních zařízení, která při průchodu rovinné vlny zachovávají vlnu rovinnou, ale mění její polarizaci, se používá matic  $2 \times 2$ . Takovým zařízením může být, jako v našem případě, například fázová destička, do které na jedné straně vstupuje vlna s komplexními obálkami  $A_{1x}$  a  $A_{1y}$  a na druhé straně vystupuje vlna s komplexními obálkami  $A_{2x}$  a  $A_{2y}$ . Uvnitř zařízení dochází k superpozici vln, kterou můžeme vyjádřit pomocí vah jednotlivých členů jako

$$\begin{aligned} A_{2x} &= T_{11}A_{1x} + T_{21}A_{1y} \\ A_{2y} &= T_{21}A_{1x} + T_{22}A_{1y} \end{aligned} \quad 3.$$

kde index 1 značí vlnu vstupující do soustavy a index 2 vlnu z ní vystupující. Členy  $T_{11}$ ,  $T_{12}$ ,  $T_{21}$  a  $T_{22}$  nám poté charakterizují příslušné zařízení. Po přepsání vztahů do maticového tvaru můžeme vztah 3 psát v kompaktním tvaru

$$J_2 = TJ_1. \quad 4.$$

Matic  $T$ , tzv. Jonesova matice, popisuje optické zařízení a vektory  $J_1$  a  $J_2$  popisují vstupní a výstupní vlnu. Pokud uvažujeme několik takovýchto optických zařízení ( $T_1$ ,  $T_2$ , ...,  $T_N$ ) řazených za sebou ve směru šíření postupující vlny  $J_1$ , poté pro výstupní vlnu  $J_2$  platí

$$J_2 = T_N T_{N-1} \dots T_1 J_1. \quad 5.$$

Tabulka 1: Jonesovy matice polarizačních zařízení.

optické zařízení	Jonesova matice $\mathbf{J}$
polarizátor ve směru $x$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$
polarizátor ve směru $y$	$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
fázová destička s rychlou osou ve směru osy $x$ a fázovým zpožděním $\Gamma$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\Gamma} \end{bmatrix}$
rotace souřadnic o úhel $\rho$	$\begin{bmatrix} \cos \rho & \sin \rho \\ -\sin \rho & \cos \rho \end{bmatrix}$

Charakteristiku propustnosti Šolcova filtru v závislosti na vlnové délce je tedy možno získat pomocí vzorce

$$I = J_2 J_2^*,$$

$$J_2 = T_{py} \sum_{i=1}^N (T_i) T_{fd} T_{px}, \quad 6.$$

$$T_i = R(-\rho_i) T_{fd} R(-\rho_i),$$

kde  $T_{py}$  je Jonesova matice polarizátoru ve směru osy  $y$  (viz. tabulka 1),  $T_{px}$  je Jonesova matice polarizátoru ve směru osy  $x$ ,  $R(\rho_i)$  je matice rotace o úhel  $\rho_i$  a  $N$  je počet destiček ve filtru.

## 2.2. Návrh filtru

Návrh filtru, který by pracoval na požadované vlnové délce  $\lambda$ , je vytvářen pomocí vzorce

$$d \cdot D(\lambda, t) = k \cdot \lambda, \quad 7.$$

kde  $d$  je tloušťka destičky použité ve filtru,  $D(\lambda, t)$  je dvojlom materiálu destičky závislý na vlnové délce a teplotě a  $k$  je řád destičky (0.5, 1.5, 2.5, ...) [6]. Šolc pomocí vzorce (7.) s výhodou zavedl tzv. jednotkovou tloušťku  $M$

$$M(\lambda, t) = \frac{\lambda}{D(\lambda, t)}. \quad 8.$$

Je zřejmé, že  $M$  má rozměr délky. Fyzikálně tedy hodnota  $M$  znamená tloušťku dvojlomné destičky vybroušené rovnoběžně s optickou osou krystalu, při níž je dráhový rozdíl ordinární a extraordinární vlny roven právě  $\lambda$ . Filtr tedy bude propouštět požadovanou vlnovou délku právě tehdy pokud tloušťka jeho destiček bude splňovat podmínku

$$d = k \cdot M(\lambda, t), \quad 9.$$

kde  $k = 0.5, 1.5, 2.5, \dots$

Dále pro volbu tloušťky  $d$  jednotlivých destiček filtru platí úměra, kdy čím silnější jsou destičky filtru, tím jsou maxima kanálového spektra dále od sebe. Pološířka maxima je naopak dána celkovou délkou filtru  $\Sigma d$  [6].

Pokud je navrhován Šolcův filtr pro více zajímavých spektrálních čar, například pro  $H_\alpha$  a  $K$  čáru vápníku, postupuje se následovně. Zvoleným vlnovým délkám odpovídají určité hodnoty jednotkové tloušťky

$$\begin{aligned} \lambda_1(H_\alpha) \dots M_1 \\ \lambda_2(K) \dots M_2 \\ M_1 > M_2 \end{aligned} \quad 10.$$

Protože hledám jednu konkrétní tloušťku destiček, které budou propouštět obě vlnové délky, platí dále

$$d = k_1 \cdot M_1$$

$$d = k_2 \cdot M_2 ,$$

$$k_2 > k_1$$

čili

$$k_1 \cdot M_1 = k_2 \cdot M_2 .$$

Nyní budu hledat takové celé číslo  $C$ , pro které platí

$$k_2 = k_1 + C .$$

Dosazením vztahu 13. do rovnice 12. dostávám

$$k_1 \cdot M_1 = k_1 \cdot M_2 + C \cdot M_2$$

$$k_1 \cdot \frac{M_1}{M_2} = k_1 + C$$

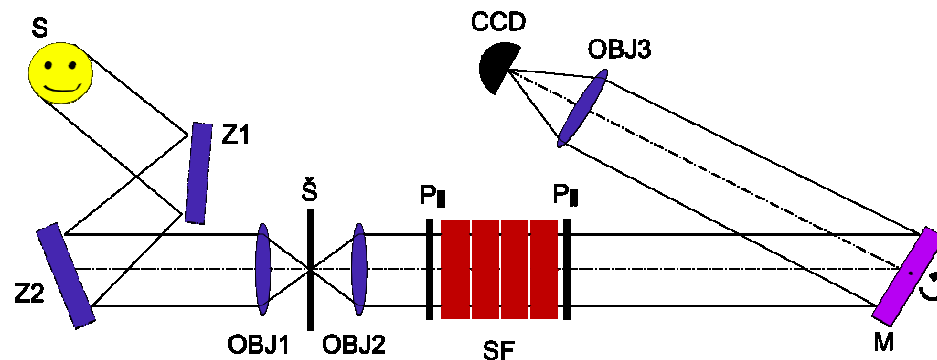
$$C = k_1 \left( \frac{M_1}{M_2} - 1 \right)$$

Pokud nyní zvolím takový řád  $k_1$ , že se číslo  $C$  bude co nejvíce blížit celému číslu, dosáhnou toho, že najdu takovou tloušťku destiček, pro kterou vlnová délka  $\lambda_2$  padne blízko maxima propouštěného filtrem. Pro číslo  $C$  celé bude právě v tomto maximu a filtr bude propouštět obě požadované vlnové délky.

Z tohoto příkladu je vidět, že znalost dostatečně přesné disperzní charakteristiky jednotkové tloušťky  $M(\lambda)$  je pro návrh laditelného Šolcova filtru klíčová. Pokud totiž neznáme tuto charakteristiku s dostatečnou přesností může se stát, že zvolíme takovou tloušťku destiček, pro kterou už nebudeme schopni filtr tepelně doladit na vlnovou délku, pro kterou byl filtr původně navrhován.

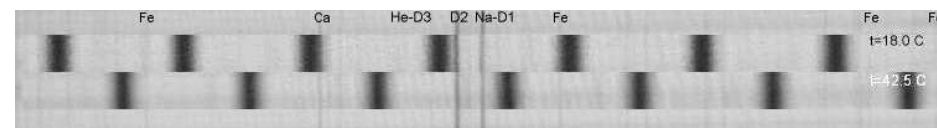
### 2.3. Měření filtru a kalibrace naměřených spekter vlnovou délkou

K proměrování vlastností filtru bylo použito optické sestavy schématicky znázorněné na obrázku 1. Slunce S je pomocí zrcadel celostatu Z1 a Z2 a objektivu OBJ1 zobrazováno na šterbinu Š. Objektiv OBJ2 má za úkol vytvořit opět kolimovaný svazek, který je nutný pro správnou funkci Šolcova filtru. Ten se skládá z křemenných destiček SF a v tomto případě dvou vzájemně rovnoběžně uložených polarizátorů P. Mřížka M má za úkol rozložit bílé světlo do spektra, které je poté zobrazeno objektivem OBJ3 na CCD kameru.



Obrázek 1: Schématické znázornění optické sestavy použité k získání Slunečních spekter ze Slunce S. Sestava se skládá ze zrcadel celostatu Z1 a Z2, z objektivu OBJ1, který fokusuje světelný svazek na šterbinu Š. Dále z objektivu OBJ2, který vytváří kolimovaný svazek nutný pro průchod Šolcovým filtrem SF. Před a za filtrem jsou rovnoběžně uloženy polarizátory P. M značí optickou mřížku (1200 vrypů/mm) a objektiv OBJ3 zobrazuje získané spektrum na CCD kameru.

Nejprve je zaznamenáno spektrum bez Šolcova filtru v optickém svazku, poté s ním. Získané obrazy jsou následně přeloženy přes sebe tak, aby na sebe Sluneční absorpční čáry navazovaly (viz. obrázek 2). Vložení filtru do optického svazku má totiž za následek potlačení intenzity některých slabších čar a tím se vyloučí jejich využití pro kalibraci spekter. Pomocí překrývání obrazů se tento jev eliminuje.



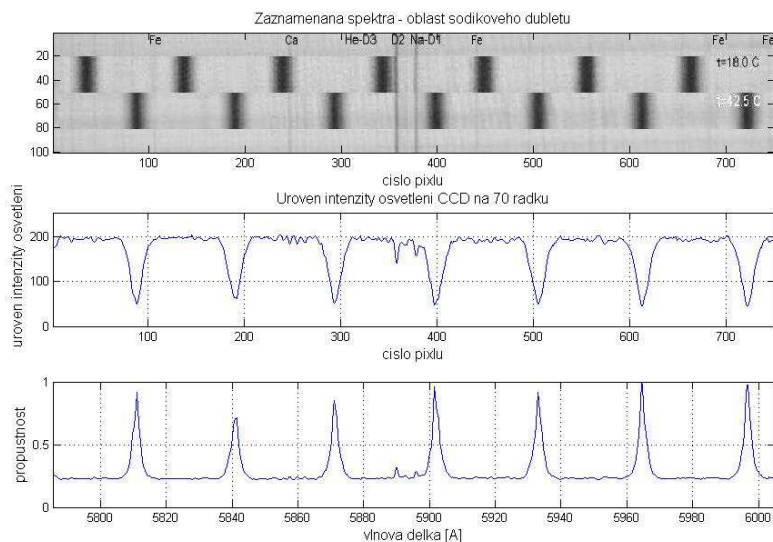
Obrázek 2: Obrazy Slunečního absorpčního spektra v oblasti sodíkového dubletu. První řádek je bez filtru v optickém svazku. Druhý řádek je spektrum se zařazeným filtrem o teplotě 18°C a jsou zde patrné propustí filtru. Třetí řádek je spektrum s filtrem o teplotě 42.5°C opět s patrnými propustmi, které jsou posunuté kvůli tepelné závislosti dvojlomu křemene. Poslední čtvrtý řádek je opět spektrum bez filtru.

Každý snímek má šířku přibližně 200Å. Tímto způsobem byly zaznamenány spektra pro většinu zajímavých vlnových délek a sice od oblasti čáry  $H_{\alpha}$  (6562.808Å) až po čáry vápníku K (3933.682Å) a H (3968.492Å). Z každého takto složeného snímku byly vybrány dvě nejkratější dobře určitelné čáry a z tabulek [9] byly vyčteny jejich vlnové délky  $\lambda_1$  a  $\lambda_2$ . Rozdíl těchto vlnových délek dělen počtem pixelů  $N$  mezi nimi dává velikost jednoho pixelu v jednotkách délky

$$1px \approx \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{N} .$$

Záznam spekter, identifikaci Slunečních absorpčních čar a určení velikosti jednoho pixelu provedli Jan Klimeš, st. a Jan Klimeš, ml. z hvězdárny v Úpici.

Díky znalosti vlnových délek absorpčních čar bylo možné kalibrovat získaná spektra (viz. obrázek 3), čímž je možné získat také polohu propouštěných maxim Šolcova filtru vzhledem k vlnové délce.



Obrázek 3: Kalibrace získaných spekter vlnovou délkou. První obraz ukazuje zaznamenaná spektra. Jsou na něm patrné propusti filtru (černé proužky). Druhý obraz ukazuje úroveň osvětlení na 70 řádku prvního obrazu. Třetí obraz ukazuje okalibrované spektrum.

#### 2.4. Kalibrace kanálového spektra řádem $k$

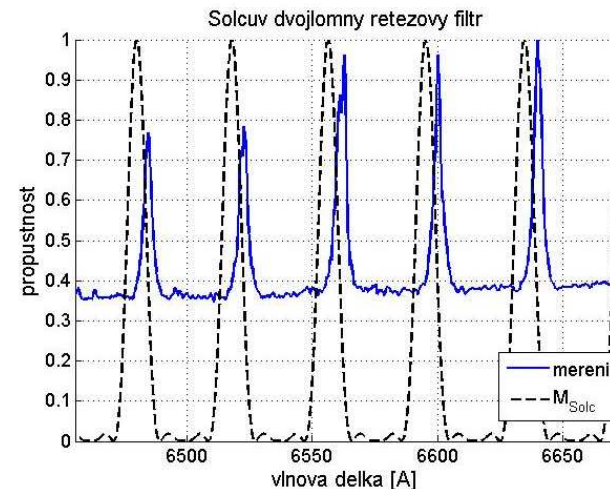
Kanálové spektrum Šolcova filtru je tvořeno periodicky se opakujícími propustmi, které jsou charakterizovány svojí vlnovou délkou a řádem. Při využití vzorce 7.

$$d \cdot D = k \cdot \lambda$$

vidíme, že pro danou tloušťku destičky  $d$  a pro daný dvojlom materiálu  $D$  bude filtr při řádku  $k$  propouštět právě na vlnové délce  $\lambda$ . Problémem u vlnovou délkou kalibrovaného obrázku 3 je, jak správně určit řád propouštěného maxima  $k$ , abychom posléze mohli určit jednotkovou tloušťku

$$M(\lambda) = \frac{d}{k}. \quad 16.$$

V této chvíli využijeme vzorce pro  $M$  vytvořeného Šolcem a publikovaného v [2]. Tento vzorec je natolik přesný, abychom s jeho pomocí mohli získat kalibraci propouštěných maxim řádem  $k$  (viz. obrázek 4). Z obrázku je vidět, že početně získané kanálové spektrum je mírně posunuto směrem ke kratším vlnovým délkám oproti naměřeným hodnotám. Pro kratší vlnové délky je jev opačný; početně získané kanálové spektrum je mírně posunuto směrem k delším vlnovým délkám.



Obrázek 4: Kalibrace měřených propustí Šolcova filtru řádem  $k$ . Šolcův vzorec jednotkové tloušťky  $M(\lambda)$  je natolik přesný, že díky němu můžeme provést kalibraci měřených spekter. Plná křivka ukazuje kanálové spektrum získané měřením a přerušovaná křivka ukazuje kanálové spektrum získané výpočtem za použití Šolcova vzorce pro jednotkovou délku  $M(\lambda)$ .

Z takto získaných dat, tedy vlnové délky propusti  $\lambda$  a řádu propusti  $k$ , můžeme ze vzorce 16 určit  $M_{\text{měřené}}(\lambda)$ .

### 3. Výsledky měření

Pro pozorování na alespoň šesti zajímavých spektrálních čarách byl RNDr. Ivanem Šolcem, CSc. a RNDr. Zbyňkem Melichem navržen 26 destičkový filtr o tloušťce jedné destičky  $d = 11.4000$  mm. Od této tloušťky je ještě potřeba odečíst tzv. Beilbyho vrstvu, což je amorfní vrstva vznikající na leštěném povrchu krystalu [2]. Pro získání dat potřebných pro určení disperzní relace jednotkové tloušťky  $M(\lambda)$  byly využity 4 destičky o stejné tloušťce uložené v tepelně izolované schránce při teplotě  $42.5^\circ\text{C}$  řízené termostatem s přesností na  $0.1^\circ\text{C}$ .

Byly zaznamenány spektra o délkách přibližně  $200 \text{ \AA}$  v oblastech zajímavých spektrálních čar od vlnové délky  $3900 \text{ \AA}$  až  $6700 \text{ \AA}$  a následně určeny velikosti jednotlivých pixelů v délkových jednotkách (viz. tabulka 2 a obrázek 3).

Tabulka 2: Zaznamenané spektrální oblasti.

čára	vlnová délka [ $\text{\AA}$ ]	velikost 1 pixelu [ $\text{\AA}$ ]
CaK	3933.682	0.2981
H $\delta$	4101.748	0.2984
H $\gamma$	4340.475	0.2991
H $\beta$	4861.342	0.2981

Mg2	5172.698	0.2960
Fe	5328.051	0.2956
D2	5889.973	0.2929
H $\alpha$	6562.808	0.2886

Pomocí těchto hodnot byly obrázkům přiřazeny příslušné vlnové délky a mohly tak být získány polohy jednotlivých propustí. Způsobem popsaným v sekci 2.4 byly určeny řády jednotlivých maxim a podle vzorce 16 byly získány hodnoty  $M$  pro příslušné vlnové délky. Výsledky shrnuje tabulka 3. Měřená závislost  $M$  na vlnové délce je vynesena v obrázku 5 a proložena polynomem 15. stupně

$$y = a + bx^1 + cx^2 + dx^3 + ex^4 + fx^5 + gx^6 +$$

$$+ hx^7 + ix^8 + jx^9 + kx^{10} + lx^{11} + mx^{12} +$$

$$+ nx^{13} + ox^{14} + px^{15}$$

$$a = 2.0232945167880762E+07$$

$$b = -4.2410717546476871E+08$$

$$c = 3.9534698559061441E+09$$

$$d = -2.1417992835955055E+10$$

$$e = 7.3575398569537949E+10$$

$$f = -1.6210001944087778E+11$$

$$g = 2.1226874845497870E+11$$

$$h = -1.0691360621970964E+11$$

$$i = -1.0871318169114221E+11$$

$$j = 1.6371732715132364E+11$$

$$k = 4.3161553294153412E+10$$

$$l = -1.7954956396291135E+11$$

$$m = 4.4820243045536146E+09$$

$$n = 2.0328320903504874E+11$$

$$o = -1.7153389155836725E+11$$

$$p = 4.6222194582970963E+10.$$

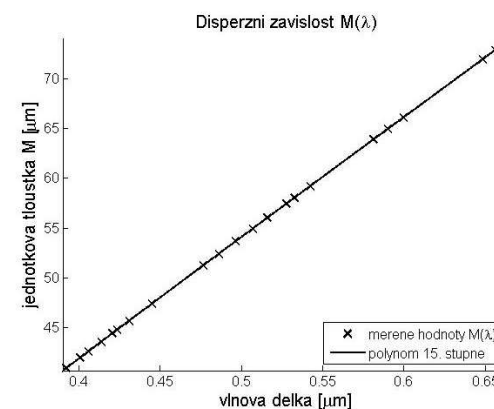
17.

Dosažená shoda křivky polynomu s naměřenými daty vyjádřená v součtu čtverců absolutních chyb je

$$SSQ = 0.000154813625299.$$

Tabulka 3: Řády  $k$  propustí filtru na vlnové délce  $\lambda$  a jim odpovídající jednotková tloušťka  $M$ .

$k$	$M$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]
278.5	40.93214	0.39195
271.5	41.98748	0.40063
267.5	42.61533	0.40572
261.5	43.59312	0.41365
256.5	44.44288	0.42053
254.5	44.79214	0.42335
249.5	45.68978	0.43079
240.5	47.39958	0.44474
222.5	51.23416	0.47630
217.5	52.41195	0.48600
212.5	53.64518	0.49621
207.5	54.93783	0.50691
203.5	56.01769	0.51580
198.5	57.42872	0.52755
196.5	58.01323	0.53235
192.5	59.21870	0.54240
178.5	63.86331	0.58110
175.5	64.95499	0.59015
172.5	66.08464	0.59966
158.5	71.92177	0.64843
156.5	72.84089	0.65611
155.5	73.30932	0.66003
154.5	73.78382	0.66398

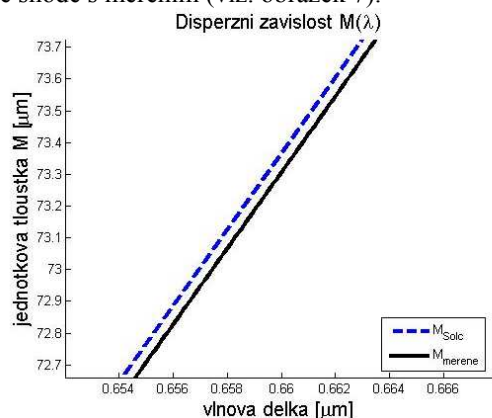


Obrázek 5: Proložení dat (tabulka 3) získaných měření polynomem 15. stupně (rovnice 17).

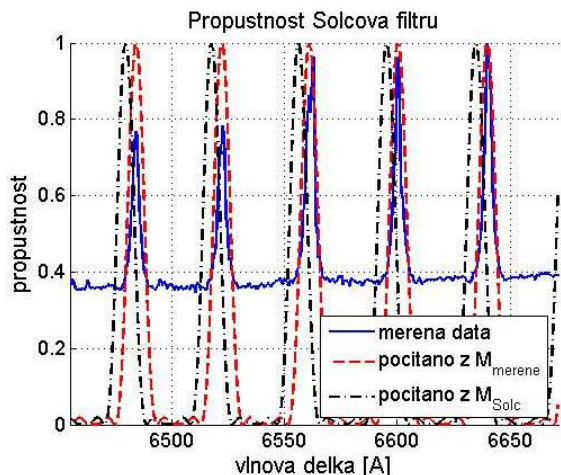
## 4. Diskuze

### 4.1. Porovnání $M(\lambda)_{\text{Šolc}}$ vs. $M(\lambda)_{\text{měřené}}$

Přímé porovnání křivek pro  $M(\lambda)_{\text{Šolc}}$  a  $M(\lambda)_{\text{měřené}}$  je znázorněno na obrázku 6. Rozdíl mezi těmito dvěma křivkami vede k důsledku nepřesného návrhu filtru, jak je možno vidět na obrázku 7, kde polohy propustí navrhované podle  $M(\lambda)_{\text{Šolc}}$  jsou posunuté mírně ke kratším vlnovým délkám. Polohy propustí navrhované podle  $M(\lambda)_{\text{měřené}}$  jsou ve shodě s měřením (viz. obrázek 7).



Obrázek 6: Rozdíl mezi  $M(\lambda)_{\text{Šolc}}$  a  $M(\lambda)_{\text{měřené}}$ , který vede k nepřesnému návrhu filtru.



Obrázek 7: Zpřesnění návrhu filtru. Vypočtené polohy propustí filtru za použití  $M_{\text{měřené}}$  se shodují s naměřenými hodnotami.

Otázkou však zůstává jak „konstantní“ je tato disperzní jednotková tloušťka  $M(\lambda)$  křemene vzhledem k různým nalezištím nebo například vzhledem k syntetickému křemenu. Je možné, že křemen mění svůj dvojlom v závislosti na způsobu, kterým vznikl. Vysoce výkonné úzkopásmové filtry Šolcova typu dávají možnost, jak tuto případnou variaci měřit. Pro každý další výkonný laditelný filtr, který by se zhotovoval z materiálu z jiných nalezišť, by poté napřed muselo dojít k přeměření disperzní závislosti jednotkové tloušťky. Toto také může být odpovědí na fakt, proč se křivky  $M(\lambda)_{\text{Šolc}}$  a  $M(\lambda)_{\text{měřené}}$  neshodují. Šolc ve své práci [2] proměřoval křemen z jiného naleziště vzhledem ke křemenu použitému v této práci.

### 4.2. Zpřesnění měření

Měření prováděné na 4-destičkovém filtru by se dala zpřesnit použitím velkého 26-destičkového filtru. Zvětšila by se tím výkonnost filtru – propouštěná maxima by byla užší a na CCD prvku by šla lépe odečítat poloha těchto maxim.

### 4.3. Měření $M(t)$

Kromě závislosti jednotkové tloušťky na vlnové délce  $M(\lambda)$ , která je důležitá pro samotný návrh filtru, je však nutné získat také tepelnou závislost jednotkové tloušťky  $M(t)$ , pomocí které bude možno filtr definovaně ladit. 4-destičkový filtr byl změřen pouze na 2 teplotách (18°C a 42.5°C), z čehož nelze získat křivku tepelné závislosti jednotkové tloušťky. Je potřeba změřit průběhy  $M(\lambda)$  pro více teplot a tím získat celkovou závislost  $M(\lambda, t)$ . Šolc závislost  $M(t)$  měřil a publikoval v [2]. Její průběh změnil jako mírně nelineární.

## 5. Závěr

Nutnost získání přesnější závislosti dvojlomu křemene pro návrh laditelného vysoce výkonného filtru Šolcova typu vede k přeměrování již stanovených závislostí. V této práci byla změřena disperzní závislost dvojlomu křemene pro teplotu 42.5°C. Změřená data byla proložena křivkou polynomu 15. stupně a následně porovnána s již publikovaným vzorcem [2]. Byly zjištěny mírné odchylky naměřených dat od simulací prováděných se vzorcem z [2]. Nově naměřená křivka se těmito odchylkami nevyznačuje.

Dále je nastíněna potřeba dalšího měření disperzní závislosti dvojlomu křemene především pro různé teploty, čímž by byla získána komplexní závislost nejen na vlnové délce, ale také na teplotě. Právě tepelná závislost dvojlomu křemene bude využívána pro přeladování filtru. Její znalost je proto pro přesné ladění filtru důležitá.

Práce je řešena jako dílčí část úkolu “Podpora projektů cíleného výzkumu AV ČR“, projekt 1SQ100820502.

## **6. Literatura**

- [1] ŠOLC, I a kol.: Dvojlomné krystalové monochromátory jsou stále aktuální, Sborník konference Člověk ve svém pozemském a kosmickém prostředí, Hvězdárna v Úpici, Úpice 1997, s.163-164.
- [2] ŠOLC, I.: Disperzní relace dvojlomu křemene a vápence, Jemná mechanika a optika, 1984/2 s. 43-48.
- [3] GRAY, E.D.: American Institute of Physics Handbook, McGraw-Hill Book Company, New York 1972
- [4] VORONKOVA, E.M.: Optičeskije materiály dlja infrakrasnoj těchniky, Nauka, Moskva 1965
- [5] ŠOLC, I.: Další studie k dvojlomnému filtru, Čs. čas. fyz. 4 (1954) s. 669-674.
- [6] ŠOLC, I.: Laboratorní zpráva, VÚM Turnov, Turnov 1959.
- [7] ŠOLC, I.: Nový typ dvojlomného filtru, Čs. čas. fyz. 3 (1953) s. 366-376.
- [8] SALEH, B.E.A. a TEICH, M.C.: Základy fotoniky, Matfyzpress, Praha 1994.
- [9] [http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main\\_asd](http://physics.nist.gov/cgi-bin/AtData/main_asd): NIST Atomic Spectra Database

Radek Melich, Mgr., Ústav fyziky plazmatu AV ČR, Oddělení optické diagnostiky, Skálova 89, 511 01 Turnov, tel.: 481 322 622, fax: 481 322 622, e-mail: RMelich@centrum.cz