

Matematicko-fyzikálny časopis

Jaromír Hajda

Nová interferenčno-disperzná sústava

Matematicko-fyzikálny časopis, Vol. 11 (1961), No. 2, 113--130

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/126597>

Terms of use:

© Mathematical Institute of the Slovak Academy of Sciences, 1961

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

NOVÁ INTERFERENCEČNO-DISPERZNÁ SÚSTAVA

JAROMÍR HAJDA, Bratislava

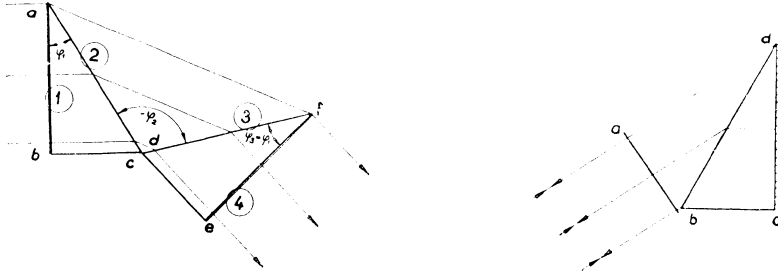
Článok obsahuje návrh novej interferenčno-disperznej sústavy využívajúcej mnohonásobné interferencie svetla. Skúmajú sa optické vlastnosti tejto sústavy, ako aj možnosť jej upotrebenia ako monochromátora alebo optického filtrovacieho zariadenia.

Návrh sústavy

Keď vyjdeme z doteraz známych obmien Fabryho-Perotovho (FP) interferometra a bežne známych vlastností FP interferometra, je na mieste otázka, či je možné využiť mnohonásobnú interferenciu svetla nie ako pri klasickom FP interferometri na vytvorenie uhlového filtra s rotačnou súmernosťou (lebo FP interferometer v podstate funguje ako taký filter), ale na vytvorenie uhloveho filtra pozbaveného rotačnej súmernosti jeho funkcie. Tak by bolo možné využiť aspoň čiastočne vynikajúce vlastnosti FP interferometra, najmä jeho vysokú rozlišovaciu schopnosť a vysokú svetelnosť v maximách priepustnosti na vytvorenie spektrografického alebo spektroskopického zariadenia novej koncepcie, ktorého vlastnosti by mohli azda predstavovať určité zlepšenie oproti známym prístrojom používaným v spektroskopii. Hľadali sme preto také riešenie, ktoré by umožnilo vytvoriť interferenčný spektroskopický prístroj, ktorý by fungoval podľa svojej polohy ako interferenčný monochromátor s meniteľnou vlnovou dĺžkou prepúšťaného svetla.

V tejto práci sú dané výsledky štúdia vlastností disperzných hranolových sústav, ktoré by mali pri vstupe, ako aj pri výstupe čiastočne priepustné zrkadliace rovinné plochy kolmé na smer lúčov, prechádzajúcich disperznou sústavou v polohe najmenšej odchýlky. Takéto sústavy neboli doteraz navrhované a neboli ani preskúmané. Na obr. 1 a 2 sú ako príklady navrhovanej úpravy znázornené dve takto upravené disperzné sústavy. Obr. 1 predstavuje takto upravenú Youngovu-Thollovovú sústavu vhodnú pre použitie v spektroskopoch a monochromátoroch. Prvý hranol je spojený s optikou kolimátora a druhý s objektívom fotokomory alebo výstupného ďalekohľadu. Otáčaním oboch hranolov okolo osi prechádzajúcej

priesečníkom vnútorných lomných plôch hranolov, je možné nastaviť celú sústavu do polohy minima deviácie pre ľubovoľnú dĺžku svetla. Predpokladajme túto sústavu upravenú tak, že vstupná ($a - b$) a výstupná ($e - f$) plocha, prvá a posledná plocha disperznej sústavy, sú pozrkadlené a len čiastočne prepúšťajú svetlo. Keď predpokladáme, že lúče určitej vlnovej dĺžky prechádzajú sústavou v polohe minima deviácie, prechádzajú tieto lúče obidvoma pozrkadlenými plochami kolmo. Po



Obr. 1. Interferenčno-disperzná sústava zložená z dvoch 30° hranolov. — Obr. 2. Interferenčno-disperzná sústava odvodená z autokolimačnej hranolovej disperznej sústavy.

opakovaných odrazoch na týchto plochách interferujú medzi sebou pri výstupe zo sústavy lúče defázované o násobky veličiny δ , rovnajúcej sa $4\pi/\lambda$ násobku dráhového rozdielu medzi pozrkadlenými plochami. Výsledné, v minime deviácie prechádzajúce žiarenie je dané, keď zanedbáme absorpciu svetla na pozrkadlených plochách, vzťahom

$$I = I_0 C \tau^2 (e^{j\omega t} + \varrho^2 e^{j\omega(t-\delta)} + \dots) \quad (1)$$

(τ = súčiniteľ priepustnosti, ϱ = súčiniteľ odraznosti), čo dáva pre výslednú intenzitu svetla prechádzajúceho disperznou sústavou v minime deviácie z teórie FP interferometra známy Airyho vzťah

$$I = I_0 C \frac{\tau^2}{(1 - \varrho)^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{4\varrho}{(1 - \varrho)^2} \sin^2 \frac{\sigma}{2}} \quad (2)$$

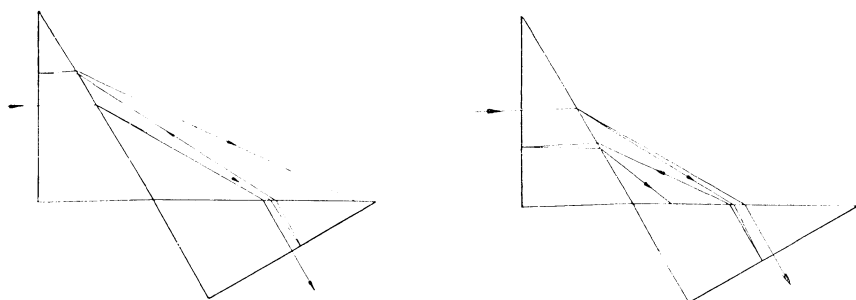
Pre lúče neprechádzajúce sústavou v minime deviácie (md) bude platiť zrejme iný vzťah, lebo tieto lúče sa pri opätovných odrazoch na pozrkadlených plochách nevracajú späť po rovnakej dráhe. Vidíme však, že disperzná sústava podľa obr. 1 funguje pre minimum deviácie ako FP interferometer.

Podobne funguje aj sústava podľa obr. 2 a všeobecne každá disperzná hranolová sústava, v ktorej pri vstupe a výstupe lúče prechádzajú čiastočne pozrkadlenými rovinnými plochami kolmými na chod lúčov v md.

Sústava podľa obr. 2 by mohla byť obzvlášť zaujímavá, lebo by bolo možné na ňu premeniť autokolimačnú disperznú sústavu podľa Littrowa vložení čiastočne pozrkadlenej rovinatej doštičky medzi disperzný hranol a objektív.

Vo všetkých prípadoch treba pamätať na to, že ide o interferenčný prístroj a že disperzná sústava musí byť upravená tak, aby bolo možné pre rôzne vlnové dĺžky nastaviť dráhový rozdiel medzi pozrkadlenými plochami tak, aby sa rovnal celému počtu polovín svetla.

Pre podrobnejšie štúdium sa zvolila sústava podľa obr. 1, odvodená z Youngovej-Thollonovej disperznej sústavy. Dôvodom pre túto voľbu bolo, že pre väčšiu prehľadnosť v chodoch lúčov oproti sústave na obr. 2 možno výsledky získané pri tejto sústave skôr preniesť na iné sústavy. Poznamenajme ešte, že voľbou Youngovej-Thollonovej sústavy sa ešte nijako neobmedzujeme na použitie hranolov s lomným uhlom okolo 30° , ale že pokladáme za možné realizovať takú sústavu aj pre veľmi malé lomné uhly, teda pri spojení dvoch klinov o lomnom uhle len niekoľko stupňov, prípadne zlomku stupňa. Treba tu výslovne upozorniť, že Youngova-Thollonova sústava nám slúži len ako konkrétny príklad pre štúdium vlastností disperzných sústav, že však Youngova-Thollonova sústava vystrojená zrkadliacimi rovinami predstavuje novú optickú sústavu. Proti pôvodnej Youngovej-Thollonovej sústave má navrhovaná sústava nové vlastnosti, lebo zrkadliacie roviny ju premenili z disperznej sústavy na sústavu interferenčno-disperznú, využívajúcu mnohonásobnú interferenciu svetla podobne ako pri FP interferometri.



Obr. 3. Chody lúčov vlnovej dĺžky 8000 \AA sústavou zloženou z dvoch hranolov z ťažkého flintového skla, keď sú nastavené na minimum deviácie pre vlnovú dĺžku 5000 \AA . — Obr. 4. Chody lúčov vlnovej dĺžky 4861 \AA v sústave podľa obr. 3.

Na obr. 3 je naznačený chod lúčov vlnovej dĺžky 8000 \AA v disperznej sústave nastavenej na md pre vlnovú dĺžku 6000 \AA . Hranoly sú zo skla (v tomto prípade z ťažkého flintového skla SF 4 podľa katalógu Schott). Na obr. 4 sú chody lúčov pre hranoly zo skla ako na predošlom obraze, ale pre Frannhoferovu čiaru F (4861 \AA). Z obr. 3 a 4 vidno, ako sa lúče mimo polohy md postupne odchyľujú od prechodu pod 90° uhlom cez pozrkadlené plochy. Ak veličina δ sa rovná násobku 2π , máme potom pre lúče v minime deviácie, pri zanedbaní strát svetla absorpciou, intenzitu

$$I = I_0 C \frac{\tau^2}{(1 - \rho)^2} = I_0 C \quad (3)$$

(C je konštanta) a dá sa očakávať, že pre lúče mimo md bude intenzita svetla klesať v dôsledku zmenených fázových vzťahov medzi lúčmi vychádzajúcimi zo sústavy.

Keďže disperzná sústava pôsobí v md ako FP interferometer, musí to platiť aj pre kosé lúče (lúče prechádzajúce sústavou sklonene na rovinu hlavného rezu); **Lo**nné hrany disperzných hranolov pokladáme za vzájomne rovnobežné. Keď **nasta**íme hranoly tak, aby $\delta = k \cdot 2\pi$, bude maximum v strede zorného poľa objektívu za disperznou sústavou vystriedané minimum pre sklon lúčov na rovinu hlavného rezu daný uhlom ε

$$\delta \frac{\lambda}{2\pi} \cos \varepsilon \doteq k\lambda \left(1 - \frac{\varepsilon^2}{2}\right) = \left(k - \frac{1}{2}\right)\lambda.$$

Odtiaľ dostaneme pre ε jednoduchý vzťah odpovedajúci prvému minimumu v smere kolmom na rovinu hlavného rezu

$$\varepsilon^2 = \frac{1}{k}. \quad (4)$$

V časti venovanej výpočtom bude tento vzťah numericky vyhodnotený.

Pri kosých lúčoch treba rátať s tým, že sa lámu pri prechode cez hranoly tak, ako by pre ich priemety na rovinu hlavného rezu platil zväčšený index lomu daný Thollovým vzorcom

$$n_\varepsilon = \sqrt{n^2 + (n^2 - 1) \operatorname{tg}^2 \varepsilon} \doteq n + \frac{n^2 - 1}{2n} \varepsilon^2.$$

Keď uvažujeme veľkosť tohto prírastku pre uhol ε podľa vzorca (4), vidíme, že pre pomerne veľké interferenčné rady k bude vo väčšine prípadov prírastok $\frac{n^2 - 1}{2n} \varepsilon^2$ zanedbateľný. Ak by sme chceli vziať do úvahy i tento vplyv, museli by sme pre kosé lúče vypočítať zmenu $d\lambda$ alebo dv v polohe md podľa vzťahu

$$d\lambda = \frac{n^2 - 1}{2n} \varepsilon^2 \cdot \frac{1}{\left| \frac{dn}{d\lambda} \right|}, \quad (5)$$

lebo čím by boli lúče kosejšie, tým viac by sa odpovedajúca im poloha md posunula k väčším vlnovým dĺžkam. Tento posuv k väčším λ by pôsobil proti zakriveniu obrazu spektrálnej čiary, ktorej lúče by boli v md. Spôsobil by však, že by sa maximum priepustnosti pre kosé maximá posunulo smerom k väčším vlnovým dĺžkam oproti vlnovej dĺžke stredného (nultého) maxima, a tým by sa o niečo porušila monochromaticnosť spektrálnej oblasti prepúšťanej disperznou sústavou. Vplyv kososti lúčov na monochromaticnosť sprepúšťaných lúčov bude však vo väčšine prípadov zanedbateľný. Preto je možné nedbať ani na ďalší následok kososti ob-siahnutý v tom, že spôsobená zmena vlnovej dĺžky v md prechádzajúceho svetla mení o niečo interferenčný rad kosých lúčov.

Štúdium základných vlastností disperzno-interferenčnej sústavy

Pre objasnenie funkcie opísanej disperzno-interferenčnej sústavy sa vychádzalo z týchto predpokladov:

1. V md funguje sústava ako FP interferometer s fázovým rozdielom rovným δ medzi jednotlivými vychádzajúcimi zväzkami.

2. Pre malé zmeny vlnovej dĺžky (vlnočtu) použitého svetla oproti svetlu (λ_0, ν_0) prechádzajúcemu sústavou v md predpokladáme, že sa spočítavajú a vzájomne interferujú všetky lúče, ktoré vychádzajú zo sústavy rovnobežne.

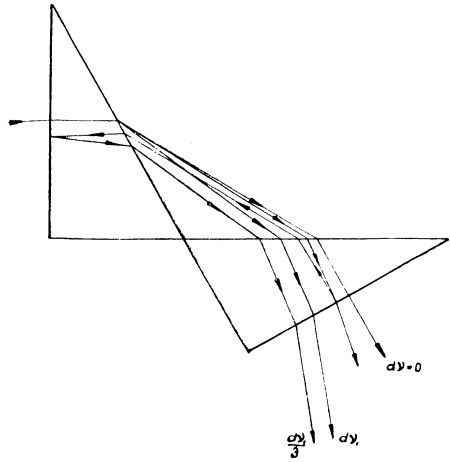
Podľa druhého predpokladu budú v ohniskovej rovine objektívu za disperznou sústavou interferovať medzi sebou lúče prešlé len raz cez disperznú sústavu s odchýlkou vlnovej dĺžky $(d\lambda)_1$ s lúčmi prešlými tri razy cez sústavu a s odchýlkou vlnovej dĺžky $(d\lambda)_2$, s lúčmi prešlými 5 ráz cez sústavu s odchýlkou $(d\lambda)_3$ atď.; všeobecne teda lúče prešlé $(2h - 1)$ raz cez sústavu a s odchýlkou $(d\lambda)_h$ oproti vlnovej dĺžke λ_0 v md (obr. 5). Treba stanoviť veľkosť odchýlok $(d\lambda)_2, (d\lambda)_3, \dots, (d\lambda)_h$ v závislosti od $(d\lambda)_1$ od počtu prechodov a od rozmerových charakteristík disperznej sústavy. Vychádzame pri tomto výpočte zo známych základných vzťahov

$$\varphi_1 = r_1 - r_2,$$

$$\varphi_2 = i_2 - i_3,$$

$$\varphi_3 = \varphi_1 = r_3 - r_4.$$

(6)



Obr. 5. Vzájomne interferujúce lúče v interferenčno-disperznej sústave.

V polohe md je $r_1 = r_4 = 0$ a $i_2 = -i_3 = \varphi_2/2$, kde i a r s príslušným indexom značia uhly dopadu a lomu na plochách označených indexom.

Pre dĺžku chodu lúčov v prvom hranole máme

$$L_1 = \frac{M_{2a}}{\cos r_1} \sin \varphi_1. \quad (7a)$$

Písmenom M s indexom značíme v ďalšom dĺžku príslušnej lomnej plochy. Index a značí, že ide na príslušnej lomnej ploche len o vzdialenosť od lomnej hrany. Index b označuje doplnok tejto vzdialenosti na príslušnú hodnotu M .

Pre vzdušný klin medzi hranolmi máme

$$L_2 = - \frac{M_{2b}}{\cos i_3} \sin \varphi_2 \quad (7b)$$

a pre druhý hranol platí

$$L_3 = \frac{M_{3a}}{\cos r_4} \sin \varphi_1. \quad (7c)$$

Pre polohu md dostaneme z týchto vzťahov, že celková optická dráha pri jednom prechode disperznou sústavou je

$$\Sigma nL = 2n_1 M_1 \operatorname{tg} \varphi_1 \quad (8)$$

a pre fázový rozdiel δ máme vzťah

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} 2\Sigma nL = 4n_1 M_1 \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (9)$$

Diferencovaním Snellovho-Descartesovho zákona pre jednotlivé lomné plochy, ako aj vzťahov (6) pre nemenné φ_1 , φ_2 a φ_3 , dostaneme

$$\begin{aligned} \frac{di_2}{d\lambda} &= \frac{\sin r_2}{\cos i_2} \cdot \frac{dn_1}{d\lambda} + \frac{\cos r_2}{\cos i_2} \cdot \frac{dr_2}{d\lambda}, \\ \frac{di_3}{d\lambda} &= \frac{di_2}{d\lambda}, \\ \frac{dr_3}{d\lambda} &= \left(\frac{\sin r_2}{\cos i_2} \cdot \frac{\cos i_3}{n_1 \cos r_3} - \frac{\sin r_3}{n_1 \cos r_3} \right) \frac{dn_1}{d\lambda} + \frac{\cos r_2}{\cos i_2} \cdot \frac{\cos i_3}{\cos r_3} \cdot \frac{dr_1}{d\lambda}, \\ \frac{dr_4}{d\lambda} &= \left(\frac{\sin r_2}{\cos i_2} \cdot \frac{\cos i_3}{n_1 \cos r_3} - \frac{\sin r_3}{n_1 \cos r_3} \right) \frac{dn_1}{d\lambda} + \frac{\cos r_2}{\cos i_2} \cdot \frac{\cos i_3}{\cos r_3} \cdot \frac{dr_1}{d\lambda}, \\ \frac{di_4}{d\lambda} &= \left(\frac{\sin r_4}{\cos i_4} + \frac{\sin r_2}{\cos i_2} \cdot \frac{\cos i_3}{\cos r_3} \cdot \frac{\cos r_4}{\cos i_4} - \frac{\sin r_3}{\cos r_3} \cdot \frac{\cos r_4}{\cos i_4} \right) \frac{dn_1}{d\lambda} + \\ &+ n_1 \frac{\cos r_2}{\cos i_2} \cdot \frac{\cos i_3}{\cos r_3} \cdot \frac{\cos r_4}{\cos i_4} \cdot \frac{dr_1}{d\lambda}. \end{aligned}$$

Pre ďalší výpočet sú dôležité vzorce pre $\frac{dr_4}{d\lambda}$ a $\frac{di_4}{d\lambda}$, ktoré sa pre polohy blízke md dajú zjednodušiť na tvar

$$\begin{aligned} \frac{dr_4}{d\lambda} &= \left(-\frac{2}{n_1} \operatorname{tg} \varphi_1 \right) \frac{dn_1}{d\lambda} + \frac{dr_1}{d\lambda}, \\ \frac{di_4}{d\lambda} &= (-2 \operatorname{tg} \varphi_1) \frac{dn_1}{d\lambda} + n_1 \frac{dr_1}{d\lambda}. \end{aligned} \quad (10)$$

Šípkou nad dr_4 a di_4 v ďalšom značíme, že ide o zmeny uhlov spôsobené jedným prechodom sústavou. Pri prvom prechode lúčov, ktoré dopadajú kolmo na vstupnú pozrkadlenú plochu sústavy, rovná sa dr_1 nule. Zmeny uhlov pri ďalších chodoch v smere dopadajúceho svetla alebo v smere opačnom sa dajú ľahko odvodiť vzorcom

(10) vložení hodnoty $\frac{dr_4}{d\lambda}$ za hodnotu $\frac{dr_1}{d\lambda}$. Po dvoch odrazoch, teda pre $\frac{d}{d\lambda}$ dostaneme takto

$$\frac{dr_4}{d\lambda} = \left(-\frac{6}{n_1} \operatorname{tg} \varphi_1 \right) \frac{dn_1}{d\lambda},$$

$$\frac{di_4}{d\lambda} = (-6 \operatorname{tg} \varphi_1) \frac{dn_1}{d\lambda}$$

a keď priamo predchádzajúci lúč označíme číslom 1 a ďalšie zo sústavy po odrazoch vychádzajúce lúče číslami 2, 3, ..., h, platí pre h-tý lúč

$$\frac{dr_h}{d\lambda} = -\frac{2(2h-1)}{n_1} \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} \quad (11)$$

a tiež

$$\frac{di_h}{d\lambda} = -2(2h-1) \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda}.$$

V smere odpovedajúcom určitej hodnote $(d\lambda)_1$ vychádza teda z disperznej sústavy:

1. zväzok rovnobežných lúčov, ktoré prešli bez odrazu sústavou a vystupujú pod uhlom lomu

$$(-2 \operatorname{tg} \varphi_1) \frac{dn_1}{d\lambda} (d\lambda)_1;$$

2. zväzok rovnobežných lúčov, ktoré prešli 3 krát sústavou a vystupujú pod uhlom

$$(-6 \operatorname{tg} \varphi_1) \frac{dn_1}{d\lambda} (d\lambda)_2;$$

3. zväzok rovnobežných lúčov, ktoré prešli 5 krát sústavou a vystupujú pod uhlom

$$(-10 \operatorname{tg} \varphi_1) \frac{dn_1}{d\lambda} (d\lambda)_3,$$

.....

h. zväzok rovnobežných lúčov, ktoré prešli $(2h-1)$ krát sústavou a vystupujú pod uhlom

$$-2(2h-1) \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} (d\lambda)_h.$$

Aby všetky tieto lúče mali rovnaký smer, musí zrejme platiť

$$(d\lambda)_1 = 3(d\lambda)_2 = 5(d\lambda)_3 = \dots = 2(2h-1)(d\lambda)_h.$$

Mimo polohy md sa mení pri lúčoch optická dráha z pôvodnej hodnoty $2n_1M_1 \operatorname{tg} \varphi_1$ pri jednom prechode sústavou. Zmena optickej dráhy sa dá vypočítať z rozšíreného vzorca

$$\Sigma nL = 2n_1M_{1a} \operatorname{tg} \varphi_1 - 2M_{1b} \frac{\sin \varphi_2/2}{\cos \varphi_1}.$$

Keď nemeníme vzájomnú polohu disperzných hranolov, ostáva $\sin \varphi_2/2$ stále a M_{1b} je rovnako ako M_{1a} konštanta, určujúca vzdialenosť dopadajúceho lúča od lomnej hrany prvého hranola. Preto je

$$\frac{d(\Sigma nL)}{d\lambda} = 2M_{1a} \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda}. \quad (12)$$

Krivka priepustnosti sústavy

Uvedené vzťahy umožňujú postaviť všeobecný vzorec pre výslednú intenzitu svetla prepúšťaného disperznou sústavou v závislosti od uhlov $d\varphi_4$, keď je nastavená na md pre určitú vlnovú dĺžku. V danom smere, odlišnom od smeru kolmého na druhú pozrkadlenú plochu, teda pre $i_4 \neq 0$, vychádza zo sústavy a vstupuje do objektívu celý rad zväzkov lúčov, z ktorých každý prešiel párnym počtom odrazov na pozrkadlených plochách, a tieto lúče sa stretávajú v ohniskovej rovine objektívu. Lúče prechádzajúce v rôznych vzdialenostiach od lomných hrán disperzných hranolov prešli pritom optické dráhy zmenené pri každom prechode o

$$\frac{d(\Sigma nL)}{d\lambda} (d\lambda)_h = 2M_{1a} \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} (d\lambda)_h$$

podľa vzorca (12).

Svetelné vlnenie v ohniskovej rovine je potom dané vzorcom (použijeme pre spektroskopiu výhodnejšie vlnočty namiesto vlnových dĺžok, A_0 je vstupná a A výstupná amplitúda vlnenia):

$$\begin{aligned} Af(t) = & A_0 \tau \left(\int_0^{M_1} \exp j \left[2\pi c(v_0 + (dv)_1) t - 4\pi(v_0 + (dv)_1) M_1 n_1 \operatorname{tg} \varphi_1 + \right. \right. \\ & + \left. \frac{4\pi(v_0 + (dv)_1)}{v_0^2} \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1 M_{1a} \right] dM_{1a} + \varrho \int_0^{M_1} \exp j \left[2\pi c \left(v_0 + \frac{(dv)_1}{3} \right) t - \right. \\ & \left. - 3 \cdot 4\pi \left(v_0 + \frac{(dv)_1}{3} \right) M_1 n_1 \operatorname{tg} \varphi_1 + \right. \\ & \left. + \frac{4\pi \left(v_0 + \frac{(dv)_1}{3} \right)}{v_0^2} \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} \frac{(dv)_1}{3} M_{1a} \right] dM_{1a} + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \dots + \varrho^{(h-1)} \int_0^{M_1} \exp j \left[2\pi c \left(v_0 + \frac{(dv)_1}{(2h-1)} \right) t - \right. \\ & \quad \left. - (2h-1) 4\pi \left(v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1} M_1 n_1 \operatorname{tg} \varphi_1 + \right. \right. \\ & \quad \left. \left. \frac{4\pi \left(v_0 + \frac{(dv)_1}{(2h-1)} \right)}{v_0^2} \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} \frac{(dv)_1}{(2h-1)} \cdot M_{1a} \right] dM_{1a} + \dots \right). \end{aligned}$$

Po integrácii a po vylúčení časove premenných exponentov vychádza po prechode na trigonometrické funkcie

$$\begin{aligned} I = I_0 M_1^2 \tau^2 & \left(\left[\sum_{h=\infty 1}^{\infty} \varrho^{(h-1)} \frac{\sin \frac{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1}}{v_0^2} 2\pi M_1 \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1}{\frac{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1}}{v_0^2} 2\pi M_1 \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1} \right. \right. \\ & \cdot \cos \left(4\pi M_1 n_1 \operatorname{tg} \varphi_1 (dv)_1 - 4\pi M_1 n_1 \operatorname{tg} \varphi_1 (2h-1) v_0 + \right. \\ & \quad \left. \left. + \frac{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1}}{v_0^2} 2\pi M_1 \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1 \right)^2 + \right. \\ & \left. + \left[\sum_{h=1}^{\infty} \varrho^{(h-1)} \frac{\sin \frac{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1}}{v_0^2} 2\pi M_1 \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1}{\frac{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1}}{v_0^2} 2\pi M_1 \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1} \right. \right. \\ & \cdot \sin \left(4\pi M_1 n_1 \operatorname{tg} \varphi_1 (dv)_1 - 4\pi M_1 n_1 \operatorname{tg} \varphi_1 (2h-1) v_0 + \right. \\ & \quad \left. \left. + \frac{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1}}{v_0^2} 2\pi M_1 \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1 \right)^2 \right] \right). \end{aligned} \quad (13)$$

Keď predpokladáme, že $\delta = 2\pi k_0$, môžeme vynechať druhé členy

$$4\pi M_1 n_1 \operatorname{tg} \varphi_1 (2h-1) v_0$$

v argumentoch funkcie \cos a \sin v guľatých zátvorkách. Prvé členy sa dajú potom vyjadriť skráteno

$$4\pi M_1 n_1 \operatorname{tg} \varphi_1 (dv)_1 = k_0 \pi \frac{(dv)_1}{v_0}. \quad (13a)$$

Podobne aj časť argumentu funkcie sin a deliteľa pred guľatými zátvorkami sa dá vyjadriť vo vzťahu k interferenčnému radu k_0 , lebo

$$2\pi M_1 \operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{k_0 \pi}{2n_1 v_0} = K. \quad (13b)$$

Po týchto úpravách sa vzorec (13) zjednoduší na

$$\begin{aligned}
 I = I_0 M_1^2 \tau^2 & \left(\left[\sum_{h=1}^{\infty} \varrho^{h-1} \frac{\sin \frac{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1}}{v_0^2} K \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1}{\frac{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1}}{v_0^2} K \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1} \right. \right. \\
 & \cdot \cos \left(k_0 \pi \frac{(dv)_1}{v_0} + \frac{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1}}{v_0^2} K \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1 \right) \Big]^2 + \\
 & + \left[\sum_{h=1}^{\infty} \varrho^{h-1} \frac{\sin \frac{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1}}{v_0^2} K \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1}{\frac{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1}}{v_0^2} K \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1} \right. \\
 & \left. \left. \cdot \sin \left(k_0 \pi \frac{(dv)_1}{v_0} + \frac{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1}}{v_0^2} K \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1 \right) \right]^2 \right). \quad (14)
 \end{aligned}$$

Vzorec (14) môžeme pre väčšiu prehľadnosť ešte ďalej upraviť, ak zanedbáme $\frac{(dv)_1}{2h-1}$ oproti v_0 . Keď označíme písmenom w argument a deliteľ sínusovej funkcie pred guľatou zátvorkou, teda

$$w = \frac{v_0 + \frac{(dv)_1}{2h-1}}{v_0^2} 2\pi M_1 \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1 \doteq \frac{2\pi M_1 \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda} (dv)_1}{v_0}, \quad (15)$$

môžeme písať

$$\begin{aligned}
 I \doteq I_0 M_1^2 \tau^2 & \left(\left[\sum_{h=1}^{\infty} \varrho^{(h-1)} \frac{\sin w}{w} \cos \left(k_0 \pi \frac{(dv)_1}{v_0} + w \right) \right]^2 + \right. \\
 & \left. + \left[\sum_{h=1}^{\infty} \varrho^{(h-1)} \frac{\sin w}{w} \sin \left(k_0 \pi \frac{(dv)_1}{v_0} + w \right) \right]^2 \right). \quad (16)
 \end{aligned}$$

a zrejme tiež

$$I \doteq I_0 C \tau^2 \left[\sum_{h=1}^{\infty} \left(\varrho^{(h-1)} \frac{\sin w}{w} \right) \right]^2, \quad (17)$$

kde C je konštanta úmerná rozmerom účinnej časti vlnoplochy. Pre stručnosť budeme v ďalšom prvú časť vzorca (14) s $\cos\left(k_0\pi \frac{(dv)_1}{v_0} + w\right)$ označovať písmenom A_h a druhú časť so $\sin\left(k_0\pi \frac{(dv)_1}{v_0} + w\right)$ písmenom B_h .

Zo vzorca (14), resp. (17) vyplýva, že intenzita osvetlenia v ohniskovej rovine je funkciou pomeru $\frac{\sin w}{w}$, ktorý vyjadruje vplyv ohybu lúčov na obdĺžnikový výsek vlnoplochy prechádzajúci disperznými hranolmi. Veličina I závisí od interferencií medzi jednotlivými $2(h-1)$ krát odrazenými zväzkami lúčov majúcih vlnočet od $v_0 + (dv)_1$ až do v_0 .

Pre lúče prechádzajúce disperznou sústavou v md bude $(dv)_1 = 0$, $\frac{\sin w}{w} = 1$ a vzorec (17) sa zjednoduší na

$$I = I_0 C \tau^2 \left(\sum_{h=1}^{\infty} \varrho^{(h-1)} \right)^2 \doteq I_0 C \frac{\tau^2}{(1 - \varrho)^2}. \quad (18)$$

Keď predpokladáme absorpciu na pozrkadlených plochách a v hranoloch zanedbateľne malú, môžeme písať

$$\tau = 1 - \varrho,$$

takže dostaneme nakoniec

$$I = I_0 C,$$

čo odpovedá výsledku, aký dostávame pre maximá vo FP interferometri.

Podiel $\frac{\sin w}{w}$ je symetrická funkcia rozdielu $(dv)_1$. V zjednodušenom tvare (17) vzťahu určujúceho I ľahko vidíme, že funkcia $I = f((dv)_1)$ má v rozsahu svojej platnosti, teda pre malé $(dv)_1$, známy priebeh s maximom pre $(dv)_1 = 0$ a s postupným poklesom na obidve strany od maximálnej hodnoty. Keď prechádza disperznou sústavou žiarenie majúce spojité spektrum, vylúči sústava z neho (pri zanedbateľnej absorpcii) žiarenie odpovedajúce minimu deviácie, ktoré prejde sústavou teoreticky bez strát. Žiarenie o vlnočtoch blízkyh vlnočtu minima deviácie prechádza cez sústavu s tým väčšími stratami, čím je odchýlka $(dv)_1$ od vlnočtu žiarenia v md väčšia.

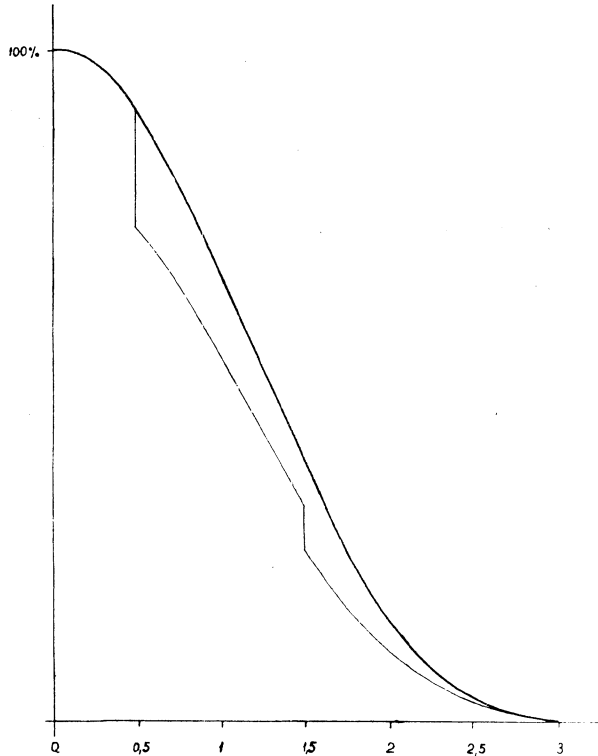
Okrem maxima pre $(dv)_1 = 0$ má krivka pre $I = f((dv)_1)$ len málo výrazné maximá pre $w = 1,43; 2,46; \dots$. Prvé minimum funkcie $\frac{\sin w}{w}$ pre $w = \pi$ odpovedá zrejme rozlišovacej schopnosti danej známym Rayleighovým vzorcom

$$\frac{\lambda}{(dv)_1} = \frac{-v}{(dv)_1} = 2M_1 \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{dn_1}{d\lambda}$$

pre disperznú sústavu Youngovu-Thollonovu bez reflexných plôch a majúcim rovnaký tvar ako vzorec (12), ktorý sme odvodili pre zmenu optickej dráhy lúčov so zmenou vlnovej dĺžky pri sústave, ktorú skúmame.

Rad vyjadrený vzorcom (14) je konvergentný, obidve časti radu A_h i B_h , sú súčiny veličín menších ako 1.

Pri numerickom výpočte sa uvažovali hranoly z flintového skla F 620/363 ($n_D = 1,6200$). Hranoly mali vstupné a výstupné plochy 4×4 cm veľké ($M_1 = 4$ cm).



Obr. 6. Krivka $I/I_{\max} = f(\nu_1)$ pre $\nu_1 = 2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$. Slabo vytiahnutá krivka dáva I/I_{\max} pre spektrálnu čiaru rovnakého jasú v rozsahu $\pm 0,5 \text{ cm}^{-1}$.

Pre $\nu_0 = 2 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1}$ (5000 \AA) bola hodnota $K = 14,51037$. Prvé minimum krivky $I = f((d\nu)_1)$ pre $w = \pi$ odpovedá hodnote $(d\nu)_1 = 2,955 \text{ cm}^{-1}$ ($= -0,739 \text{ \AA}$).

Hodnote $\left(\frac{\sin w}{w}\right)^2 = 0,405$, dôležitej pri obyčajných disperzných spektrografoch pre určenie rozlišovacej schopnosti, odpovedá $(d\nu)_1 = 1,47754 \text{ cm}^{-1}$ ($= -0,369 \text{ \AA}$).

Na obr. 6 je nakreslená krivka $\frac{I}{I_{\max}} = \left(\frac{\sin w}{w}\right)^2$, známa z teórie difrakčných javov.

Poznámka: Aby v našom príklade mohlo byť $k_0 = 301\,138$, bolo potrebné predpokladať, že M_1 nie je presne 4 cm, ale že je o $0,7 \cdot 10^{-5}$ cm kratšie, teda $M_1 = 3,999\,993$ cm.

Diskusia

Z uvedených výpočtov vidieť, že disperzné zariadenie kombinované so vstupnou a výstupnou čiastočne pozrkadlenou plochou funguje medzi objektívmi kolimátora a ďalekohľadu ako svetelný filter, ktorý prepúšťa žiarenie selektívne podľa krivky $I = f((dv)_i)$. Opísané zariadenie by sa dalo použiť ako monochromatický filter alebo v spojení s objektívnym fotoreceptorom ako spektrometer.

Disperzia prístroja je daná rozsahom zmien uhlov φ_2 medzi disperznými hranolmi. Medzi 8000 a 4000 Å je (pre sklo F 620/363) $\Delta\varphi_2 = 4^\circ 35' 18''$. Ako ukazuje výpočet, bolo by prístrojom možno rozoznať pre toto sklo ešte aspoň 3 cm^{-1} , teda $d\lambda = 0,74\text{ Å}$, pri $\lambda = 5000\text{ Å}$. Treba však zdôrazniť nutnosť presnej justácie hranolov tak, aby pre md jednotlivé čiastkové odrazené zväzky boli vzájomne vo fáze ($\delta = k_0 \cdot 2\pi$). Potrebné justáčne zariadenie by malo umožniť postavenie obidvoch hranolov do polohy s lomnými hranami čo najpresnejšie rovnobežnými. Aby odchýlka od rovnobežnosti nebola na prekážku funkcii, nesmie po celej výške hranola kolmo na hlavný rez presiahnuť polovicu vlnovej dĺžky svetla. Pri výške hranola 40 mm to odpovedá odchýlke od rovnobežnosti maximálne 1 uhlovej sekundy. Keďže však treba počítať s možnou pyramiditou dvoch hranolov, bolo by žiaduce neprekročiť ani v pyramidite hranolov ani vo vzájomnom sklone lomných hrán tretinu tejto hodnoty, to je 0,50 uhl. sekúnd. Prítom predpokladáme, že opticky účinné plochy hranolov by boli rovinné s presnosťou bežnou pri FP interferometroch, t. j. pod $1/20\lambda$.

Pre využitie selektívnosti disperznej sústavy by bolo treba mať možnosť nastaviť uhol φ_2 približne s presnosťou na $1/1000$ stupňa, čo odpovedá asi 3–4 sekundám. Pri prechode z polohy md pre jednu vlnovú dĺžku do polohy md pre inú vlnovú dĺžku bolo by treba nielen natočiť hranoly okolo priesečníka 2. a 3. plochy, ale aj mikropesuvom nastaviť tak, aby sa splnila podmienka $\delta = k_0 \cdot 2\pi$.

Keďže ide o interferenčný prístroj, bolo by treba obzvlášť pri konštrukcii nosných súčastí disperzného systému voliť tvar a materiál súčiastok tak, aby nevznikali deformácie vplyvom malých teplotných zmien, pričom je na mieste žiadať, aby sa prístroj používal len pri ustálenej teplote v miestnosti temperovanej na stálu teplotu \pm asi $0,1\text{ }^\circ\text{C}$.

Ako sme už spomenuli, vytvárajú kosé lúče po obidvoch stranách maxima v polohe md vedľajšie maximá. Pre disperzný hranol zo skla F 620/363, $M_1 = 4\text{ cm}$, $\varphi_1 = 30^\circ$, vytvoria sa tieto maximá pre kosé uhly ε odpovedajúce vzťahu

$$4M_1 n_1 \operatorname{tg} \varphi_1 \cos \varepsilon = k_0 \lambda \cos \varepsilon = (k_0 - 1) \lambda_0,$$

teda pre

$$4M_1 n_1 \operatorname{tg} \varphi_1 \frac{\varepsilon^2}{2} \doteq \lambda. \quad (24)$$

Keďže sme počítali s hodnotou $k_0 = 301\,138 = 4M_1 n_1 \operatorname{tg} \varphi_1 \cdot \nu_0$, vychádza

$$\frac{\varepsilon^2}{2} = \frac{1}{301\,138}$$

a konečne $\varepsilon = 0,002\,58$ rad.

Pri FP interferometri zaberajú šírky kriviek rozdelenia svetelnej intenzity v maximách merané vo výške okolo $I_{\max}/2$ asi len 1/10 až 1/60 vzdialenosti medzi maximami. Bude teda šírka maxim v smere kolmom na hlavný rez okolo 0,000 26 rad. Pre objektív ďalekohľadu s ohniskovou vzdialenosťou $f = 500$ mm by bola šírka jednotlivých maxim asi 0,130 mm a ich vzájomná vzdialenosť 1,30 mm. Použitím vhodnej valcovej šošovky s osou kolmou na hlavný rez disperznej sústavy spolu s objektívom ďalekohľadu by tieto maximá splynuli v jednoliatu čiaru v ohniskovej rovine objektívu.

Podľa Thollonovho vzorca by sa kosé lúče mali v disperznej sústave lámať tak, ako by hranol mal o niečo vyšší index lomu než pre lúče rovnobežné s hlavným rezom sústavou. Pre prvé maximum by prírastok daný vzťahom

$$\Delta n = \frac{n^2 - 1}{2n} \varepsilon^2$$

bol pre sklo F 620/363 menší než $0,6 \cdot \varepsilon^2$ a teda je rozhodne zanedbateľný. Preto tiež môžeme zanedbať spomenutý posuv polohy maxima priepustnosti pre kosé maximá.

Vo výpočtoch sme nedbali na ohyb svetla spôsobený obmedzením vlnoplochy výškou hranolov. Tento ohyb má v našom prípade vplyv len na rozdelenie svetelnej intenzity v smere kolmom na rovinu hlavného rezu, teda na šírku kosých maxim, a možno ho považovať za sekundárny, ako sa to robí bežne pri výpočtoch rozdelenia svetla u FP interferometrov.

Monochromátor, v ktorom by sa použila navrhovaná sústava, nevyžaduje, aspoň teoreticky, aby doňho prichádzali len lúče z úzkej štrbiny kolimátora, lebo jeho priepustnosť ostáva maximálna (keď je $\delta = 2\pi \cdot k_0$) len pre lúče prechádzajúce v polohe md. Nie je teda bezpodmienečne nutné vybaviť prístroj vstupnou štrbinou a je možné umiestiť zdroj priamo do ohniskovej roviny kolimátora. Obdobne je aspoň teoreticky možné predpokladať, že taký monochromátor by nepotreboval výstupnú štrbinu, lebo krivka $I = f((dv)_1)$ izoluje už sama len obmedzenú oblasť spektra.

Pre vysoké požiadavky na monochromatickosť prepúšťaného svetla možno predpokladať použitie dvoch za sebou postavených disperzných sústav. Keďže by každá fungovala ako úzkopásový filter, mohli by sa obidve sústavy postaviť tak, aby sa ich disperzie vzájomne odčítali. Tak by bolo možné získať priamohľadný mono-

chromátor vysokej rozlišovacej schopnosti s jasom pozadia mimo prepúšťanej oblasti rovným prakticky nule.

Disperznou sústavou prešlé žiarenie má jednoduché zloženie len v smere odpovedajúcom minimu deviácie. So vzrastom uhla $d i_4$ pribúda v žiarení zložiek s vlnčotom $v_0 + (dv)_1$. Pre každý smer daný uhlom $d i_4$ sa $(dv)_1$ mení od 0 do hodnoty

$$(dv)_1 = \frac{v_0^2 d i_4}{2 \operatorname{tg} \varphi_1}. \quad (28)$$

Zaujímavé použitie môže mať navrhovaná disperzná sústava pri meraní a porovnávaní dobre definovaných farebných zmesí. Keď použijeme hranoly z dvojlohného materiálu, pri ktorom časť disperznej krivky pre riadny lúč je v oblasti rovnakých indexov lomu ako časť disperznej krivky pre mimoriadny lúč, bude určitá poloha hranolov v md vyhovovať dvom vlnovým dĺžkam svetla a pre tieto dve vlnové dĺžky bude sústava vykazovať maximálnu priepustnosť. Pre kryštalický kremeň kolmo na optickú os máme údaje v tab. 1.

Tabuľka 1

λ v Å	n_{ord}	n_{extraord}	λ v Å
7682 (A')	1,539 03		
6563 (C)	1,542 25		
5876 (d)	1,544 29	1,547 94	7682 (A')
4861 (F)	1,549 66	1,551 29	6563 (c)
4358 (g)	1,553 77	1,553 39	5876 (d)
4047 (h)	1,557 06	1,558 96	4861 (F)
		1,563 18	4358 (g)

Môžeme takto vytvárať zmesi dvoch pomerne vzdialených spektrálnych o Keby sa použil na výrobu hranolov materiál, ktorého dvojlom sa dá meniť napr. privádzaním rôzneho potenciálového rozdielu na priložené elektródy, bolo by možné meniť spektrálnu odľahlosť oboch prepúšťaných oblastí. Také zariadenie by malo význam vo farebnej fotometrii a vo fyziologickej optike pre štúdium farebného videnia.

Dosiaľ sme sa zaoberali disperznou sústavou s pomerne veľkými lomnými uhlami $\varphi_1 = 30^\circ$. Zo vzťahov (13) a (14) a ďalších vidieť, že intenzita prešlého svetla se nezmení, ak namiesto uvažovaných hranolov použijeme hranoly (kliny) s lomným uhlom rovným $\operatorname{arc} \frac{\operatorname{tg} 30^\circ}{10}$ a ak súčasne zväčšíme v tom istom pomere $(dv)_1$, teda keď vezmeme $(dv)_1 \times 10$. Taká sústava dvoch klinov bude predstavovať monochromátor s približne 10krát širšou oblasťou priepustnosti a môže pri postavení medzi dvoma objektívmi slúžiť ako pásmový filter. V našom prípade môžeme pre

posúdenie takého pásmového filtra použitím výsledky výpočtov pre sústavu s $\varphi_1 = 30^\circ$ len s tou zmenou, že uvedené výpočty vzťahujeme na hodnoty $(dv)_1$ 10 krát väčšie. Pásmový filter vytvorený dvoma klinmi s lomnými uhlami $\varphi_1 = \varphi_3 = 3^\circ 30' 45''$ ($\text{tg } \varphi_1 = 0,0577350$) by mal prvé minimum priepustnosti pre $(dv)_1 = 29,6 \text{ cm}^{-1}$ ($= -7,4 \text{ \AA}$). Menením uhla φ_2 medzi klinmi sa oblasť priepustnosti dá nastaviť podľa potreby.

Pri použití klinov alebo hranolov so značne menším lomným uhlom φ_1 sa tiež približne v pomere tangent lomných uhlov zväčší vzdialenosť kosých maxím, a preto by mohlo odpadnúť navrhované použitie valcovej šošovky pre vytvorenie jednodiatejšieho obrazu v polohe minima deviácie.

Zo vzorcov pre I (13) a (14) se dá usúdiť na zmeny šírky prepúšťaného pásu pre rôzne vlnočty. Keďže pri prechode z dlhovlnnej oblasti do krátkovlnnej sa vo viditeľnom spektre vlnočty zdvojnásobí a veličina $dn_1/d\lambda$ sa pri flintových sklách približne zdesatoronásobí, bude veličina w pre fialový koniec spektra približne 5 krát väčšia. Keď usudzujeme obdobne ako v predošlom odseku, vidíme, že šírka prepúšťanej oblasti sa bude smerom ku krátkovlnnému koncu spektra niekoľko ráz znižovať.

Pri posudzovaní funkcie navrhovanej disperznej sústavy vychádzali sme dosiaľ z predpokladu, že sústava je osvetľovaná zdrojom svetla so spojitým spektrom rovnakého jasu v celom rozsahu viditeľného spektra. Z tohto predpokladu sme vyvodili tvar krivky pre $I((dv)_1)$. V našom príklade použité hranoly pri $M_1 = 4 \text{ cm}$ a pri $\varphi_1 = 30^\circ$ dávajú by v pôvodnej Youngovej-Thollonovej sústave rozlišovaciu schopnosť $\left| \frac{\lambda}{d\lambda} \right| = \left| \frac{v}{dv} \right| = 6768$ pre vlnovú dĺžku 5000 \AA . Podľa Rayleighovho kritéria by bolo treba brať šírku krivky vo výške $I/I_{\text{max}} = 0,405$, i keď toto kritérium v našom prípade má význam viac-menej konvenčný. Keď predpokladáme, že v ohniskovej rovine objektívu je objektívny receptor (napr. fotónka alebo fotonásobič), je pravdepodobné, že by registroval zmeny intenzity asi od $2\% I_{\text{max}}$, takže by bolo možné odlišiť od seba dve spektrálne čiary v oveľa väčšom priblížení než podľa Rayleighovho kritéria. Zásadne však nemá navrhovaná sústava vyššiu teoretickú rozlišovaciu schopnosť ako v ideálnom prípade bežný hranolový monochromátor s nekonečne úzkymi štrbinami.

Pre rozlíšenie dvoch spektrálnych čiar, teda pri nespojitom spektre budú pomery výhodnejšie než pri spojitom spektre. Pre jednoduchosť predpokladajme, že spektrálna čiara predstavuje výsek zo spektra zdroja konštantného jasu o šírke $2(dv)_1$ so stredom pri vlnochte v_0 . Keď nastavíme disperznú sústavu na md pre v_0 , bude žiarenie tohto vlnochtu prechádzať s maximálnou intenzitou. Lúče vlnochtov $v_0 + (dv)_h$, pokiaľ $|(dv)_h| < |(dv)_1|$, budú vychádzať zo sústavy po 2, 4, 6, ... odrazoch v rôznych smeroch daných vzorcami (11) pre di_4 . Mimo intervalu $v_0 \pm (dv)_1$ ubudnú vo vzorci $I = f((dv)_1)$ najprv prvé členy ($h = 1$); po prechode cez uhol di_4 , ktorý odpovedá $h = 2$ pre $\pm (dv)_1$, ubudnú aj druhé členy atď. Dostaneme tak novú krivku (obr. 6), ktorá udá, ako svetlo intervalu $v_0 + (dv)_1$ prechádza disperznou sústavou. V krivke (17) môžeme nahradiť $(dv)_1$ uhlom di_4 podľa vzorca (11). Rozdelenie sve-

telnej intenzity po výstupe z disperznej sústavy v obraze pozorovanej spektrálnej čiary udá vzorec (17), ak v ňom odstránime primárne členy pri výpočte I pre dv mimo intervalu $\pm (dv)_1$, sekundárne členy pri výpočte pre dv mimo intervalu $\pm 3(dv)_1$ atď.; všeobecne, ak odstránime h -té členy pri výpočte mimo intervalu $\pm (2h - 1) \cdot (dv)_1$. Čím užší bude interval $\pm (dv)_1$, tým bude výsledná krivka rozdelenia intenzity svetla v ohniskovej rovine objektívu strmšia a užšia, takže pre jemné spektrálne čiary môžeme dosiahnuť podstatne vyššiu rozlišovaciu schopnosť, než vyplýva zo vzťahu (17).

V tejto práci sa neuvažoval vplyv absorpcie na plochách disperznej sústavy a v skle hranolov, nepočítalo sa s prípadnými fázovými posuvmi svetla vplyvom zrkadliacich plôch a nerozlišili sa koeficienty ρ a τ pre obidva možné smery prechodu cez zrkadlá. Tieto koeficienty sa považovali za nemenné vzhľadom na vlnovú dĺžku svetla.

Vplyv absorpcie, ktorý by sa aspoň čiastočne v disperznej sústave prejavil, zmenšil by sa podstatne použitím dielektrických multivrstiev. Vplyv fázových posuvov na zrkadlách je podľa Meggersových meraní dostatočne malý a nenaruší v podstate vypočítané výsledky.

Nepriaznivo môžu vlastnosti sústavy ovplyvniť nerovnosti plôch hranolov a prípadne nehomogenity v skle a v zrkadliacich vrstvách. Tak ako u FP interferometrov budú tieto vplyvy rásť s vlnočtom použitého svetla.

I keď vezmeme do úvahy všetky nepriaznivé vplyvy, ktoré môžu zhoršiť vlastnosti navrhovanej disperznej sústavy, treba konštatovať, že navrhovanú sústavu možno užitočne použiť v spektroskopii viditeľnej oblasti a oblasti IR a UV . Oproti známym modifikáciám FP interferometra a oproti spektroskopom so strednou a vysokou rozlišovacou schopnosťou má okrem uvedených vlastností a pri teoreticky rovnakej rozlišovacej schopnosti ako pri spektroskopoch niektoré výhody:

1. Spôľahlivosť meraných výsledkov, ktorá nie je narušená parazitnými reflexami, „duchmi“ a podobnými javmi, keďže vedľajšie maximá krivky $I = f((dv)_1)$ sú hlboko pod úrovňou I_{max} .
2. Široká použiteľnosť v celej oblasti opticky skúmaných elektromagnetických žiarení, čo kontrastuje s bežnou vlastnosťou disperzných a interferenčných spektrálnych prístrojov, ktoré pri väčšej rozlišovacej schopnosti majú obyčajne malý rozsah použiteľnosti a veľká rozlišovacia schopnosť je sprevádzaná nízkou svetelnosťou. Pri navrhovanej sústave odpadá nebezpečenstvo rušivého prekrytia rôznych interferenčných radov.

Záver

Predložená práca obsahuje návrh novej disperznej sústavy využívajúcej mnohonásobné interferencie svetla, ktorú možno použiť:

1. ako monochromátor strednej až vysokej rozlišovacej schopnosti bez štrbín, bez reflexov a rušivých prekrytov interferenčných javov rôznych interferenčných

radov pri teoretickej maximálnej priepustnosti rovnej 1 a s možnosťou spojito meniť polohu prepúšťanej oblasti;

2. ako širokopásové filtrovacie zariadenie pri použití hranolov o malých lomných uhloch a s možnosťou meniť spojito polohu prepúšťanej oblasti.

LITERATÚRA

Čs. patent č. 97 210 z 15. 6. 1959.

Došlo 21. 2. 1960.

*Laboratorium meracích prístrojov
Slovenskej akadémie vied
v Bratislave*

НОВАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННО-ДИСПЕРСНАЯ СИСТЕМА

Яромир Гайда

Резюме

В статье описывается новая интерференционно-дисперсная система с многократно отраженными лучами. Проверяются оптические свойства этой системы и возможности ее использования как монохроматора со средней и большой разрешающей способностью без щелей и без рефлексов и паразитных интерференционных изображений. Для этого можно воспользоваться высокой максимальной прозрачностью системы (которая теоретически равна 1) для узкого интервала длин волн спектра и совсем полной непрозрачностью вне этого интервала. Путем изменения взаимоположения частей системы можно непрерывно изменять положение интервала пропускания в спектре; система представляет таким способом новый вид оптического фильтрующего устройства.

A NEW INTERFERO-DISPERGING SYSTEM

Jaromír Hajda

Summary

A new dispersing system using multiple interference of light is described. Optical properties of this system are examined and possibilities of utilisation as monochromator of middle and high resolution are discussed. The system is free from disturbing reflections and parasitary interference phenomena. It can be utilised without slits.

Except a narrow transparency zone (with a theoretical transparency near to unity) the system is practically opaque in the whole rest of the spectrum. On varying the relative position of components of the system, we can set the transparency zone in any part of the spectrum.