

Acta Universitatis Palackianae Olomucensis. Facultas Rerum
Naturalium. Mathematica-Physica-Chemica

Pavel Chmela

Teorie Savartova kompenzátoru se zřetelem k použití v metodě diferenciálního
zdvojení

Acta Universitatis Palackianae Olomucensis. Facultas Rerum Naturalium. Mathematica-Physica-Chemica, Vol.
7 (1966), No. 1, 135--145

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/119841>

Terms of use:

© Palacký University Olomouc, Faculty of Science, 1966

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>

*Katedra teoretické fyziky a astronomie
Vedoucí katedry: prof. RN Dr. et DSc. Bedřich Havelka*

TEORIE SAVARTOVA KOMPENZÁTORU SE ZŘETEM K POUŽITÍ V METODĚ DIFERENCIÁLNÍHO ZDVOJENÍ

PAVEL CHEMELA

(Došlo dne 23. února 1965)

Úvod

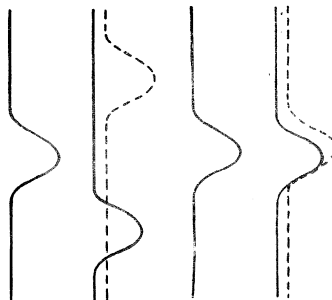
Klasická problematika *Savartova* kompenzátoru vyvstává dnes v souvislosti s metodou diferenciálního zdvojení v interferenční mikroskopii, která byla realizována prof. *Françonem*.

V podstatě jde o zviditelnění malé deformace světelné vlnoplochy, která je způsobena buď odlišností indexu lomu, nebo změnou tloušťky v rovině preparátu.

Zviditelnění je provedeno následovně: Světelná vlnoplocha se rozdělí na dvě vlnoplochy, které jsou vzájemně fázově posunuty, při čemž deformace je zdvojena (viz obr. 1). Pozorování se provádí v polarizovaném světle, při čemž obě vlnoplochy jsou polarizovány ve vzájemně kolmých rovinách. Po průchodu analyzátozem dochází k interferenci obou vlnoploch, dochází k tzv. chromatické polarizaci,

a v místech obou deformací jeví se preparát odlišně zbarven. Pro přehlednost preparátu volí se zdvojení poměrně malé, takže odlišné zbarvení je funkcí gradientu součinu $n \cdot d$, kde n je index lomu a d je tloušťka preparátu.

Zařízení, které způsobuje zdvojení a fázový posuv, musí mít tyto vlastnosti:
1. Musí existovat možnost jednoduchým způsobem měnit fázový posuv a tím i zbarvení zorného pole v rovnoběžném paprskovém svazku. Tento požadavek splňuje optický kompenzátor, jehož izochromatické čáry jsou v konvergentním světle rovnoběžné přímky, anebo se alespoň přímčkám blíží.

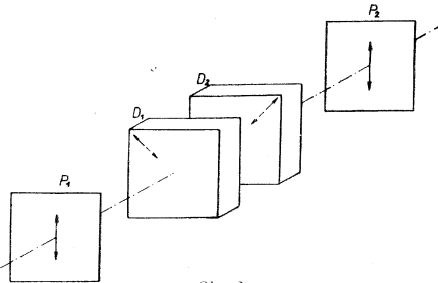


Obr. 1a

Obr. 1b

2. Při kolmém dopadu polarizovaného světla musí způsobit malé zdvojení dopadajícího paprsku.

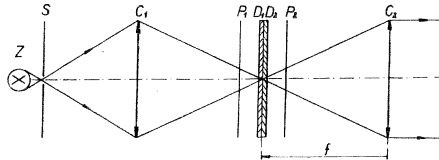
Ukážeme, že oba požadavky splňuje kompenzátor, který tvoří dvě křemenné destičky, vyroběné pod úhlem 45° k optické ose krystalu, jejichž hlavní roviny jsou vzájemně zkřížené. Tloušťky obou destiček jsou stejné. Destičky, umístěné mezi dva rovnoběžné polarizátory tak, že kmitosměr polarizátoru svírá s hlavními řezy obou destiček úhel 45° a -45° , tvoří *Savartův* kompenzátor (obr. 2).



Obr. 2

I. Isochromatické čáry dvou zkřížených destiček v konvergentním světle

Nechť soustava optického kompenzátoru má stejné uspořádání, jako na obr. 2, při čemž stejný úhel vývrsu obou destiček není 45° , ale obecně φ . Uspořádání laboratorní optické soustavy je patrné z obr. 3, kde Z je zdroj světla, S kruhová clona a C_1 a C_2 dvě spojné čočky.



Obr. 3

Dráhový rozdíl, který vzniká na jedné dvojlomné destičce, je dán vztahem

$$\delta = (n \cos \varepsilon'_e - n_0 \cos \varepsilon'_0) \cdot d, \quad (1)$$

kde n je normálový index lomu ve směru šíření normály mimořádné vlnoplochy, ε'_e úhel lomu odpovídající normálovému směru mimořádné vlnoplochy,

n_0 index lomu řádného paprsku, e'_0 úhel lomu řádného paprsku a d je tloušťka destičky. Tento dráhový rozdíl lze vyjádřit jako funkci úhlu dopadu ε a azimutu ϑ , tj. úhlu, který svírá rovina dopadu s rovinou hlavního řezu, následovně:

$$\delta_1 = \left[\frac{(n_0^2 - n_c^2) \sin^2 \psi \cos \vartheta \sin \varepsilon}{2g^2 n_c^2 n_0^2} + \frac{1}{g} \sqrt{1 - \frac{1}{n_c^2} \sin^2 \vartheta \sin^2 \varepsilon - \frac{1}{g^2 n_c^2 n_0^2} \cos^2 \vartheta \sin^2 \varepsilon} - n_0 \right] \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \varepsilon}{n_0^2}} d \quad (2)$$

kde pro stručnost je označeno

$$g^2 = \frac{1}{n_c^2} \sin^2 \psi + \frac{1}{n_0^2} \cos^2 \psi.$$

n_c je index lomu mimořádného paprsku ve směru kolmém k optické ose.

Tento vzorec není úplně přesný pro velká ε , pro naše účely je však jeho přesnost úplně postačující.

Poněvadž se jedná jen o velmi malé úhly dopadu ε , lze výrazy pod odmocninou rozvést podle binomické věty a položit $\sin \varepsilon \doteq \varepsilon$, takže dostáváme

$$\delta_1 = d \frac{n_0^2 - n_c^2}{2g^2 n_c^2 n_0^2} \sin 2\psi \cos \vartheta \cdot \varepsilon - \frac{d}{2} \left(\frac{1}{gn_c^2} - \frac{1}{n_0} \right) \sin^2 \vartheta \cdot \varepsilon^2 - \frac{d}{2} \left(\frac{1}{g^3 n_c^2 n_0^2} - \frac{1}{n_0} \right) \cos^2 \vartheta \cdot \varepsilon^2 + d \left(\frac{1}{g} - n_0 \right). \quad (3)$$

Zavedeme nyní v rovině čočky C_2 (viz obr. 3) souřadnou soustavu x, y , a to tak, že směr osy x je daný průsečíkem roviny hlavního řezu s rovinou čočky C_2 .

Platí

$$\begin{aligned} x &= f\varepsilon \cos \vartheta, \\ y &= f\varepsilon \sin \vartheta. \end{aligned} \quad (4)$$

Dráhový rozdíl, vyjádřený nyní jako funkce x, y , nabude tvaru

$$\delta_1 = Ax - By^2 - Cx^2 + D, \quad (5)$$

kde jsme označili

$$\begin{aligned} A &= \frac{d}{f} \frac{(n_0^2 - n_c^2)}{2g^2 n_c^2 n_0^2} \sin 2\psi \\ B &= \frac{d}{2f^2} \left(\frac{1}{gn_c^2} - \frac{1}{n_0} \right) \\ C &= \frac{d}{2f^2} \left(\frac{1}{g^3 n_c^2 n_0^2} - \frac{1}{n_0} \right) \\ D &= d \left(\frac{1}{g} - n_0 \right). \end{aligned}$$

Předpokládáme, že vztah (5) vyjadřuje dráhový rozdíl, který zavádí první destička. Poněvadž v druhé destičce se stává paprsek řádný mimořádným a mimořádný paprsek řádným, bude dráhový rozdíl δ_2 zavedený druhou destičkou, dán vztahem

$$\delta_2 = Ay - Bx^2 - Cy^2 + D. \quad (6)$$

Výsledný dráhový rozdíl δ , který zavádějí obě destičky, je dán rozdílem $\delta = \delta_1 - \delta_2$, tj.

$$\delta = (B - C)(x^2 - y^2) + A(x - y). \quad (7)$$

Definujeme-li izochromatickou čáru jako geometrické místo bodů, ve kterém pro danou vlnovou délku světla λ nastává interferenční maximum k -tého řádu a uvážíme-li, že tentýž stav nastane pro dvě δ stejné v absolutní hodnotě, dostáváme dvě rovnice izochromatické čáry

$$(B - C)(x^2 - y^2) + A(x - y) - k\lambda = 0 \quad (8)$$

$$(B - C)(x^2 - y^2) + A(x - y) + k\lambda = 0, \quad (9)$$

kde $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

Vidíme tedy, že izochromatickými čarami jsou dva systémy rovnoosých hyperbol, jejichž střed je posunut vzhledem ke středu soustavy (x, y) . Podívejme se nyní, zda tyto hyperboly nemohou v některém případě degenerovat v přímky.

Výraz $(B - C)$ je roven 0 pouze v případech, kdy

$$\psi = 0 \text{ a } \psi = \arcsin \sqrt{\left| \frac{1 - n_0^2}{n_0^2 - n_0^2} \right|}.$$

První případ nevyhovuje, protože pro $\psi = 0$ je i $A = 0$ a druhý případ nemá pro dané materiály reálné řešení. Izochromatické čáry nemohou být tedy v obecném případě přímky.

Upravíme rovnice (8) a (9)

$$\left[\sqrt{\left| \frac{B - C}{k\lambda} \right|} x + \operatorname{sgn}(B - C) \frac{A}{2\sqrt{k\lambda|(B - C)|}} \right]^2 - \left[\sqrt{\left| \frac{B - C}{k\lambda} \right|} y + \operatorname{sgn}(B - C) \frac{A}{2\sqrt{k\lambda|(B - C)|}} \right]^2 - 1 = 0, \quad (8a)$$

$$\left[\sqrt{\left| \frac{B - C}{k\lambda} \right|} x + \operatorname{sgn}(B - C) \frac{A}{2\sqrt{k\lambda|(B - C)|}} \right]^2 - \left[\sqrt{\left| \frac{B - C}{k\lambda} \right|} y + \operatorname{sgn}(B - C) \frac{A}{2\sqrt{k\lambda|(B - C)|}} \right]^2 + 1 = 0. \quad (9a)$$

Z rovnic (8a) a (9a) je patrné, že posunutí středu obou systémů hyperbol vzhledem k optické ose soustavy l je dáno vztahem

$$l = \frac{d(n_0^2 - n_e^2)\sin 2\psi}{n_e n_0 \sqrt{k\lambda \left[\frac{n_0^2}{n_e^2} \sin^2 \psi + \cos^2 \psi - 1 \right] \left(\frac{1}{n_e^2} \sin^2 \psi + \frac{1}{n_0^2} \cos^2 \psi \right)}} \quad (10)$$

Funkce $l(\psi)$ nemá maximum v oboru $\psi \in \left(0, \frac{\pi}{2}\right)$. Úhel výbrusu ψ , na kterém je závislé současně zdvojení kompenzátoru, není možno volit tak, aby nastal nejpříznivější případ. Vzhledem ke zdvojení volí se $\psi = 45^\circ$.

Pro případ velmi malých úhlů dopadu ε přecházejí rovnice (8a) a (9a) v rovnice přímky

$$y = x + \frac{k\lambda}{A} \quad (8b)$$

$$y = x - \frac{k\lambda}{A}. \quad (9b)$$

Otáčíme-li kompenzátor kolem osy $x = y$, což odpovídá konvergenci pro směr $x = -y$, je dráhový rozdíl v případě rovnoběžného paprskového svazku ve všech místech stejný a je roven

$$\delta_0 = \sqrt{2} \frac{n_e^2 - n_0^2}{n_e^2 + n_0^2} d\varepsilon. \quad (11)$$

II. Zdvojení kompenzátoru

Z teorie elektromagnetického pole je známo, že v případě vlnplochy, která odpovídá mimořádnému paprsku, není směr normály k vlnploše totožný se směrem šíření energie. Označíme v rychlost, odpovídající normálovému směru a v_r rychlost šíření energie. Svírá-li normála \vec{N} se směrem šíření energie \vec{P} úhel ξ (obr. 4a), pak platí

$$v = v_r \cos \xi.$$

Vypočítáme nyní velikost odchylky ξ v závislosti na normálovém směru \vec{N} . Vyjdeme z obr. (4a). Větší elipsa zde představuje energetickou vlnplochu, menší elipsa představuje indexovou plochu.

Definujeme-li index lomu ve směru šíření energie $n_r = \frac{c}{v}$ a normálový index lomu $n = \frac{c}{v}$, potom mezi oběma indexy platí vztah $n_r = n \cos \xi$.

Příslušný normálový index obdržíme jako velikost průvodiče indexové elipsy, který je kolmý ke směru \vec{N} . Tento index lze vyjádřit jako funkci úhlu θ' , který svírá směr \vec{N} s optickou osou, funkcí

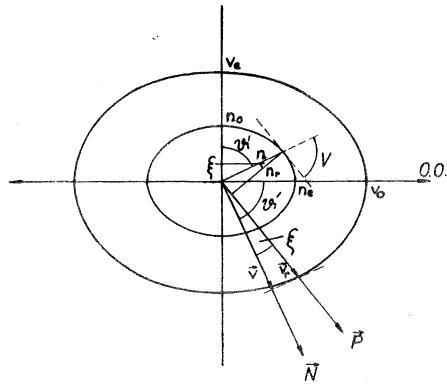
$$\frac{1}{n^2} = \frac{1}{n_e^2} \sin^2 \theta' + \frac{1}{n_0^2} \cos^2 \theta'. \quad (12)$$

Z obr. 4a je zřejmé, že mezi úhly V a ξ platí vztah

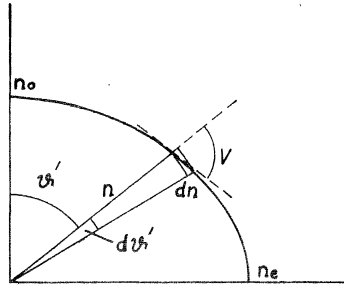
$$\operatorname{tg} \xi = \operatorname{cotg} V.$$

Pro diferenciál indexu lomu dn (viz obr. 4b) platí

$$dn = n \cdot d\psi' \operatorname{cotg} V. \quad (13)$$



Obr. 4a



Obr. 4b

Pomocí vztahu (13) vyjádříme nyní úhel ξ

$$\operatorname{tg} \xi = \frac{1}{n} \frac{dn}{d\theta'} = -\frac{1}{2} n^2 \frac{d\left(\frac{1}{n^2}\right)}{d\theta'}, \quad (14)$$

takže použitím vztahu (12) dostáváme

$$\operatorname{tg} \xi = -\frac{n^2}{2} \left(\frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_o^2} \right) \sin 2\theta'. \quad (15)$$

Maximální odchylka nastává pro případ $\frac{d(\operatorname{tg} \xi)}{d\theta'} = 0$.

tj.

$$\operatorname{tg} \theta' = \frac{n_e}{n_o}. \quad (16)$$

Dopadá-li světlo kolmo na dvojlomnou destičku, vybrušenou pod úhlem ψ k optické ose krystalu, je úhel θ' totožný s úhlem výbrusu, poněvadž pro normálový směr \vec{N} platí Snellův zákon, při čemž index lomu mimořádného paprsku je dán vztahem (12).

Pro náš případ kompenzátoru můžeme, vzhledem ke zdvojení, dopad světla považovat za kolmý a je tedy

$$\operatorname{tg} \xi = -\frac{n^2}{2} \left(\frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_o^2} \right) \sin 2\psi. \quad (17)$$

Docházíme tedy ke dvojitmu omezení úhlu výbrusu ψ . Maximální zdvojení nastává pro $\operatorname{tg} \psi = \frac{n_e}{n_o}$ a rovnoběžnost izochromatických čar roste s klesajícím úhlem výbrusu. Postačující zdvojení i dostatečná rovnoběžnost izochromatických čar nastává pro $\psi = 45^\circ$.

Pro tento úhel je

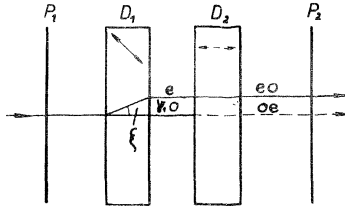
$$\operatorname{tg} \xi = \frac{n_e^2 - n_o^2}{n_e^2 + n_o^2}. \quad (18)$$

Na obr. 5a je znázorněn *Savartův* kompenzátor. Optická osa první destičky leží v rovině nákresu. Zdvojení γ_1 , které zavádí první destička, je zřejmé

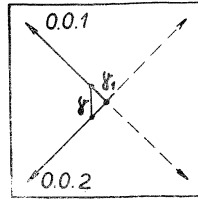
$$\gamma_1 = d \operatorname{tg} \xi = \frac{n_e^2 - n_o^2}{n_e^2 + n_o^2} d. \quad (19)$$

Dvě destičky (viz obr. 5b) způsobují zdvojení

$$\gamma = \sqrt{2} \frac{n_e^2 - n_o^2}{n_e^2 + n_o^2} d. \quad (20)$$



Obr. 5a



Obr. 5b

III. Astigmatismus, zaváděný do optické soustavy Savartovým kompenzátorem

Savartův kompenzátor není pro konvergentní paprskový svazek symetrickým optickým členem. Zavádí tedy do optické soustavy určitý astigmatismus.

Poněvadž nesymetrie se týká pouze mimořádného paprsku, zavádí každá destička zvlášť astigmatismus pro jeden ze dvou zdvojených obrazů. Stačí se tedy při výpočtu omezit na výpočet astigmatismu jedné dvojlomné destičky, vybroušené pod úhlem 45° k optické ose o tloušťce d .

Při výpočtu budeme uvažovat pouze normálový směr mimořádného paprsku. Příslušný úhel lomu budeme označovat ϵ'_e a index lomu n (viz obr. 6).

Chod mimořádných paprsků můžeme znázornit takto: Nechť na destičku dopadá svazek paprsků, které tvoří plášť kužele o vrcholovém úhlu ϵ . V krystalu tomuto svazku odpovídá kužel s osou symetrie AB (viz obr. 7).

Osa AB svírá s optickou osou krystalu úhel $\frac{1}{2}(\epsilon'_e - \epsilon'_o)$, kde hodnoty ϵ'_e resp. ϵ'_o odpovídají azimutu $\vartheta = 0$, resp. $\vartheta = \pi$. Další úvahy o astigmatismu přeneseme na osu AB . Astigmatismus, vztažený na směr AB se příliš neliší od astigmatismu, vztaženého na optickou osu soustavy, neboť úhel $\frac{1}{2}(\epsilon'_e - \epsilon'_o)$ je velmi malý.

Úhel lomu vzhledem k ose AB budeme definovat

$$\epsilon'_e = \frac{1}{2} [\epsilon'_e(\vartheta) + \epsilon'_e(\vartheta + \pi)]. \quad (21)$$

Hodnoty $\epsilon'_e(\vartheta)$ a $\epsilon'_e(\vartheta + \pi)$ jsou zde míněny obecně jako hodnoty, odpovídající dvěma azimutům ϑ a $\vartheta + \pi$.

Poněvadž úhel dopadu je velmi malý, lze psát rovněž

$$\overline{n \cos \epsilon'_e} = \frac{1}{2} [n(\vartheta) \cos \epsilon'_e(\vartheta) + n(\vartheta + \pi) \cos \epsilon'_e(\vartheta + \pi)]. \quad (22)$$

Výraz $n \cos \epsilon'_e$ lze obecně vyjádřit vztahem

$$n \cos \epsilon'_e = \frac{(n_0^2 - n_e^2) \sin 2\psi \cos \vartheta \sin \epsilon}{2g^2 n_e^2 n_0^2} + \quad (23)$$

$$+ \frac{1}{g} \sqrt{1 - \frac{1}{n_e^2} \sin^2 \vartheta \sin^2 \epsilon - \frac{1}{g^2 n_e^2 n_0^2} \cos^2 \vartheta \sin^2 \epsilon},$$

kde

$$g = \frac{\sqrt{n_0^2 + n_e^2}}{\sqrt{2n_e n_0}}.$$

Je tedy

$$\overline{n \cos \epsilon'_e} = \frac{1}{g} \sqrt{1 - \frac{1}{n_e^2} \sin^2 \vartheta \sin^2 \epsilon - \frac{1}{g^2 n_e^2 n_0^2} \cos^2 \vartheta \sin^2 \epsilon}. \quad (24)$$

Nechť na obr. 6 plná čára odpovídá paprsku, který dopadá v rovině, jež svírá s hlavní osou azimut ϑ a čarovaná paprsku s azimutem $\vartheta + d\vartheta$. Paprsek s azimutem ϑ protíná osu symetrie AB v bodě C a paprsek s azimutem $\vartheta + d\vartheta$ v bodě D . Označme úsečku $DC = dx$.

Poněvadž AB je osou symetrie, je dán celkový astigmatismus s zaváděný do soustavy destičkou, integrálem

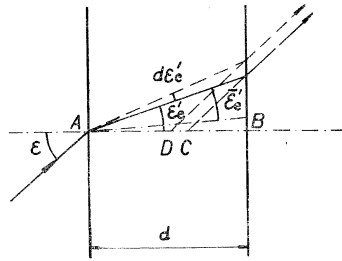
$$s = \int_0^{\frac{\pi}{2}} dx(\vartheta). \quad (25)$$

Z obr. 6 vidíme, že pro malé úhly dopadu ϵ můžeme psát

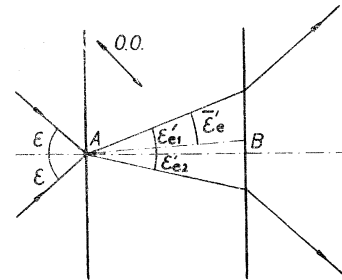
$$dx = \frac{d\bar{\epsilon}'_e}{\epsilon} d. \quad (26)$$

Ze vztahu (12) s použitím vzorce ze sférické trigonometrie

$$\begin{aligned} \cos \vartheta' &= \cos \psi \cos \epsilon'_e + \\ &+ \sin \psi \sin \epsilon'_e \cos \vartheta, \end{aligned}$$



Obr. 6



Obr. 7

dostaneme pro diferenciál indexu lomu dn pro $\psi = 45^\circ$

$$dn = \frac{n_e n_o (n_o^2 - n_e^2)}{2(n_e^2 \cos^2 \theta' + n_o^2 \sin^2 \theta')^{1/2}} \cdot (1 - \varepsilon'_e \cos \theta) d\varepsilon'_e. \quad (27)$$

Výraz na pravé straně rovnice (27) u $d\varepsilon'_e$ je řádově 10^{-2} . Index lomu n se tedy mění jen velmi nepatrně vzhledem k ε'_e . Můžeme tedy v dalších úvahách položit $n = \text{konst.}$

Diferencujeme výraz $n \cos \varepsilon'_e$.

$$d(n \cos \varepsilon'_e) = n \sin \varepsilon'_e d\varepsilon'_e \doteq n \varepsilon'_e \cdot d\varepsilon'_e. \quad (28)$$

Poněvadž pro normálový směr mimořádného paprsku platí *Snellův* zákon, lze přibližně psát

$$\varepsilon = n \varepsilon'_e. \quad (29)$$

Ze vztahů (26), (28) a (29) dostaneme

$$dx \doteq \frac{d(n \cos \varepsilon'_e)}{\varepsilon^2} d, \quad (30)$$

$$dx \doteq \frac{2}{g} \left(\frac{2}{n_e^2 - n_o^2} - \frac{1}{n_e^2} \right) d \cdot \sin \theta \cos \theta d\theta.$$

Po integraci podle (25) obdržíme po úpravě hledaný astigmatismus ve tvaru

$$s = \sqrt{2} \frac{n_o(n_e^2 - n_o^2)}{n_e(n_e^2 + n_o^2)^{1/2}} d. \quad (31)$$

Pro křemen dostáváme $s = 0,0037d$. Použijeme-li *Maréchalova* vztahu, podle kterého astigmatismus musí splňovat podmínku

$$s \leq \frac{\lambda}{\theta^2 \sqrt{2}}, \quad (32)$$

kde λ je vlnová délka použitého světla a θ číselná apertura mikroskopu, dostáváme přibližnou podmínku

$$2d \leq \frac{0,22}{\theta^2}. \quad (33)$$

Vzorec (20) a (33) vedou k použití křemenných destiček o tloušťce 2–3 mm, umístěných v okuláru mikroskopu.

LITERATURA

- [1] *Francon, M.*: Interférences, diffraction et polarisation. Handbuch der Physik, Band XXIV. (Berlin—Göttingen—Heidelberg 1956).
- [2] *Francon, M.*: Polarisation Apparatus for Interference Microscopy and Macroscopy of Isotropic Transparent objects (JOSA, 47, 1947, str. 528–535).
- [3] *Brůhat, G.*: Cours de physique générale, Masson, Editeur, Paris 1947.
- [4] *Chmela, P.*: Izochromatické čáry při průchodu konvergentního paprskového svazku dvojomnou destičkou, vybroušenou z jednoho krystalu (Acta Universitatis Palackyanae Olomucensis, Facultas Rerum Naturalium, Tom 15, 1965).

ZUSAMMENFASSUNG

DIE THEORIE DES SAVART-KOMPENSATORS
IN HINSICHT AUF DIE ANWENDUNG
IN DER METHODE DER DIFFERENZIAL DOPPELUNG

PAVEL CHMELA

Die Arbeit umfasst drei Teile. Im ersten Teil diskutiert man Isochromaten beim Durchgang des konvergenten Lichts durch das System zweier Platten, die unter dem Winkel ψ zur optischen Achse geschliffen sind. Die Orientierung von Hauptschnitten wird aus dem Bild No 2 ersichtlich.

Man zeigt, dass Isochromaten zwei Systeme gleichachsiger Hyperbolen vorstellen, deren Zentrum mit Rücksicht auf die optische Achse des Systems um „ l “ verschoben ist. Der Wert „ l “ wird durch die Beziehung (10) gegeben. Mit wachsendem „ ψ “ dieser Wert „ l “ sinkt.

Im zweiten Teil wird die Ausrechnung der Doppelung durchgeführt. Diese Doppelung entsteht infolge einer Abweichung des extraordinären Strahles von der Normalrichtung der Ausbreitung. Die Grösse dieser Abweichung ξ wird durch die Beziehung (17) gegeben. Das Maximum tritt für $\psi = \frac{n_e}{n_o}$ ein. Beide Ergebnisse führen zur Anwendung von Platten, deren Ausschlißswinkel etwa 45° beträgt.

Wenn wir einen Kompensator, dessen Platten unter dem Winkel von 45° geschliffen sind, um eine Achse der Symetrie neigen, gibt es für einen parallelen Lichtband bei der Umdrehung um den Winkel von „ ϵ “ der Gangunterschied „ δ_0 “, der durch die Beziehung (11) festgelegt wird. Die Doppelung eines solchen Kompensators wird durch die Beziehung (20) gegeben.

Im dritten Teil wird die Ausrechnung des Astigmatismus, welcher mittels eines Kompensators in das optische System eingeleitet wird, durchgeführt. Die Grösse des Astigmatismus ist durch die Beziehung (31) angegeben.

Die Anwendung einer Korrekitionsbedingung (32) und die Grösse der Doppelung γ (20) führen zur Anwendung der Quarzplatten, deren Dicke 2–3 Millimeter beträgt. Diese Platten werden in das Okular eingestellt.