

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

Bartoloměj Navrátil

O ohybu světla se zřetelem k ohybovým spektroskopům. [I.]

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 23 (1894), No. 3, 161--176

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/109326>

Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1894

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>

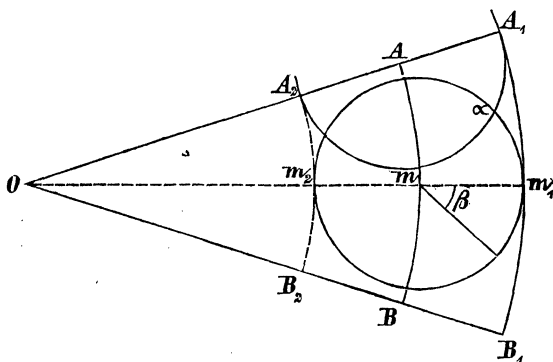
O ohybu světla se zřetelem k ohybovým spektroskopům.

Elementární náčrtek, jež pro abiturienty škol středních napsal

B. Navrátil,

ředitel vyšší školy reálné v Prostějově.

Obecným podkladem ku vysvětlení a vyšetření zjevův ohybových jest princip zvaný Huyghensův. Poněvadž ho i my zde budeme užívatí, avšak ve formě obecnější, než jak obyčejně v učebných knihách bývá podáván, stručně jej vysvětlíme jako úvodem několika slovy.



Obr. 1.

Budiž O středem vlnivého rozruchu v ústředí isotropickém (obr. 1.), AB část kulové vlny z něho vyšlé, jež v době t_1 dospěla nové polohy A_1B_1 . Jest samo sebou zřejmo, že pokud nám jde o vzájemný poměr vln AB a A_1B_1 , můžeme abstrahovati od pohybu v O a považovati vlnivý pohyb v A_1B_1 za

přímý následek vlnivého pohybu v AB. I myslíme si tedy, že všechny body vlny AB, nyní za *prvotní* považované, jsou středy vlnění nových vln *podružných* o stejné fazi počáteční a stejné rychlosti postupné s prvotní vlnou AB, tak že A_1B_1 se jeví býti obalovou plochou těchto vln podružných.

Tuto jednoduchou koncepci dlužno však doplniti. V prostoru mezi AB a A_1B_1 setkávají se totiž u př. v bodě α , podružné vlny, jež počínajíce stejnou měnou a stejnou dráhu vykonavše, zajisté též stejnou měnu mají, tak že interferencí nejen že by se nezrušily, nýbrž naopak sesílily, což odporuje pojmu jednotlivé vlny postupné; mimo to by, soudíme-li důsledně, z pojmu obalové plochy plynula ještě druhá vlna kulová A_2B_2 , postupující k O nazpět, jež rovněž se nepozoruje. Těmto námitkám se vyhneme, přijmeme-li, že intenzita vibrace v sekundární vlně má patrnou hodnotu jenom ve vrcholu jejím od O nejvíce vzdáleném, mizejíc v částech ostatních (Huyghens), čímž přímočaré šíření se světla vysvětleno bylo, anebo položíme-li se Stokesem, že intenzity vibrace ubývá od vrcholu v poměru $(1 + \cos \beta)$, kdež β jest sklon paprsku vlny sekundární k normále vlny hlavní.

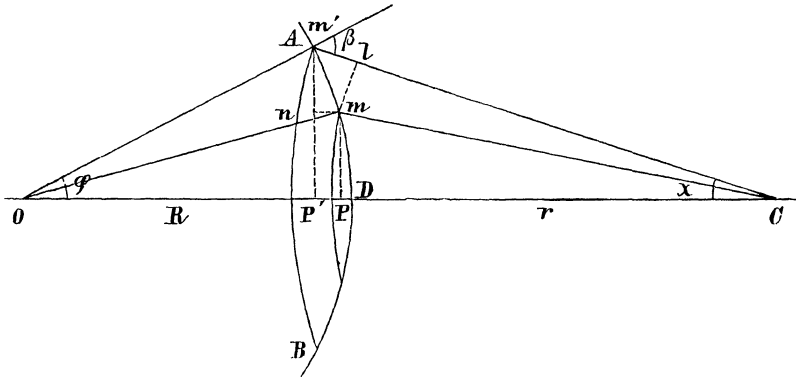
Nám zde dostačí, přijmeme-li, že intenzity vibrace velmi rychle ubývá s rostoucím β .

Neomezujíce se na odvození následné vlny z prvotní, vyslovíme Huyghensův princip, přihlížejíce ku všeobecnému vlnění daného ústředí, takto: Pohybový stav vzbuzený prvotní vlnou v libovolném bodě mimo ni ležícím jest výslednicí pohybového stavu vln podružných, této prvotní vlně příslušných.

1. *Účinek vlny kulové na bod zevnější.* Vyšetřujeme nyní na základě principu Huyghensova podrobněji účinek kulové vlny AB na zevnější bod C (obr. 2.). Onen bod vlny, z něhož vlnění v době nejkratší dospěje bodu C, jmenujme *čelem* vlny; v obr. 2. bod D.

Dle principu Huyghensova konečný stav pohybový v C jest výslednicí veškerých sekundárních vln, jež vycházejíce ze všech bodů vlny prvotní D, m , m' atd. dospívají bodu C. Tuto výslednici jest nám tedy určití. Za tou příčinou rozdělme vlnu AB na kruhové pásy, souměrně okolo D rozložené tak, aby

rozdíl vzdáleností stejnolehých okrajů dvou pásů sousedních obnášel polovici délky vlny, čehož docílíme, opíšeme-li z C, jakožto společného středu, koule poloměry $CD + \frac{\lambda}{2}$, $CD + 2\frac{\lambda}{2}$, ... $CD + n\frac{\lambda}{2}$. Budiž $mm' = \sigma_n$ ntý takový půlvlnový čili Huyg-



Obr. 2.

hensův pás. Účinnost jeho, jakož i každého jiného pásu půlvlnového, přijmeme za úměrnou ploše jeho, majíce na paměti, že jest též závislá na sklonu β normály Om' k $m'C$, a že jí konečně též ubýváti bude s rostoucí vzdáleností $m'C$ od C.

Abychom určili, což pro nás zde jest věcí nejdůležitější, plochu pásu půlvlnového, uvažme, že

$$m'C - mC = m'l = \frac{\lambda}{2},$$

tak že z $\triangle mm'l$

$$\sigma_n = \frac{\lambda}{2 \sin \beta} = \frac{\lambda}{2 \sin (\varphi + X)},$$

t. j. šířky v celku ubývá, čím více se půlvlnový pás vzdaluje od D. Dále plyne z obrazce, že

$$\sin \varphi = \frac{m'P'}{R}, \quad \sin X = \frac{m'P'}{r + n\frac{\lambda}{2}},$$

$$\cos \varphi = \frac{OP'}{R}, \quad \cos X = \frac{CP'}{r + n \frac{\lambda}{2}},$$

položíme-li totiž $OD = R$ a $DC = r$. Dle toho jest

$$\sin(\varphi + X) = \frac{R(R+r) \sin \varphi}{R\left(r + n \frac{\lambda}{2}\right)}, \quad (1)$$

a

$$\sigma_n = \frac{\lambda R \left(r + n \frac{\lambda}{2}\right)}{2R(R+r) \sin \varphi}. \quad (2)$$

Chceme-li σ_n míti vyjádřeno jenom délkami, použijme ještě $\triangle OCm'$, z něhož plyne

$$\left(r + n \frac{\lambda}{2}\right)^2 = R^2 + (R+r)^2 - 2R(R+r) \cos \varphi.$$

Poněvadž λ jest veličina velmi malá, můžeme člen $n^2 \frac{\lambda^2}{4}$, alespoň pokud n není velmi veliké, pominouti; a užijeme-li dále známého vzorce $\sin \alpha = 2 \sin \frac{\alpha}{2} \cos \frac{\alpha}{2}$, obdržíme po krátké redukci

$$\sin \varphi = \sqrt{\frac{n\lambda r}{R(R+r)}},$$

tak že

$$\sigma_n = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\lambda r R}{n(R+r)}}, \quad (3)$$

z čehož opět vysvítá, že σ_n s rostoucím n v celku ubývá. Povrch p půlvlnového pásu jest pak

$$p = 2\pi R \cdot mn = 2\pi R \cdot \sigma_n \sin \varphi$$

čili dle (2)

$$p = \frac{\pi \lambda R \left(r + n \frac{\lambda}{2}\right)}{R+r}, \quad (4)$$

t. j. povrchu půlvlnových pásů přibývá tedy celkem s rostoucím n ; přírůstek plochy dvou pásů sousedních, $(n-1)$ ho a n tého

$$p_n - p_{n-1} = \frac{\pi R}{2(R+r)} \lambda^2, \quad (5)$$

jest sice, jak patrno, veličinou stálou, avšak velmi malou, poněvadž jest násobkem λ^2 .

Přijmeme-li n za poměrně malé, t. j. obmezíme-li se hlavně na pásy půlvlnové, ležící v okolí čela D , můžeme opět $n \frac{\lambda}{2}$ pominouti, kdež pak

$$p = \frac{\pi \lambda r R}{R+r}, \quad (6)$$

t. j. v okolí čela veškeré pásy půlvlnové mají povrch přibližně stejný.

Z té příčiny tedy také účinek jich na C , pokud závisí na velikosti povrchu, jest přibližně stejný. Avšak další dva elementy, jež podmiňují účinnost pásu, totiž sklon a vzdálenost, pozmění poněkud závěr tento, zmenšujícíce postupně, napřed rychleji, při větších n znenáhla účinnost pásů, tak že konečně při vzdálenějších pásech účinnost dvou pásů sousedních lze považovati za stejnou. Nazveme-li intenzitu osvětlení vzbuzenou v C prvním, druhým atd. pásem i_1, i_2, i_3 atd., J intenzitu výslednou a uvážíme-li, že dva a dva sousední pásy liší se ve své fazi o $\frac{1}{2} \lambda$, bude zajisté

$$\begin{aligned} J &= i_1 - i_2 + i_3 - i_4 + \dots \\ &= \frac{1}{2} i_1 + \frac{1}{2} (i_1 - i_2) - \frac{1}{2} (i_2 - i_3) + \dots, \end{aligned}$$

čili se zřetelem k tomu, že rozdíly v závorkách přibližně a mimo to čím dále, tím přesněji se rovnají 0,

$$J = \frac{1}{2} i_1, \quad (7)$$

t. j. účinek kulové vlny na bod zevnější závisí toliko na několika pásech půlvlnových, okolo D ležících, poněvadž účinek ostatních

části interferenci se ruší, a jest přibližně roven polovičnímu účinku prvního pásu půlvlnového okolo čela vlny.

Zjev tento v geometrické optice jmenujeme přímočárným šířením se světla. Jestli účinek celé světelné vlny v C týž, jakoby se světlo prvního Huyghensova pásu bralo z O podél přímky OC do C. Přímku OC geometrická optika jmenuje *paprskem* světelným.

Jak vidno, „paprsek“ značí pouze geometrický směr, není však fyzikálního děje, jenž by mu odpovídal.

Dodatek. Značí-li v obr. 2. AB *linearnou* vlnu kruhovou, dřívější Huyghensovy pásy promění se v půlvlnové prvky lineární $mm' = \sigma_n$. Z rov. (3), jak již bylo podotčeno, plyne, že σ_n sice ubývá s přibývajícím n , t. j. vzdalujeme-li se od čela vlny. Avšak úbytek ten

$$\sigma_n - \sigma_{n+1} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{Rr\lambda}{R+r}} \cdot \frac{1}{\sqrt{n^3}} \quad (8)$$

jen pro malé n má hodnotu poněkud značnější, jsa pro větší n roven téměř 0. Tímže rozumováním, jako dříve, uvážíce, že každé σ_n jest nyní zde dvakrát, dospějeme k výsledku

$$\begin{aligned} J &= 2i_1 - 2i_2 + 2i_3 - 2i_4 + \dots \\ &= 2 \left[\frac{1}{2} i_1 + \frac{1}{2} (i_1 - i_2) + \frac{1}{2} (i_2 - i_3) + \dots \right], \end{aligned}$$

tedy přibližně

$$J = i_1, \quad (9)$$

t. j. účinek celé kruhové vlny lineární na bod C rovná se přibližně účinku prvního půlvlnového prvku vlny v okolí čela D.

2. Účinek vlny rovinné na bod zevnější.

Přijmeme-li ve sférické vlně $R = \infty$, sférická vlna přejde v rovinnou. Rovnice čl. 1. nabudou nyní podoby:

$$\sigma_n = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{r\lambda}{n}}, \quad (3')$$

$$p = \begin{cases} \pi\lambda \left(r + n \frac{\lambda}{2} \right), & (4') \\ \pi\lambda r, & (6') \end{cases}$$

$$p_n - p_{n-1} = \frac{\pi}{2} \lambda^2, \quad (5')$$

$$J = \frac{1}{2} i_1. \quad (7')$$

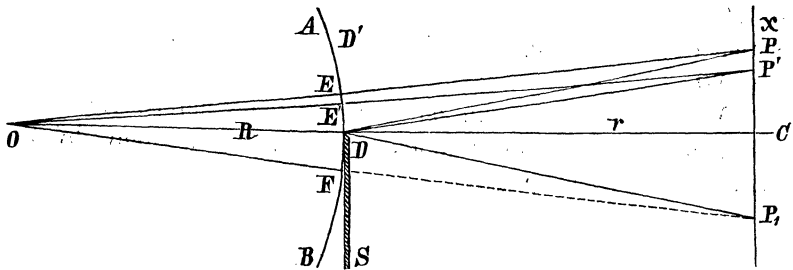
z nichž, co se týká účinku celé vlny na bod zevnější, plyne též důsledek, jaký pro vlnu sférickou byl odvozen.

Dodatek. Pro lineární vlnu přímoú jest bez dalšího dovozování patrné, že

$$\sigma_n - \sigma_{n+1} = \frac{1}{4} \sqrt{r\lambda} \cdot \frac{1}{\sqrt{n^3}}, \quad (8')$$

$$J = i_1. \quad (9')$$

3. *Ohyb světla na ostré hraně.* Děje dosud popisované se podstatně změní, zachytíme-li část vlny neprůhledným stínidlem. V obr. 3. značíž AB kulovou vlnu stejnorodého světla



Obr. 3.

šířící se ze středu vlnivého rozruchu O, zastřenu z části neprůhledným stínidlem SD s ostrou hranou D, kolmo na rovinu papíru postavenou. Úlohou naší jest, naléztí účinek nezastřené části vlny na jednotlivé body stěny XP_1 .

Při vyšetřování zachováme beze změny postup, jehož jsme užili ve člancích právě předcházejících. Jde-li na př. o bod P, určíme napřed čelo vlny jemu příslušné E a rozdělíme vlnu koulemi, ze společného středu P sestrojenými, v Huyghensovy pásy. Tu pak již předem jest zřejmo: 1.) Je-li bod P tak po-

ložení, že zůstane nezastřeno stínidlem S nejen příslušné čelo, nýbrž veškerý účinný pásy vlny v okolí jeho, jest v P světlost taková, jaká by i bez stínidla byla, t. j. stínidlo nemá na povšechný stav pohybový, tedy ani na intenzitu v tomto bodě žádného vlivu. 2.) Leží-li bod P_1 tak hluboko v geometrickém stínu stínidla, že stínidlo zastírá nejen příslušné čelo F, nýbrž veškerý účinný půlplnový pásy vůbec, jest v P_1 úplné temno, poněvadž účinek ostatních půlplnových pásů se ruší interferencí.

Co do poloh, mezi těmito krajními obsažených, přijmeme předně, že P leží mimo geometrický stín stínidla, takže DE obsahuje n půlplnových pásů kolem čela E. Pak jest též

$$DP - EP = n \frac{\lambda}{2}.$$

Je-li n číslo sudé, zruší se interferencí z největší části účinek jich po dvou, v bodě P jest relativně temno. Je-li však n číslo liché, na př. pro bod P' , nezruší se již účinek všech pásů po dvou, v bodě P' jest relativně jasno. Povstanou tedy na stěně XP_1 směrem od P k C střídavě proužky temné a světlé. Bod C zůstane světlým, jsa osvětlen polovinou celé vlny AD.

Vzdálenost Δ proužků od C vypočteme z hořejší rovnice.

Poněvadž Δ proti vzdálenostem stínidla a stěny bývá velmi malé, můžeme položit

$$DP = \sqrt{\Delta^2 + r^2} = r + \frac{\Delta^2}{2r},$$

$$EP = OP - OE = r + \frac{\Delta^2}{2(R+r)},$$

z čehož

$$\Delta = \sqrt{\frac{R+r}{R}} \cdot n\lambda, \quad (10)$$

kdež sudé n platí pro proužky temné, liché pro proužky světlé.

Je-li $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3$, atd. první, druhý, třetí proužek atd. platí tedy též pro proužky temné

$$\Delta_1 : \Delta_2 : \Delta_3 : \dots = 0 : \sqrt{2} : \sqrt{4} : \dots$$

a pro světlé proužky

$$A_1 : A_2 : A_3 : \dots = \sqrt{1} : \sqrt{3} : \sqrt{5} : \dots$$

Z rov. (10) vysvítá, 1.) že zvětší-li se λ za podmínek jinak stejných, zvětší se i A , t. j. proužky téhož pořadného čísla jsou ve světle červeném dále od C než ve světle oranžovém, žlutém, zeleném atd. a 2.) že intervaly mezi dvěma proužky jsou tím menší, proužky totiž tím těsněji při sobě, čím větší jest n , t. j. čím více se od C vzdalujeme, jak se třeba skutečným výpočtem přesvědčiti můžeme, a jak ostatně z posledních úměr i beze zvláštních výpočtů již na první pohled vysvítá.

Užijeme-li při pokuse světla bílého, maxima intenzity různých barev padají alespoň z části též vedle sebe, a světlé proužky promění se v uzounká vidma barevná, při nichž kraj červený leží na straně zevnější.

Čím dále od C, tím více překládají se postupná vidma jedno přes druhé slučujíce se znenáhla v barvu bílou, až konečně celý ohybový zjev na místech od C vzdálenějších postupně víc a víc osvětlených úplně mizí.

Poněvadž též platí

$$\begin{aligned} OP - DP &= OE + EP - DP \\ &= OE - (DP - EP), \end{aligned}$$

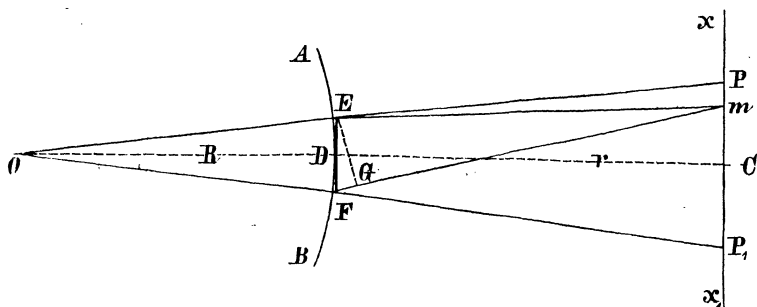
kdež OE jest vždy, $DP - EP$ alespoň potud veličinou stálou, pokud se nemění n , jest geometrické místo všech bodů určité hodnotě rozdílů $DP - EP$ příslušných hyperbolou, jejíž ohniska jsou O a D. Blížíme-li se tedy stěnou XP_1 k ostré hraně, řadí se též proužky těsněji a těsněji ke světlému místu C.

Zbývá ještě vyšetřiti osvětlení v geometrickém stínu stínidla. Leží-li bod P_1 tak hluboko pod C, že stínidlo zachytne první nejúčinnější půlvlnový pás vlny DF kolem čela F bodu P_1 příslušného, jest osvětlení v bodě tom podmíněno jen ostatními méně účinnými pásy nezastřené vlny a z těch hlavně prvním pásem nezastřeným t. j. intenzity světlosti ubylo. Čím hlouběji pak bod P_1 do geometrického stínu zapadá, tím více účinných pásů se stínidlem zastírá a tím více klesá tedy intenzita osvětlení až konečně úplně mizí. V geometrickém stínu ubývá tedy

světlosti nepřetržitě sic, avšak rychle až k nulle, což úplně souhlasí se skutečností.

4. Úzký neprůhledný proužek.

Je-li EF neprůhledný proužek (obr. 4.), povstanou po obou stranách geometrického stínu za P a P₁ soustavy proužků na sobě nezávislé, docela téhož rázu jako při jedné hraně.



Obr. 4.

Je-li proužek EF dosti úzký, přibude k nim v geometrickém stínu samém ještě nová soustava proužků podstaty poněkud jiné. Jak v předcházejícím článku bylo ukázáno, jest v geometrickém stínu účinek prvotní vlny obmezen na účinek prvního půlvlnového pásu ku hraně přiléhajícího. V našem případě jsou takové svítící pásy dva, jež zastupují dva uzounké zdroje světelné téže počátečné fáse pohybové, čímž podobají se oněm, jež uměle si zjednáváme Fresnelovými zrcadly nebo Fresnelovým hranolem. Světelný výjev v geometrickém stínu bude tedy podstatou totožný s interferenčním úkazem, na Fresnelových zrcadlech pozorovaným.

V bodě *m* nastane tedy zvýšení nebo snížení světlosti, když

$$Fm - Em = FG = n \frac{\lambda}{2}$$

dle toho, je-li *n* sudé nebo liché. Vzdálenost těchto proužků od C jest

$$A = mC = CD \cdot \operatorname{tg} \angle mDC,$$

čili nahradíme-li tangentu sinem, což při úhlu mDC vždy velmi malém si dovoliti můžeme, a položíme-li šířku proužku $EF = \varepsilon$,

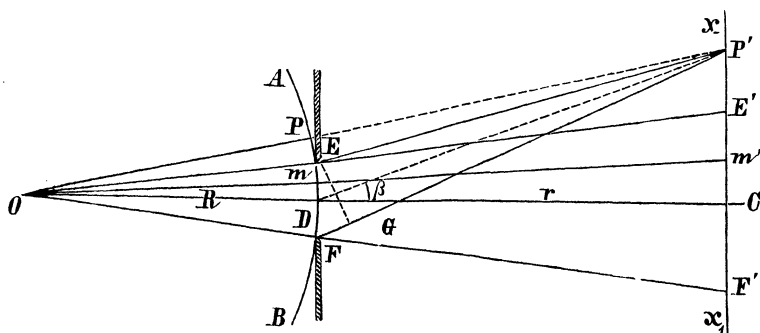
$$\Delta = n \frac{r}{\varepsilon} \frac{\lambda}{2}.$$

Interval mezi dvěma na př. temnými proužky

$$\Delta_n - \Delta_{n-2} = \frac{r}{\varepsilon} \lambda$$

jest nezávislý na n , t. j. proužky ty jsou všechny stejně daleko od sebe vzdáleny, pomocí kteréž vlastnosti oba interferenční zjevy v tomto případě se naskytující snadno od sebe rozeznáme.

5. *Úzká štěrbinina přímočárná.* a) Zachytněme kulovou vlnu AB stínidlem S opatřeným úzkou štěrbinou EF , kolmou k rovině papíru, a položme zdroj světelný O na osu štěrbiny ODC (obr. 5.). Chceme-li určití světlost v některém bodě stěny XX_1 na př. P' , uvažme, že stínidlem zadrženy jsou právě nejučinnější části vlny AB , ležící okolo čela P , příslušného bodu P' .



Obr. 5.

Již z toho plyne, že v P' jest všeobecně světlost zajisté menší než u př. v C . Lze však mimo to ještě ukázati, že světlost v bodě P' závislá jest na vzdálenosti jeho od C . Rozdělme si za tou příčinou vlnu AB známým způsobem z P' na Huyghensovy pásy a přijmeme, že šířka štěrbiny jich objímá n . Pak jest zpoždění obou krajních pásů, značí-li ε šířku štěrbiny,

$$FP' - EP' = FG = e \sin \beta = n \frac{\lambda}{2}.$$

Je-li n číslo sudé a abstrahujeme-li od různosti sklonův, zruší se křížením v P' účinek každých dvou sousedních pásů, t. j. v bodě P' jest temno; je-li však n číslo liché, nezruší se účinek všech půlvlnových pásův, t. j. v P' jest relativně jasno. Pro bod C jest zpoždění vždy dvou pásů souměrně k D položených = 0, t. j. v C sesilují se účinky veškerých pásů půlvlnových, tak že v bodě tom jest intensita pohybu, tedy i intensita světelná největší. Od tohoto bodu počínajíc intensita světelná prochází střídavě hodnotami minimálními a maximálními touž měrou, jak od C se vzdalujeme. Vzdálenost proužkův, ať světlých nebo tmavých, od C jest při velmi malém β

$$\Delta = CP' = CD \sin \beta = CD \frac{FG}{EF} = \frac{r}{e} n \frac{\lambda}{2},$$

z čehož plyne, že fialový proužek světlý jest nejbliž u C , kdežto proužek červený jest odchýlen nejvíce. Vzdálenost dvou proužkův od sebe jest

$$\Delta_n - \Delta_{n-2} = \frac{r}{e} \lambda,$$

tedy veličina stálá, pokud užíváme světla stejnorodého, a po této stránce jest ohyb štěrbinou podoben interferenčnímu zjevu v geometrickém stínu neprůhledného proužku, ač podmínky světlosti a temna jsou přímo zaměněny.

Ve světle bílém nastoupí na místa proužků světlých opět úzká vidma ohybová.

Ve střední části $E'F'$ nevyskytují se ohybové proužky, pokud $FE' - EE' < \frac{\lambda}{2}$; objeví se však u př. v m' , jakmile $Fm' - Em' > \frac{\lambda}{2}$, což nastane, pešíneme-li stěnu XX , dosti blízko ke štěrbině.

b) Udělme zdroji světelnému obecnější polohu, na př. takovou, aby dopadající paprsek vlny prvotní tvořil s normálou

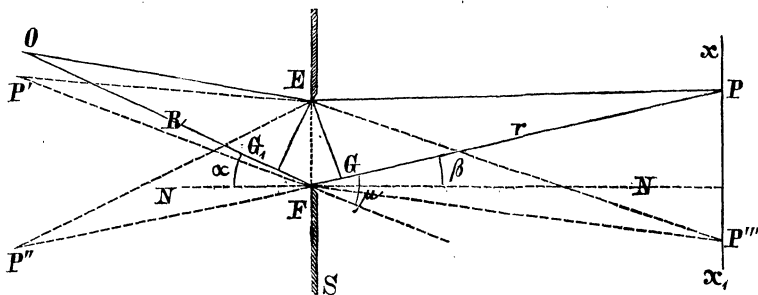
N úhel α (obr. 6.). Označíme-li úhel ohybový β , jest zpoždění krajních elementů půlvlnových v dopadající vlně

$$OF - OE = FG_1$$

a po ohybu vzhledem k bodu P

$$FP - EP = FG,$$

kdež EG a EG_1 jsou kruhové obloučky poloměru R a r , jež, je-li štěrбина velmi úzká, můžeme považovati za kolmice spuštěné



Obr. 6.

s E na OF a FP. Úhrnné opoždění krajních elementů tedy nabude hodnoty

$$FG_1 + FG = e(\sin \alpha + \sin \beta),$$

označíme-li šířku štěrbinu opět e . Je-li

$$e(\sin \alpha + \sin \beta) = 2e \sin \frac{\alpha + \beta}{2} \cos \frac{\alpha - \beta}{2} = n \frac{\lambda}{2}, \quad (11)$$

vznikne dle toho, co v předcházejícím odstavci tohoto článku řečeno bylo, v bodě P místo světlé nebo temné, značí-li n číslo liché nebo sudé.

Naopak lze z rov. (11), dáno-li α , též vypočísti úhel ohybový β pro každé n a λ . Mimo to jest též možno dokázati, že za týchž podmínek lze úhlu β udělití takovou hodnotu, aby odchylka ohnutého paprsku od původního byla minimální. Jak z obr. 6. vysvítá, jest úhrnná odchylka tato, již označíme μ ,

$$\mu = \alpha + \beta.$$

Zvětšíme-li α o $\Delta\alpha$ a β o $\Delta\beta$, kdež $\Delta\alpha$ a $\Delta\beta$ jsou hodnoty velmi malé, vzroste μ na $\mu + \Delta\mu$, tak že též platí

$$\mu + \Delta\mu = \alpha + \Delta\alpha + \beta + \Delta\beta,$$

z čehož, odečteme-li poslední rovnice od sebe,

$$\Delta\mu = \Delta\alpha + \Delta\beta.$$

Má-li však μ býti minimální, musí hodnota jeho pro nekonečně malé přírůstky $\Delta\alpha$ a $\Delta\beta$ zůstatí nezměněna t. j. musí býti

$$\Delta\mu = 0,$$

tedy také

$$\Delta\alpha + \Delta\beta = 0. \quad (\alpha)$$

Zároveň obdržíme pomocí rov. (11)

$$e \left[\sin(\alpha + \Delta\alpha) + \sin(\beta + \Delta\beta) \right] = n \frac{\lambda}{2}.$$

Rozvedeme-li siny součtův, položíme-li pak $\cos \Delta\alpha = \cos \Delta\beta = 1$, $\sin \Delta\alpha = \Delta\alpha$, $\sin \Delta\beta = \Delta\beta$ a odečteme-li rov. (11), obdržíme

$$\cos \alpha \cdot \Delta\alpha + \cos \beta \cdot \Delta\beta = 0,$$

ze kteréž rovnice pomocí (α) plyne

$$\cos \alpha = \cos \beta,$$

čili poněvadž ani α ani β 90° překročiti nemůže,

$$\alpha = \beta, \quad (12)$$

t. j. má-li odchylka býti minimální, musí úhel dopadu se rovnati úhlu diffrakčnímu. Jak patrno, jeví po této stránce ohyb světla nápadnou podobnost s lomem světla v hranolu.

Hodnota minimální odchylky jest tedy

$$\mu = 2\alpha = 2\beta$$

a opoždění fasové krajních půlvlnových pásů v tomto případě

$$n \frac{\lambda}{2} = 2e \sin \alpha = 2e \sin \frac{\mu}{2}. \quad (11')$$

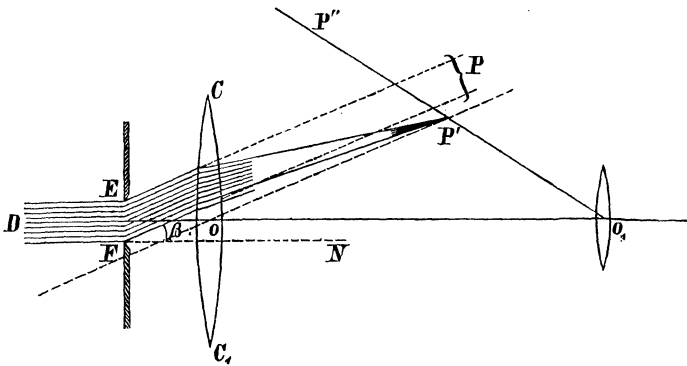
Pro $\alpha = 0$ jest dle (11)

$$e \sin \beta = n \frac{\lambda}{2},$$

což platí pro polohu svítícího bodu, o níž jednal odst. a).

Při té příležitosti budiž již zde zároveň podotčeno, že rov. (11) a ostatní z ní odvozené platí též pro ohyb na odraze-
jícím lesklém proužku, majícím podobu štěrbinu na rovině jinak
drsné, jak se pouhým sestrojením příslušného obrazce můžeme
snadno přesvědčiti. Toliko druhý člen ($\sin \beta$) změní své zna-
ménko, leží-li ohybový proužek a zdroj světelný na různých
stranách normály N , na př. v P'' nebo P''' a to jak pro světlo
odražené tak i pro světlo propuštěné.

c) Nezřídka zařizuje se při vyvozování úkazův ohybových
věc tak, aby prvotní vlna byla rovinná při úhlu dopadu $\alpha = 0$,
a vidma ohybová se pozorují dalekohledem, čímž zjev nabývá
nejen větší zřetelnosti, nýbrž i neobyčejné skvělosti, aniž se
změní podstata jeho.



Obr. 7.

Pošínme bod P , jemuž přísluší úhel ohybový β , z roviny
 XX_1 dřívějších obrazců do nekonečna a rozdělme opět část
vlny EF (obr. 7.) na půlvlnové pásy. Bez interposice objektivu

dalekohledu povstala by interference pásů těch v nekonečné vzdálenosti, v bodě P. Vsuneme-li však do dráhy světla ohnutého spojovací čočku CC_1 , spojí se veškerý paprsky již v bodě P' její ohniskové roviny, aniž rozdíl měny jednotlivých půlvlnových pásů utrpí jaké újmy. Vsunutí čočky má tedy jedině ten účinek, že bod P z nekonečna se pošine do P'. Povstane tedy nyní v rovině fokální též obraz ohybový, jako dříve na stěně XX_1 ; podmínky vzniku jeho podává tedy opět rovnice

$$e \sin \beta = n \frac{\lambda}{2}.$$

Okulár O_1 zvětší pak přiměřeně odlehlosti úhlové.

d) Příkladem počítejme odchylky β ohybových videm pro krajní barvy jejich při úhlu $\alpha = 0$, tedy dle rovnice hořejší, položíce za délku vlny krajního světla červeného (čára Fraunhoferova A) $\lambda_r = 0.000762 \text{ mm}$, pro okraj fialový $\lambda_f = 0.000393 \text{ mm}$ a pro n postupně čísla lichá. Šířka štěrbin y budiž $e = 0.05 \text{ mm}$.

Výsledky podává tato tabulka:

Pořadové číslo vidma	n	β_r	β_f
1	1	0°26'12"	0°13'31"
2	3	1°18'35"	0°40'32"
3	5	2°11' 1"	1° 7'33"
4	7	3° 3'27"	1°34'35"

Z tabulky té jde na jevo, že toliko první vidmo jest od sousedního odděleno tmavou prostorou; všecka ostatní vidma splývají svými nestejnolehlými konci, a to částmi čím dále většmi.

(Dokončení.)