Dr C. Strouhal:

Fysika.

Díl 4.

Optika.

V Praze
1907.

Optika.

Dle přednášek
c.k. dvorního rady
Dra C. Strouhala,
professora exp. fysiky na české universitě
v Praze.

1907.

2487
MFF KU
Knihovna DPV
667/76

Obsah:

1. Úvod. – 2. Rozdělení optiky.

Optika geometrická.

I. Úkazy přímočarého šíření světla.

3. Úkazy základní. – 4. Komora temná. – 5. Perspektiva. –

Fotometrie.

6. Základní pojmy a definice. – 7. Druhy fotometrů.

Rychlost světla.

8. G. Galilei 1642. – 9. O. Römer 1676. – 10. J. Bradley 1728. – 11. Význam paralaxy slunce při methodách stanovení rychlosti světla. – 12. Fizeau. – 13. Foucault.

II. Odraz světla.
(Katoptrika.)

14. Základní zákony odrazu světla. – 15. Význam zákonů odrazu světla. – 16. Odraz paprsků homocentrických.

Zrcadla rovná.

17. Svítící bod. – 18. Svítící předmět. – 19. Užívání zrcadel rovných. –

Zrcadla sférická.

20. Definice. – 21. Aberrace sférická.

A) Zrcadla konkavní (stěrná).

22. Svítící bod. – 23. Svítící předmět.

B) Zrcadla konvexní (rozptylná).

24. Svítící bod. – 25. Svítící předmět.

Zákony o zrcadlech sférických dle názoru novější geometrie.

26. Základní definice. – 27. Konstrukce pro zrcadlo konkavní. – 28. Konstrukce pro zrcadlo konvexní. – 29. Stanovení dálky ohniskové (poloměru křivosti) zrcadel konkavních. – 30. Stanovení dálky ohniskové (poloměru křivosti) zrcadel konvexních.

III. Lom světla.
(Dioptrika.)

31. Základní zákony lomu světla. – 32. Exponent lomu absolutní a relativní; optická dráha. – 33. Význam zákonů lomu světla. – 34. Sestrojování paprsku lomeného. – 35. Závislost exponentu lomu na barvě světla. – 36. Závislost úhlu dopadu α,

lomu β, a úchylky α-β. – 37. Odraz totální.

Lom světla rovinou.

38. Paprsky homocentrické. – 39. Pošinutí svítícího bodu deskou. –

Lom světla plochami sférickými.

40. Definice. – 41. Aberrace sférická. –

A) Lom světla plochou sférickou konvexní (sběrnou).

42. Svítící bod. – 43. Svítící předmět.

B) Lom světla plochou sférickou konkávní (rozptylnou).

44. Svítící bod. – 45. Svítící předmět.

Zákony o lámavých plochách sférických dle názorů novější geometrie.

46. Základní rovnice. – 47. Konstrukce pro lámavou sférickou plochu (sběrnou) konvexní.

Soustavy dvou lámavých ploch sférických.
(Čočky)

49. Definice. –

Čočky velice tenké.

50. Svítící bod. – 51. Rozbor rovnice čočkové. – 52. Svítící předmět.

Čočky libovolně silné.

53. Roviny hlavní. – 54. Početní příklad. – 55. Jak se provádí konstrukce pomocí rovin hlavních a ohnisek. – 56. O bodech uzlových. – 57. Vztahy mathematické. – 58. Optický střed.

Soustava lámavých ploch v počtu libovolném.

59. Roviny hlavní při problému všeobecném. – 60. Konstrukce obrazu pomocí rovin hlavních a ohnisek. – 61. Body uzlové. – 62. Analogie s lámavými plochami sférickými. – 63. Stanovení ohniskové dálky čoček spojných. – 64. Stanovení dálky ohniskové u čoček rozptylných.

IV. Rozklad světla.

65. Základní pojmy. – 66. Lom světla hranolem (Chromatika). Vztahy kvantitativní. – 67. Závislost deviace na dopadu paprsku. Příklad početní. – 68. Minimální úchylka. Důkaz algebraický. – 69. Lom světla hranolem. Konstrukce. – 70. Do minimální. Důkaz geometrický. – 71. Kolmý dopad paprsku na rovinu hranolu. – Vztahy algebraické. – 72. Pokračování konstrukce. – 73. Mez hodnoty Fraunhoferovy a Meyersteinovy. – 74. Spektrum sluneční. – Podmínky čistoty spektra. – 75. Čáry Fraunhoferovy. – 76. Disperse. – 77. Pokračování. Disperse lokální. – 78. Hranoly achromatické. – 79. Pokračování. Řešení početním. – 80. Pokračování. Řešení konstrukcí. – 81. Dokončení. – Řešení přesné. – 82. Hranoly průhledné. – 83. Rozklad světla při lomu plochami sférickými. Aberrace chromatická čoček. – 84. Experimenty o rozkládání a skládání světla bílého.

V. Optické stroje.

85. Komora temná (camera obscura). – 86. Komora světlá. – 87. Hadleyův sextant r. 1731. – 88. Horizontální a vertikální apparát projekční. – 89. Jednoduchý mikroskop (lupa). – 90. Mikroskop složený. – 91. Dalekohledy. – 92. Reflektor Newtonův (1663). – 93. Reflektor Gregory-ho (1663). – 94. Reflektor Cassegrainův. – 95. Reflektor Herschelův (1795). – 96. Reflektor astronomický (Keplerův). – 97. Refraktor terrestrický. – 98. Refraktor Galileův (Hollandský). – 99. Parallela mezi reflektory a refraktory.

VI. Emisse a absorpce světla.

100. Apparát spektrální. – 101. Spektra emissní a absorpční. – 102. Emissní spektra žhoucích látek pevných a kapalných. – 103. Emissní spektra žhoucích par aneb svítivých plynů. – 104. Absorpční spektra látek plynných a kapalných. – 105. Absorpční spektra plynů a par. – 106. Pokračování. Absorpce paramy žhoucími. Vysvětlení vzniku čar Fraunhoferových. – 107. Užívání spektrální analyse. – 108. Znázornění spektra. – 109. Spektrometr. – 110. O absorpci anomální. – 111. Barva předmětu. – 112. Barvy povrchové a lesk kovový. – 113. Koefficient extinkce a kvocient absorpce.

Působení světla absorbovaného.

114. Fluorescence. – 115. Fosforescence. – 116. Změna energie světelné v energii chemickou. Fotochemie.

VII. Optika fysiologická.

117. Popis oka. – 118. Pokračování. Akkomodace. – 119. Ammetropie. Brejle. – 120. O vztazích mezi dojmy zrakovými a jich vnější příčinou. – 120. O vztazích mezi dojmy zrakovými a jich příčinou.

VIII. Optika meteorologická.

121. Refrakce astronomická. – 122. Fata morgana. – 123. Duha.

Optika theoretická.

Úvod.

1 Historický rozvoj theorie undulační. – 1 Základní vzorce pohybu vibračního a undulačního. – 1 Skládání vibrací. – 1 Řešení grafické. – 1 Řešení analytické. – 1 Výklad přímočarého šíření světla. – 1 Pokračování. Vlny sférické. – 1 Vý

kład odrazu a lomu světla. – 1 Konstrukce Huygensova. –

Interference světla.

1 Rozdělení úkolu. – 1 Pokus Youngův. – 1 Zrcadla Fresnelova. – 1 Fresnelovo biprisma. – 1 Pokus Lloydův. – 1 Billetovy dvojčočky. – 1 Proužky Talbotovy. – 1 Proužky Powellovy. – Barvy tenkých vrstev. – Tenké destičky. – Pokračování. Vrstvy vzduchové. Proužky Newtonovy. – Projekce proužků Newtonových. – Spektrální rozbor proužků Newtonových. – Znázornění konstrukcí. – Modifikace pokusu Newtonova. – Barvy silných vrstev. – Jaminův refraktometr. – Newtonovy kruhy konkávním zrcadlem. –

Ohyb světla.

Úvod.

Ohybové zjevy Fresnelovy.

Přímá hrana. – Úzký drát. – Úzká štěrbina. – Otvor kruhový. – Destičky s poloperiodovými pásmy. – Kruhové stínítko. – Korony.

Ohybové úkazy Frauenhoferovy.

Přehled úkazů. – Ohyb jedinou štěrbinou. Řešení geometrické. – Řešení analytické. – Rozbor výrazu pro intensitu I. – Dvě štěrbiny. – Libovolný počet štěrbin téže šířky. – Rozbor rovnice pro intensitu I. – Řešení rovnice $m \operatorname{tg} w = q \operatorname{tg} m w$ a výpočet intensity $I = m^2 a^2 \left(\frac{\sin \varphi}{\varphi}\right)^2 \left(\frac{\sin m w}{m \sin w}\right)^2$. – Výklad populární. – 227. Minimum de- – Měření délky vlny. – Spektra normální. – Mřížky na odraz. – Konkávní mřížky Rowlandovy.

O polarisaci a dvojlomu světla.

Základní pojmy a definice. – Polarisace odrazem. – Zákon Brewsterův. – Polarisace lomu. – Apparáty polarisační. – Základní zjevy dvojlomu světla. – Polarisace dvojlomem. – Zákon Malusův.

Dvojlom v krystalech jednoosých.

Konstrukce Huygensova. – Modifikace Huygensovy konstrukce. – Rychlost paprsku a rychlost vlny. – Důkazy správnosti theorie Huygensovy. – Jednoosé krystaly positivní a negativní. – Polarisatory a analysatory na základě dvojlomu. – Hranol Nikolův. – Hranol Foucaultův. – Achromatisovaný hranol vápencový. – Hranol Bochonův.

Dvojlom v krystalech dvojosých.

Přehled soustav krystalických. – Všeobecné orientační poznámky o dvojlomu u krystalů dvojosých. – Postup historický. – Základy theorie Fresnelovy. – Pokračování. – Ellipsoid pružnosti. – Pokračování. Kmity „stabilní.“ – Ellipsoid druhý (reciprký). – Rovnice vlnoplochy. Rozbor. – Konstrukce Huygensova. – Hlavní exponenty lomu. – Refrakce konická vnitřní a vnější. – Osy krystalů dvojosých. – Převedení krystalů dvojosých na jednoosé. – Positivní a negativní krystaly dvojné. – Úhel optických os. – Příklad. – Závěrek.

Polarisace chromatická.

Úvod historický. – Rozdělení zjevů polarisace chromatické.

Úkazy polarisace chromatické ve světle parallelním.

Zařízení orthoskopů pro pozorování subjektivní. – Zařízení orthoskopů pro demonstrace objektivní. – Materiál. – Průběh úkazů ve světle monochromatickém. – Rozdíl fásový ε. – Průběh úkazů ve světle polychromatickém a bílém. –

Úkazy polarisace ve světle konvergentním.

Zařízení konoskopů pro pozorování subjektivní. – 226. Zařízení konoskopů pro demonstraci objektivní. – Rozdíl fásový při šikmém průchodu destičkou. – Povšechná povaha úkazů polarisace chromatické ve světle konvergentním. – Krystaly jednoosé kolmo k ose seříznuté. – Krystaly jednoosé šikmo k ose broušené. – Krystaly dvojosé.

Polarisace rotační.

Úvod historický. – Zákony Biotovy. – Apparáty ke studiu subjektivnímu polarisace rotační. – Apparáty k objektivní demonstraci polarisace rotační. – Průběh úkazů ve světle monochromatickém. – Průběh úkazů ve světle polychromatickém, specielně bílém. – Pokračování. Rozbor spektrální. – Soleilova dvojdeska. – Význam dvojdesky Soleilovy pro zkoumání optické aktivity látek. – Saccharimetrie. – Rotace roviny polarisační v poli magnetickém. Effekt Faradayův. – Theorie rotační polarisace.

Optika.

§1. Úvod.

Předmětem optiky *) jest studium úkazů, jež všeobecně světelným zoveme, čili jichž podstatou jest světlo. Zkušeností seznáváme mnohá tělesa, která mohou býti uvedena ve zvláštní fysikální stav, jímž působí pak na orgán náš zrakový. Lampičku žárovou v tmavé síni nevidíme; ale proudem galvanickým se její vlákno uhelné rozžhaví; tím splněna jest objektivní, fysikální podmínka vidění; toto pak v skutku nastává, je-li také subjektivní, fysiologická podmínka vidění splněna; je-li oko zdravé a otevřené. Světlem lampičky stanou se viditelnými též předměty v jejím okolí. Říkáme že lampička svítí světlem vlastním, ony předměty pak že jsou tímto světlem osvětleny. Slunce a stálice svítí vždy světlem vlastním; oběžnice a jich družice jsou jimi osvětleny. V příčině však čistě optické netřeba mnohdy tohoto rozdílu tak přísně šetřiti. Tak jeví se nám na př. oběžnice Jupiter jakožto jasná hvězda, která zjevem svým nikterak se neliší od nějaké stálice, na př. Siria, ačkoliv Sirius jest těleso svítící světlem vlastním, naproti tomu Jupiter těleso tmavé, které vidíme jen tím, že jest světlem slunce ozářeno.

Tělesa svítící světlem vlastním označujeme jako zdroje světelné. Tyto jsou přirozené neb umělé; při všech zajímá nás jich mohutnost, o jejíž měření později pojednáme. Přirozenými zdroji světelnými jsou slunce a stálice (částečně také úkaz fosforescencí zvaný), umělé zdroje zakládají se na umělém rozžhavení hmoty z pravidla skupenství pevného. Slunce jest nejmocnějším zdrojem světelným, mohutnost jeho jest dle Bouguera (1725) rovna světelné intensitě 63.10^{26} svíček čili 53.10^{22} nejmocnějších elektrických světel obloukových. Langley srovnávaje (1878) světlo sluneční s briliantně zářícím povrchem roztopené oceli v konvertru

---

*) z řeckého kmene ὀπ-, jenž se jeví ve slovech: ὄπωπα, ὄψομαι atd. a od něhož odvozeno adjektivum ὀπτικός, na př. ἡ ὀπτικὴ τέχνη neb θεωρία.

Bessemerově nalezl, že slunce jest zdrojem 5.300 krát mohutnějším. Stálice jsou milioukráte až bilioukráte slabšími zdroji než slunce. Z umělých zdrojů na prvém místě uvésti dlužno obloukové světlo elektrické, dále světlo Drummondské, magnesiové, elektrické světlo žárové, světlo plynové, petrolejové atd.

Při všech těchto zdrojech světelných, jak již praveno, jedná se o rozžhavení prvních částic; u světla obloukového svítí rozpálené kousky uhlíku, u světla Drummondského do běla rozžhavená křída, u světla plynového a petrolejového rozžhavené částečky nespáleného uhlíku atd. – O posledním případu snadno se přesvědčíme při kahanu Bunsenově, který jen tenkráte svítí, nevchází-li do hořícího plynu dostatečné množství vzduchu. Čím je temperatura rozžhaveného tělesa větší, tím bělejší světlo vydává. Na 600° zahřáté těleso svítí rudě, zvyšuje-li se temperatura, stává se světlo žlutočerveným, při 800° téměř již žlutým a při 1200° bílým.

Tážeme-li si, co jest vlastně toto „světlo", které od svítících předmětů vychází, tedy dlužno doznati, že není snadno, na otázku tuto odpověděti; aspoň nikoli s tou určitostí, s jakou můžeme otázku podobnou vzhledem k jiným smyslům našim na př. k sluchu neb k čichu zodpověděti: Nezbývá než utvořiti sobě jakousi o tom domněnku, jakousi hypothesu. Vodítkem je analogie; něco méně přístupného hledíme sobě vysvětliti podobností s tím, co nám jest přístupnější. Hypothesa tak zv. emanační čili emissní (Newton) spočívá na analogii čichu, hypothesa vibrační čili undulační (Huygens) na analogii sluchu. Dlouhý čas byla prvnější z obou hypothes pokládána za pravdě podobnější; dle ní bylo světlo jakousi látkou nad míru jemnou, kterou tělesa svítící vyzařovala. Ukázalo se však, že touto hypothesou některé úkazy světelné nelze vysvětliti. Tím nabyla převahy hypothesa druhá. Těleso svítící jest analogou tělesa znějícího; světlo pak jest pohyb, který se šíří od těles svítících jistým ústředím až k oku našemu, právě tak jako se zvuk šíří k uchu našemu. Víme, že se zvuk může šířiti ústředím každým, na př. vzduchem, vodou a podob., avšak nikoli prostorem vzduchoprázdným. Naproti tomu přichází k nám světlo z končin světa nejzazších, ze stálic, o jichž od nás ohromné vzdálenosti nemůžeme sobě ani sebe slabší učiniti

představy. Prostor, který při tom světlo proniká, jest prostor prázdný. Chceme-li však šíření se světla vykládati dle analogie zvuku pohybem vlnivým, musíme předpokládati, že i onen prostor prázdný jest naplněn jakousi látkou, jejíž vlněním světlo se šíří, že tedy není prostorem prázdným v naprostém slova smyslu. Tato látka, která jest postulátem theorie, tato látka hypothetická je tak zv. světelný éther.

Všimněme si hned tohoto rozdílu mezi zvukem a světlem. Zvuk se šíří vlnivým pohybem hmotného ústředí každého. Světlo naproti tomu vykládáme vlnivým pohybem jen zcela zvláštního ústředí, totiž onoho étheru. Poněvadž pak světlo proniká skrze hmoty každého skupenství, musíme důsledně souditi dále, že také světelný éther proniká hmoty veškeré. Další rozdíly mezi zvukem a světlem zakládají se na spůsobu pohybu vlnivého. Zvuk šíří se vlněním nějakého ústředí podélným (longitudinálným); vlnění světelného étheru musíme naproti tomu vzhledem k polarisaci světla za příční (transversální) pokládati. Vlnění zvukové šíří se mírně rychle; vlnění světelné naproti tomu nesmírně rychle; ve vzduchu na příklad šíří se světlo rychlostí téměř milioukrát větší než zvuk. Amplituda vlnění zvukových je dosti značná, avšak amplituda vlnění světelného jest nesmírně malá. Počet jednoduchých výchvějů za sekundu podmiňuje v akustice výšku tónu; podobně podmiňuje počet výchvějů étheru světelného za sekundu barvu. – Jest tedy barva analogou výšky tónu mající svůj základ v kmitočtu N. Na místě tohoto můžeme bráti k charakterisování výšky tónu neb barvy též délku vlny λ. V akustice mění se kmitočet v mezích asi 16 až 50.000; v optice jsou však kmitočty daleko větší, 400 až 800 biliomů (v okrouhlých číslech). Podobné ohromné rozdíly jsou též v délce vln. Ze známé rovnice $\lambda = c$. T čili $\lambda = \frac{c}{N}$ platící pro pohyb vlnivý můžeme se pro ústředí vzduch o těchto rozdílech též rychle orientovati. Poněvadž jest $c = 300\,000\,000$ metrů za sekundu, tedy jest největší λ (pro nejmenší N) asi (okrouhle)

$$\lambda = \frac{300\,000\,000}{400\,000\,000\,000\,000} \text{ metru, a nejmenší } \lambda \text{ (pro největší N) asi (okrouhle)}$$

$$\lambda = \frac{300\,000\,000}{800\,000\,000\,000\,000} \text{ metru}$$

Vyjádřeno v mikromillimetrech ($\mu\mu$) jest tedy λ okrouhle asi 800 až 400 $\mu\mu$ (obráceně než N v billionech).

Úsečná data o rychlosti c, s jakou se světlo šíří, jakož i o délce λ vlny světelné dlužno uváděti především pro vakuum, čili pro světelný éther toto vakuum vyplňující. Přichází-li světlo do ústředí hmotných, jako jest vzduch, voda, sklo a pod., mění se jak c tak i λ, naproti tomu nemění se N čili nemění se perioda T kmitová.

V rovnici $cT = \lambda$ čili $\frac{c}{N} = \lambda$ jest tudíž pro určitý druh světla T a N ústředím nepodmíněno. Oproti akustice budiž pak již zde poukázáno na to, že rychlost c šíření se světla v ústředích hmotných jest ještě podmíněna onou periodou T čili kmitočtem N. Tóny vysoké a nízké šíří se v ústředích hmotných rychlostí stejnou; naproti tomu světla různé optické výšky, t. j. různé barvy šíří se v témže ústředí hmotném rychlostí různou.

Uvedli jsme tuto některé základní rysy undulační theorie světla na základě analogií akustických za účelem rychlé orientace, abychom jednajíce o úkazech optických mohli již k některým z veličin zde uvedených přihlížeti.

§ 2. Rozdělení optiky.

Veškeré úkazy optické lze rozděliti dle následujících úkazů základních v šestero oddělení. Jsou to:

1.) Přímočaré šíření se světla, jež pozorujeme pokud se světlo šíří ústředím homogenním.

2.) Odraz světla.

3.) Lom světla.

4.) Rozklad světla.

Tyto tři úkazy pozorujeme současně, když světlo dopadá na rozhraní dvou ústředí; zde se světlo dílem vrací do ústředí původního, dílem postupuje měníc původní směr do ústředí následujícího; při tom pak zároveň, je-li složené, se rozkládá, t. j. mění směr různě dle barvy.

5.) Periodicita světla jevící se tím, že účinky dvou světel se nejen mohou sesíliti ale i úplně rušiti.

6.) Polarisace světla v tom spočívající, že světlo v různých směrech vedených kolmo ku směru

šíření se, jeví eventuálně různé vlastnosti, jako by mělo různé strany poly. V souvislosti s tím jest pak dvojlom světla.

Na základě těchto šesti úkazů fundamentálních bylo by možno pojednávati o celé optice v šesti kapitolách; poněvadž však úkazy prvých čtyř oddělení se vysvětlují úvahami téměř výhradně geometrickými, zahrnují se v jediný název optiky geometrické; pro úkazy periodicity a polarisace světla, které nutno studovati v těsné souvislosti s theorií světla, zaveden název optiky theoretické.

Se stanoviska theoretického jest nejjednodušším optickým útvarem světlo lineárně polarisované. Avšak takového docílíme jen spůsobem umělým; neboť zdroje světelné takového světla nedávají; světlo obyčejné jest nepolarisované a jen za jistých okolností se polarisuje. Proto zůstává oddíl o polarisaci jednající naposledy.

Optika geometrická.

I. Úkazy přímočarého šíření se světla.

§ 3. Úkazy základní.

Světlo šíří se přímočaře. K poznání tomuto přišlo se velmi záhy pozorováním zjevů jež nastávají, když světlo na př. sluneční, dopadá na jiná rozmanitá tělesa nesvítivá. Některá z nich propouští světlo úplně, jako vzduch, sklo a pod. — tělesa průhledná; jiná jen částečně, jako sklo mléčné — průsvitná; jiná konečně jako kovy, nepropouštějí světlo pranic — neprůhledná. Rozdíly tyto studujeme, vkládajíce různá tělesa mezi oko a zdroj světelný. Ukazuje se ovšem, že ony rozdíly nejsou povahy qualitativné, nýbrž quantitativné, t. j. že se tělesa v příčině pronikání světla liší od sebe nikoliv podstatně, nýbrž jen stupňově. Tak i průhledná tělesa stávají se neprůhlednými ve vrstvách velmi silných, naopak tělesa neprůhledná stávají se aspoň průsvitnými ve vrstvách tenkých. Voda je průhledná; avšak v hlubinách mořských, kde tloušťka vrstvy jde na kilometry, jest úplná tma, ani sluneční světlo neproniká těmito mohutnými vrstvami; naproti tomu kovy v tenké vrstvy vytepané, dřeva tence sříznutá, látky jemné a podobné, jsou průsvitnými.

Jsou-li neprůhledná vrhají stíny. Vznikání stínu jest prvním pozorováním, jež orientuje o tom, že světlo se šíří — že postupuje — a zároveň že rychlost toho jest ohromná; neboť odstraněním tělesa stínícího se nižínem osvětlí celý před tím tmavý prostor za tělesem stínícím. Ukazuje se dále, že i ve stínu jsou rozdíly; rozeznáváme stín úplný a polostín. Snadno pozorujeme, že polostíny mají vznikati všude tam, kde světlo vychází od celé plochy: jen tehdy, kdyby tato plocha byla nekonečně malou, kdyby — jak říkáme — byl dán svítící bod, vznikl by jen stín úplný. Obrysy stínů obdržíme přímočarou konstrukcí, poznáváme z toho, že se světlo šíří v přímkách. Každou takovou přímku, podél které světlo postupuje, zovem světelným paprskem. Theoretický význam tohoto pojmu jest ovšem jiný v theorii emanační a jiný v theorii undulační. Onde jest to přímo dráha částic světla, zde jest to přímka kolmá na vlnoplochu, která je koulí, šíří-li se světlo od svítícího bodu v ústředí zcela homogenním. Paprsky od svítícího bodu jdou na všechny strany a tvoří celkový útvar, který zovem paprsky homocentrickými. Plochu svítící možno si myslit rozdělenu v jednotlivé svítící body. Dle toho možno pak geometricky konstruovati stín úplný, a kde jako polostín.

Příklady dává svíčka a drát; dle toho, jak daleko za drát postavíme bílou plochu projekční — na př. bílý papír — studujeme, jak úplný stín se zužuje a polostín rozšiřuje, až konečně úplný stín mizí a polostín sotva se stává znatelným. Podobně ztrácí se v polostínu při světle slunečním stínový obraz hrotu věže, vrcholu a větviček stromu a pod. Země naše vrhá úplný stín i polostín, jakož se jeví při zatmění měsíce. Dlužno vzíti v pozornosti, že v té vzdálenosti od země, ve které je měsíc, je polostín velice úzký následkem ohromné vzdálenosti země od slunce a nepatrné její poměrné velikosti. Meze stínu úplného i polovičního stanoví se jednoduchou geometrickou konstrukcí.

§ 4. Komora temná.

Nezajímavější zjev na přímočarém šíření se světla spočívající jest

zobrazení předmětů svítících neb osvětlených v komoře temné.

Zatemníme-li síň nějakou zavřenou tečně okenice a necháme-li malým otvorem v jedné okenici z venčí vnikati do síně papršky světelné a dopadati nejlépe na desku mléčného skla, zobrazí se na této průmětné rovině celé okolí jak co do obrysů tak i co do barevnosti a sice jest obraz obrácený. Forma otvoru jest při tom věci jednostejná. Velikost otvoru má vliv na světlost a zároveň na ostrost obrazu. Otvor větší dává obraz jasnější, avšak obrysy jeho, kontury jsou méně ostré. Při otvoru malém je lépe s rovinou průmětnou jíti blíže k otvoru. Při otvoru větším lze jíti daleko a obdržeti obrazy větších rozměrů. Při tom je důležito na jednu okolnost zvlášť upozorniti. V komoře temné zobrazují se stejně ostře jak bližší tak i vzdálenější svítící body. Není tedy vzdálenost svítících bodů před otvorem na ostrost jich obrazu žádného vlivu.

Krajina nalézající se před otvorem komory temné zobrazí se tudíž na průmětné rovině mléčného skla, nechť jest toto sklo otvoru blíže nebo od otvoru dále, tedy v každé od otvoru vzdálenosti a při tom zobrazí se všechny části krajiny bližší nebo vzdálenější stejně ostře. Tím vším liší se obrazy komory temné podstatně od těch obrazů, které, jak později shledáme, vznikají optickými čočkami.

V listnatém lesíku, svítí-li slunce, pozorujeme na zemi malá světlá kolečka, obyčejně elliptické formy, která jsou obrazy slunce, vznikajícími malými otvory mezi listím. Při částečném zatmění slunce, jsou tyto obrázky podoby měsíčků.

Ukazy komory znal již Leonardo da Vinci (* 1452 † 1519); obšírně pak popsal je Giambattista della Porta (1538 – 1615) ve svém spise „Magiae naturalis sive de miraculis rerum naturalium libri XX" (1589 ve 2. vydání opraveném). Tyž kombinoval komoru temnou s konvexní čočkou, čím docílil obrazů svým daleko světlejších a tudíž živějších. Komory temné s jednoduchým malým otvorem v kovu (olovu) užilo se v nové době zhusta k účelům fotografování lamp Röntgenových, svítících paprsky, jež se čočkou nelámou a tudíž jen otvorem dávají obraz; tím vědecký význam komory temné s jednoduchým otvorem (bez čočky) značně vzrostl.

§5. Perspektiva.

Na přímočarém šíření se světla zakládá se perspektivní zobrazování předmětů. Oko kreslířovo tvoří středy zpětných, k nimž vedené přímky ke všem krajovým bodům předmětu. Tyto přímky protínají rovinu nákresnou v bodech, které spojíme čarami, čárám v předmětu odpovídajícími. Kreslíme tedy na obrázek takto v kontuře prostou stínu, světla a barvy v tom uspořádání a rozdělení, jak je na předmětu samém spatřujeme, vzniklé obrazy, které činí dojem předmětu. Tak vzniká perspektivický obraz předmětu.

Jiné užití přímočarého šíření se světla nalézáme při geodetických měřeních. Měří-li se větší vzdálenosti, musíme je, jak říkáme, vytýčiti, t. j. nastaviti po zemi tyčí neb kolíků do takových vzdáleností, aby od jednoho k druhému měřítko vystačilo. Vytyčování děje se stavěním tyče třetí mezi dvě na koncových bodech vzdálenosti dané stojících tak, aby pozorovateli všechny tři tyče v jedno splývaly.

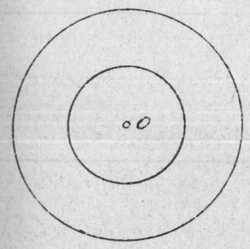
K přesnějším měřením užívá se dioptru anebo ještě lépe dalekohledu s nitkovým křížem.

Fotometrie.

§6. Základní pojmy a definice.

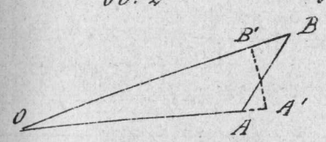
Budiž dán světelný zdroj malých rozměrů, jakoby svítící bod O. Představme si tento obklopený dutou koulí o poloměru 1 metru. Každý cm^2 této koule bude osvětlen určitým množstvím světla; zvětšíme-li poloměr koule na 2 m, zvětší se povrch koule na čtyřnásobné, takže na 1 cm^2 dopadne pouze $\frac{1}{4}$ původního množství světelného.

obr. 1.



Označíme-li množství světla dopadající na 1 cm^2 intensitou osvětlení, pak z toho příkladu je patrno, že intensita osvětlení ubývá čtvereče se vzdáleností od zdroje světelného, předpokládaje ovšem, že paprsky světla dopadají vždy na plochu osvětlenou normálně a že nedochází nijakého zeslabení ústředním mezi svítícím bodem a plochou osvětlenou ležícím. (Obr. 1.)

obr. 2.



Dopadají-li paprsky na malou plochu A B šikmo (Obr. 2.), je intensita osvětlení menší než při dopadu kolmém, neboť plocha A' B', která jest k paprskům z O vycházejícím kolmá, jest menší než osvětlená plocha A B. Intensita osvětlení zmenšena je tu v poměru cosinusu úhlu A C A'.

Šíří-li zdroj světelný bodem, ale celou plochou, pak je ovšem intensita osvětlení závislá také na úhlu, který svírají paprsky na těleso osvětlené dopadající s plochou svítivou.

Pozorujeme-li intensitu osvětlení dle množství odražených paprsků, pak záleží tato na jakosti a úpravě povrchu tělesa osvětleného.

Měřením intensity světelné zabývá se fotometrie. Intensitu světelného zdroje měříme obyčejně intensitou osvětlení ve vzdálenosti 1 m. Jednotkou je intensita světelná normální svíčky parafínové 2 cm v průměru s plamenem 5 cm vysokým, aneb světlo lampy amylacetatové (Hefner-Alteneck 1884) o výšce plamene 4 cm.*) Poměr světelné intensity této lampy k intensitě svíčky normální je $\frac{1}{1{,}2}$.

Je-li tudíž i_n = intensita světelná svíčky normální,

i = " " zdroje daného,

a nalezneme-li dvě vzdálenosti r_n a r od téže plochy, která je oběma zdroji

*) R. 1884 byla přijata pařížskou internacionální konferencí zvláštní jednotka světelná daná světlem, které normálně vydalá 1 cm^2 právě tuhnoucího povrchu platiny. Jednotka tato se nazývá Violle-ova.

stejně osvětlena při normálním dopadu paprsků, pak dle hořejšího jest

$$\frac{i}{r^2} = \frac{i_n}{r_n^2} \quad \text{čili} \quad i = i_n \cdot \frac{r^2}{r_n^2}$$

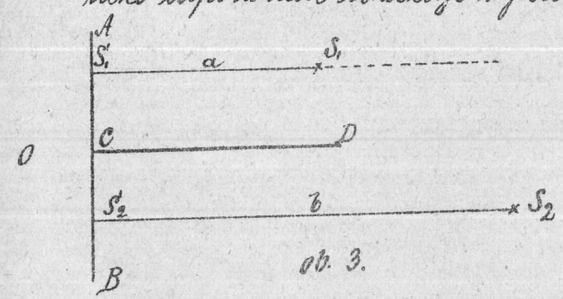
Záleží tedy veškeré měření vzjištění, zda-li intensita osvětlení jedním i druhým zdrojem spůsobená je stejna. Je tedy na každém fotometru zařízení, kterým možno porovnávati intensity osvětlení a dále jiné zařízení, jímž je možná jasnost plochy zmenšovati. Porovnání děje se okem, jež pozoruje dvě části plochy osvětlené jedním i druhým zdrojem. Přesnost, jaké tu lze dosáhnouti, udávají různí pozorovatelé různou. Zlomek, o který nutno zvětšiti neb zmenšiti intensitu jedné části osvětlené plochy, aby oko rozdíl osvětlení rozeznalo, udává

Bouguer na 1,6 %, Fechner na 1,0 %, Arago na 0,75 %
Mousson „ 0,83 %, Helmholtz „ 0,67 %.

Jasnost plochy zmenšuje se oddalováním zdroje intensivnějšího.

§7. Druhy fotometrů.

Z nejstarších fotometrů sluší uvésti Bougnerův (1760), jehož schematické uspořádání ukazuje výkres 3.



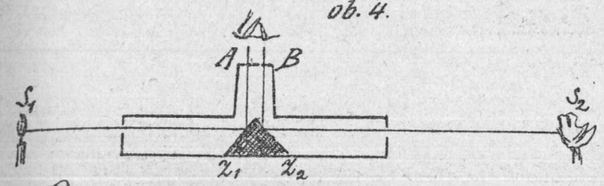
ob. 3.

S_1 a S_2 jsou zdroje světelné, jichž intensity i_1 a i_2 chceme srovnávati. Oba zdroje osvětlují plochu AB, na níž kolmo stojí stínítko CD, které spůsobuje, že část plochy CA je osvětlena pouze zdrojem S_1 a část plochy CB zase pouze zdrojem S_2. Jsou-li obě části plochy stejně jasné, pak platí:

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{a^2}{b^2}.$$

Pozorování děje se při průsvitné desce AB z místa O, zdroje světelné pohybují se ve směru $S_1'S_2$ tak dlouho, až se žádaného osvětlení docílí.

Ritschieův fotometr dovoluje pomocí dvo zrcadel neb pravouhlého hranolu

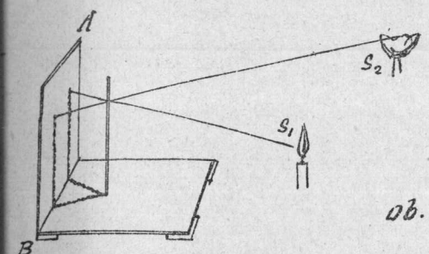


ob. 4.

toho, že oba zdroje světelné jsou na téže přímce — ve skutečnosti pošinují se na tomže měřítku.

Uspořádání patrno z obr. 4.

Rumfordův fotometr porovnává polostíny téhož předmětu spůsobené oběma zdroji a hraničící spolu, jak to naznačuje obr. 5. Při měření dlužno dbáti toho, aby paprsky z obou zdrojů dopadaly pod týmže úhlem na plochu AB.



ob. 5.

Známým a nejvíce rozšířeným ze starších fotometrů je fotometr Bunsenův, při němž obě srovnávaná pole jsou na tomže listu papíru, který má uprostřed skrouhlou paraffinem, olejem nebo podobně utvořenou skvrnu. List papíru tak upraveného nalézá se uprostřed měřítka, podél něhož se oba zdroje srovnávané mohou pošinovati a na němž se jich vzdálenosti od papíru mohou změřiti. Pošinování děje se tak dlouho, až mastná skvrna ze šikma pozorovaná zmizí, čili až stejně mnoho světla přichází k oku jak od skvrny tak i okolního papíru. Zkušenost ukazuje však, že skvrna nikdy nezmizí, poněvadž papír nejen světlo odráží, ale také z části propouští a podobně i skvrna nejen světlo propouští, ale částečně i odráží. Pomocí dvou zrcadélek k papíru pod úhlem 45° na obou stranách postavených může pozorovatel pozorovati obě strany papíru a posouditi, zdali osvětlení skvrny je stejné — v tomto případě vada dříve zmíněná odpadá. Jinak lze prováděti měření na tomto fotometru methodou substituční, která ovšem vyžaduje pomocného zdroje třetího co možná stálého. Konečně určíme poměr $\frac{i_1}{i_2}$ dvojím pozorováním, když totiž napřed s jedné strany zařídíme S_1 tak, aby skvrna odtud pozorovaná mizela a pak totéž s druhé strany opakujeme. Jsou-li příslušné vzdálenosti zdrojů světelných od papírového stínítka v prvém pozorování r_1 a r_2, v druhém pak r_1' a r_2', lze se snadno přesvědčiti, že

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{r_1 r_2'}{r_2 r_2'}$$

Ze strojů novějších budte pouze jménem uvedeny: Lummer-Brodhun-ův fotometr (1889) na rovnost a na kontrast. Joly-ho (1888) fotometr diffusní, Wildův polarisační (1888) a L. Weberův (1883), jimž myšlénkou i konstrukcí velmi četné fotometry jiné se podobají

Rychlost světla.

§ 8. G. Galilei. 1642

Že je rychlost světla velmi veliká zejména proti rychlosti zvuku, k tomu poukazují četné zkušenosti života obecného. Za tmavé noci osvětlí na př. blesk krajinu v celé její obsáhlosti mžikem, najednou, kdežto rachot hromu trvá celé minuty. Že však rychlost tato není nekonečně veliká, to tušil G. Galilei (1564-1642), jenž zvolil též pokus, jakým by se ona rychlost dala určiti. Dva pozorovatelé, svítilnami opatřeni, postaví se za noci co možná daleko od sebe; prvý z nich dá druhému v jistém okamžiku signál tím, že světlo svítilny zacloní, jakmile tento signál druhý pozorovatel uvidí, da zpět signál prvému, tím že také světlo zacloní; tento zpáteční signál pozoruje pak prvý; patrně že dojde k němu o tolik později, kolik potřebuje světlo k proběhnutí dráhy od prvého pozorovatele k druhému a zase k prvému zpět. Pokus provedli žáci Galileovi; členové „akademie pokusu" (Accademia del cimento), ale výsledek jeho nemohl býti než negativní - neboť všechny obyčejné distance zemské mizí proti rychlosti světla. Od té doby pak byla rychlost světla pokládána za nekonečně velkou, což ostatně pro vzdálenosti pozemské je téměř správné. Stanovení rychlosti světla mohlo tudíž jen při vzdálenostech nepoměrně větších se uskutečniti - a takovými jsou vzdálenosti interplanetární.

§ 9. O. Römer. 1676.

V letech 1670-1676 pozoroval na nově zbudované hvězdárně

Pařížské zároveň s ředitelem hvězdárny, jímž byl Giovanni Domenico Cassini, mladý dánský astronom Olaf Römer (1644-1710). Předmětem pozorování byla pravidelné zatmění měsíců Jupiterových. Tento velikán soustavy sluneční má totiž pět měsíců čili družic (satellitů). V dobách oněch byly ovšem známy jen čtyři: pátý, jenž jest Juppitem nejbližší a jen v nejsilnějších teleskopech je viditelný, objevil Barnard teprvé 9. září 1892. Těchto pět měsíců obíhá kolem Jupitera ve vzdálenostech, kteréž je obyčejem - aby se dostala přehlednější - udávati v jedničce rovnající se aequatoreálnému poloměru Jupitera, kterýž je 70551 km čili 11,061 kráte větší než aequatoreální poloměr naší země.

Tyto vzdálenosti jsou:

1.) 2,55 2.) 5,933 3.) 9,439 4.) 15,057 5.) 26,486.

Doba oběhu těchto měsíců jest poměrně krátká - zejména když se srovnává s dobou oběhu našeho měsíce. U druhého - jenž dříve byl čítán za prvý a pro předmět náš jest nejdůležitější - činí tato doba

$$42^h\ 27^m\ 33^s,51.$$

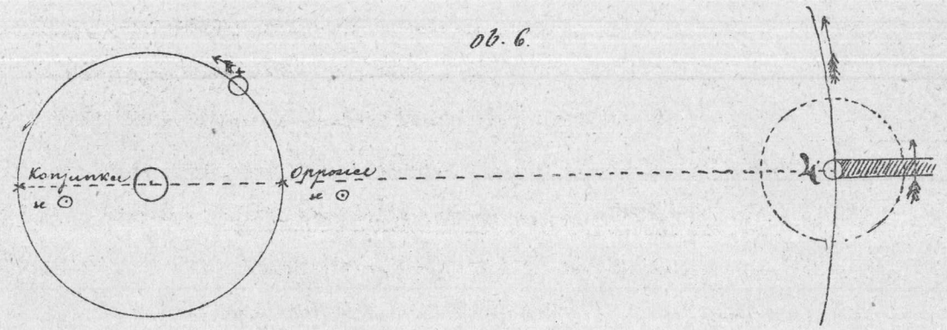
Roviny drah těchto měsíců jsou jen asi o 3° odkloněny od roviny dráhy Jupitera; následkem toho vstupují první čtyři měsíce při každém svém oběhu do stínu Jupitera a zatmí se; také poslední se často zatmí, ale přece ne při každém oběhu, poněvadž jest od Jupitera vzdálenější. Tato zatmění měsíců Juppiterových zejména onoho prvého - dle starého pořadí — o němž nyní jedině budeme mluviti měla odedávna velkou důležitost pro plavbu námořní; neboť z okamžiku, kdy nastane neb končí, lze souditi na geografickou délku místa, kde se na př. loď nalézá, je-li okamžik ten přesně dle času na př. Pařížského neb Greenwichského napřed vypočítán. Proto byly záhy počítány tabulky pro tato zatmění - a právě vzhledem k praktické jich důležitosti chtěl Olaf Römer tyto tabulky zkoumati a po případě opraviti. To byl důvod, proč pozorování ta podruhy

Dlužno již napřed poznamenati, že není možno, ze země naší celý průběh zatmění pozorovati, nýbrž jen buď okamžiku vstupu nebo výstupu do kužele stínového.

Nalézá-li se totiž země naše v té části své dráhy, která jde od

opposice ke konjunkci Jupitera a slunce, lze pozorovati toliko výstup; naopak v druhé části dráhy od konjunkce k opposici jen vstup. (obr. 6.)

Ob. 6.



V době konjunkce nelze ostatně pozorovati vůbec za příčinou blízkosti slunce.

Výsledky pozorování Römerových ukázaly, že hledíc k průměrné hodnotě doby oběhu jakož i k vlastnímu pohybu Jupitera - okamžiky výstupu se opožďovaly, a naopak okamžiky vstupu se urychlovaly. O. Römer vysvětloval tyto nepravidelnosti správně tím, že země se oddaluje od Jupitera nebo zase k němu přibližuje, onde světlo zemi dohání, zde zase země jde světlu vstříc. Z celého opoždění 16 minut 36 sekund, což je téměř = 1000 sekund, kteréž odpovídá průměru dráhy zemské, lze počítati rychlost světla, je-li tento průměr v kilometrech zdán. V okrouhlých číslech čísel 300 000 000 km, a tudíž rychlost světla tisící díl, tedy 300 000 km.

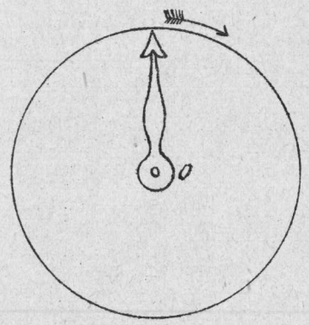
Je zajímavo poznamenati, že vysvětlení Römerovo tehdadokonce nebylo ihned vědecky uznáno. Sám Cassini vysvětloval ony odchylky nepravidelností pohybu měsíce samého. Olaf Römer nedožil se již toho úspěchu viděti své vědecké výsledky potvrzeny se strany docela jiné. - Vrátio se do Kodani, stal se zde professorem mathematiky, později byv zvolen za purkmistra oddálil se od prací vědeckých a zemřel 1710, tudíž 18 let před objevením aberrace světla, kteráž

vedla k tak skvělému potvrzení číselných výsledků Römerových methodou zcela rozdílnou.

Budiž poznamenáno ještě následující. Úkaz Römerův je povahou svou týž jako úkaz Dopplerův. Zde i tam jde o zdánlivou zeněnu trvání periodického pohybu následkem toho, že pozorovatel se oddaluje neb přibližuje. Principielně je jednostejno, zda-li se změny v trvání periodického pohybu stanoví okem nebo uchem. Analogie jest jinak úplná.

Můžeme si věc ještě jiným spůsobem objasniti. Dejme tomu, že bychom měli ručičku (obr. 7.), která by kolem osy O na př. hodinovým strojem se udržovala v rotaci periody T. -

Ob. 7.



Kdyby se pozorovatel s dostatečnou rychlostí k ručičce blížil, viděl by, že se otáčí v kratší době T' - anebo naopak v době delší T'', kdyby se vzdaloval. Dejme tomu, že by hodinový stroj při každém průchodu ručičky rovnovážnou polohou dal akustický signál na př. udeřením na zvonec. Pak by pozorovatel slyšel tyto signály následovati po sobě buď v dobách kratších T' neb delších T'', když by se stroji blížil neb od něho vzdaloval. V prvém případě by šlo o rychlost světla, v druhém o rychlost zvuku; poněvadž jest tato asi milionkráte menší proti oné, ukázalo by se ono urychlování neb opožďování akustických signálů ovšem již při rychlosti pozorovatele mírné, když by optichy nebylo viděti praničeho.

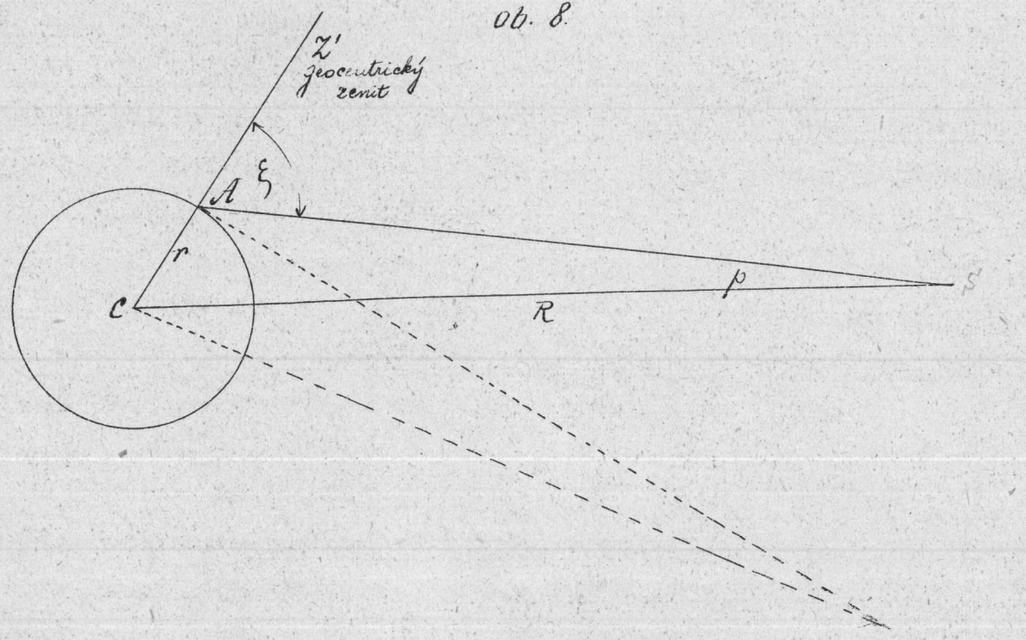
[* § 10. J. Bradley. 1728. *]

[* Jak z vylíčení § předchozího patrno, objevil O. Römer rychlost světla nehledav ji; 50 let později opakovalo se totéž. James Bradley (1692-1772) hledal roční parallasu jisté hvězdy a objevil aberraci a z té opět rychlost světla. Pozorování svá začal na hvězdárně v Kew koncem r. 1725 ve spojení se Samuelem Molyneux, jehožto jméno by mělo v 3. arch.

dějinách aberrace spolu bytí uváděno. Účelem pozorování bylo stanoviti, roční paralaxu stálice γ na hlavě draka (souhvězdí Draco), kterážto stálice prochází téměř zenitem oné hvězdárny.

Jak známo, pozoruje se poloha hvězdy na rozmanitých místech povrchu zemského. Aby bylo možno získaná tato pozorování vespolek srovnávati, redukují se na střed zemský. Tím vzniká poloha hvězdy geocentrická, avšak střed země mění své místo. Proto se redukují pozorování dále na střed slunce. Tím vzniká poloha hvězdy heliocentrická.

Obr. 8.



Budiž A (obraz 8) místo pozorovací na povrchu země, S nějaká hvězda (na př. Jupiter). - Směr CA vede k zenitu geocentrickému Z'. - Úhel p jakožto rozdíl směrů AS a CS jest paralaxou hvězdy. - Zaveďme úhel $Z'AS = \xi$. Patrně jest:

$$\frac{\sin p}{\sin \xi} = \frac{r}{R} \quad \text{čili} \quad \sin p = \frac{r}{R} \sin \xi.$$

Je-li $\xi = 90°$, jest p maximum. Kdyby země byla koulí (homogenní neb z homogenních kulových vrstev složená) a v klidu, byl by zenit geocentrický týž jako zenit skutečný. Úhel ξ by pak udával odlehlost zenitovou. Při $\xi = 90°$ byla by hvězda v horizontu pozorovacího místa. Proto se zove maximální paralaxa p pro $\xi = 90°$ paralaxou horizontální.

Ve skutečnosti, jak známo, není země koulí a jest v pohybu. Proto se zenit skutečný liší od geocentrického — tíže neníť ke středu zemského ellipsoidu. Proto také není — přísně vzato — hvězda v horizontu pro $\xi = 90°$. Nicméně pojmenování „paralaxa horizontální" se podržuje.

Radiusvector r není konstantou. Největší jest pro rovník, $r = a$, kde a je velká poloosa zemského ellipsoidu. Pro $r = a$ jest tedy zase horizontální paralaxa maximum. Proto se zove aequatoreální horizontální paralaxou. V tom smyslu na př. mluví se o paralaxe slunce a míní se tato zde uvedená.

Úhel $Z'CS$ se zove geocentrickou odlehlostí zenitovou. Patrně jest:

$$Z'CS < Z'AS$$

t. j. následkem paralaxy vidíme hvězdu ve větší odlehlosti zenitové, t. j. níže (blíže horizontu).

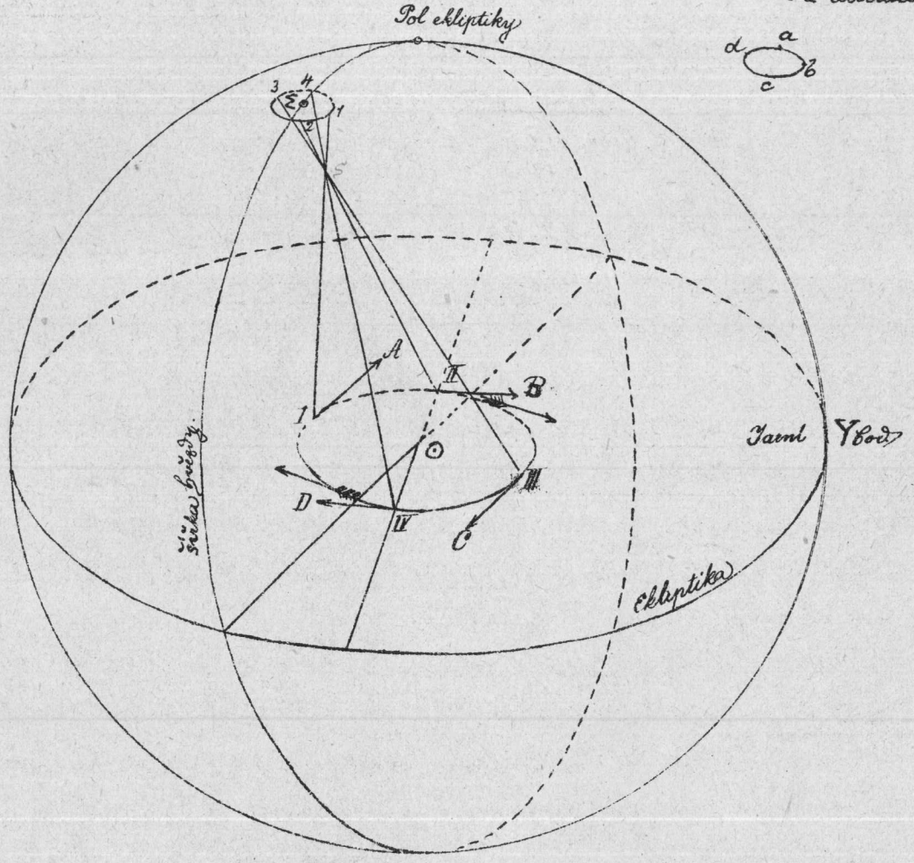
Paralaxa p dosahuje následkem rotace země periodických změn dle toho, jak se pozice hvězdy průběhem dne mění. Proto se jí říká paralaxa denní.

Oproti této rozeznáváme paralaxu roční. Během roku (siderického) přicházíme země na své dráze kolem slunce do rozmanitých poloh. V každé poloze jeví se nám hvězda geocentricky na jiném místě. Proto místo se určuje souřadnicemi, na př. délkou a šířkou hvězdy (souřadnice ekliptiky).

V obr. 9. je nakreslen slunce jako střed oblohy nebeské, dráha země kolem slunce, hvězda S, její střední pozice Σ, jak by se na obloze nebeské jevila slunce, její délka počítaná na ekliptice od jarního bodu ve smyslu (zdánlivého) pohybu slunce, její šířka od ekliptiky na největším polokruhu, jehož pólem ekliptiky a střední pozicí Σ vedeném.

Vliv paralaxy roční jeví se celkově tím, že každá hvězda opisuje

ob. 9.



kolem své střední polohy Σ během roku uzavřenou křivku, která je všeobecně ellipsou, může však býti též (bezmála) kruhem, je-li hvězda v polu ekliptiky (šířka = 90°) nebo jí blízce, ale také přímkou, je-li hvězda v ekliptice samé (šířka = 0°)

Rozměry této ellipsy souvisí jednak s polohou hvězdy na obloze nebeské, a sice její šířkou, jednak s její od nás (slunce) vzdáleností.

Pohyb takový Bradley celkově vskutku také pozoroval, ale posice hvězdy na nové ellipse následovaly zcela jinak, po sobě, než

se musilo – dle parallaxy – očekávati. Rozdíl tento jest v obr. 9. znázorněn. Posicím I, II, III, IV o 90° od sebe rozdílným naší země odpovídající posice 1, 2, 3, 4 hvězdy následkem parallaxy.

Avšak následkem aberrace následují posice po sobě dle principu a, b, c, d. Jest patrno, že jsou posice tyto proti oněm jakoby o 90° otočeny zpět.

Pro posice parallakční 1, 2, 3, 4 rozhoduje dle smyslu radiusvektor vzatý ve směru od země k slunci (zpáteční tedy)

Pro posice aberrační a, b, c, d rozhoduje naproti tomu směr pohybu země A, B, C, D.

Dle koordinat: délka a šířka jeví se rozdíl též takto: Když následkem parallaxe nastávají největší změny v délce, nastávají následkem aberrace největší změny v šířce – a naopak.

Při pozorování hvězd je důležito, jaké postavení vzhledem ke slunci geocentricky hvězda zaujímá.

Mluvíme o konjunkci a opposici hvězdy se sluncem čili dohromady o syzygiích a pak o quadratuře dle toho, je-li v délce rozdíl 0° a 180° nebo 90° a 270°. Rozdíl v parallaxi a aberraci lze pak stručně také tak vyslaviti: Změny polohy, jež se pozorují následkem parallaxy v syzygiích, pozorují se následkem aberrace v quadraturách – a naopak.

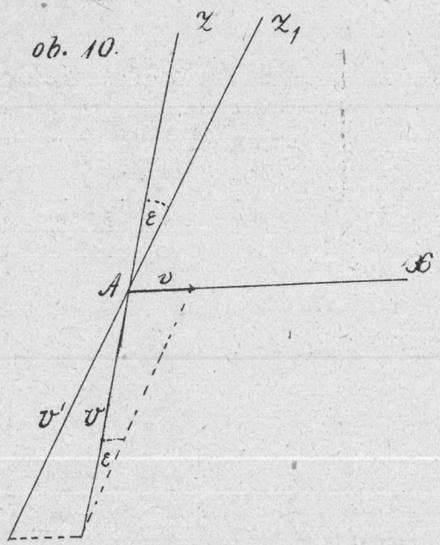
Co však je hlavní věcí: Rozměry ellipsy aberrační souvisí sice také s polohou hvězdy na obloze nebeské, a sice její šířkou, ale nikoli se vzdáleností, tak sice, že hlavní poloosa oné ellipsy aberrační je konstantní; vedlejší pak se mění dle toho, ja jest hvězda od polu ekliptiky vzdálena. Na polu ekliptiky (šířka = 90°) je ona poloosa téměř rovna poloose hlavní; odtud pak ubývá této poloosy až na 0, když se hvězda nalézá od polu ekliptiky dále a dále odlehlou, až je v ekliptice samé (šířka = 0°). –

J. Bradley byl veden, jak se vypravuje, k správnému vysvětlení aberrace, kterouž na hvězdě γ Draconis pozoroval, úkazem analogickým, jehož si věnul při plavbě na lodi po Temži. Ukazovala totiž vlajka lodi jiný směr větru dle toho, byla-li loď

v klidu neb v pohybu. Když loď taková je v klidu a vane vítr na př. k severu, stáčí se vlajka také poněkud na sever, takže pozorovatel by soudil na vítr severozápadní. Také na parníku lze dle kouře [na lodi] z komína vystupujícího totéž pozorování učiniti. Velmi pěkně lze úkaz podobný pozorovati při jízdě po železnici. Když prší a kapky vody padnou na rámec okna a zde se roztříknou zanechávajíce při padání stopy na tabuli okna naznačují tyto stopy přímku svisnou, je-li vlak v klidu, naproti tomu přímku ve směru jízdy nakloněnou, když vlak je v pohybu.

Úkaz aberrace je zcela analogický.

ob. 10.



Budiž A země naše, pohybující se rychlostí = v směru A X. Na zemi dopadá světlo směrem Z A a rychlostí = V. Tuto rozložíme na dvě složky, z nichž jedna je = v; poněvadž sami touto rychlostí se pohybujeme, není pro nás znatelnou – nepozorujeme ji – a zbývá jen druhá složka, která jde směrem Z' A o úhel ε rozdílným od původního. Je-li úhel Z A X = ψ platí patrně:

$$\frac{\sin \varepsilon}{\sin \psi} = \frac{v}{V}$$

tudíž $\sin \varepsilon = \frac{v}{V} \cdot \sin \psi$.

Patrně je ε maximum, když je ψ = 90°, t. j. když země probíhá širokým kruhem hvězdy (obr. 9 ←**), jinak řečeno: když je geocentricky hvězda se sluncem v konjunkci neb opposici. Maximální hodnota ε je 20,"5. Vzhledem nepatrnosti toho úhlu je komponenta V' rychlosti rovna V. Proto se při aberraci světla mluví jen o tom, že se směr rychlosti světla změní, nikoli však, že by se i její velikost měnila. Proto lze také psáti pro maximální ε

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{v}{V}.$$

Jádro zjevu, který aberrací zoveme, vězí tedy v relativnosti našeho pozorování. Vlastní pohyb země našemu pozorování nejde. Když tedy směr, v jakém světlo dopadá, vztahujeme právě na zemi naši, neznamenáme té komponenty, která je s rychlostí pohybu této země identickou.*]

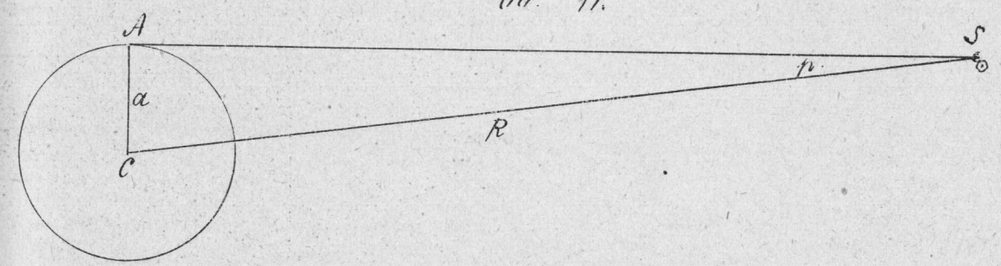
[* § 11. Význam parallaxy slunce při astronomických methodách stanovení rychlosti světla.*]

[*Stanovení rychlosti světla methodou buď Römer nebo Bradley opírá se o parallaxu p slunce aequatoreální horizontální.

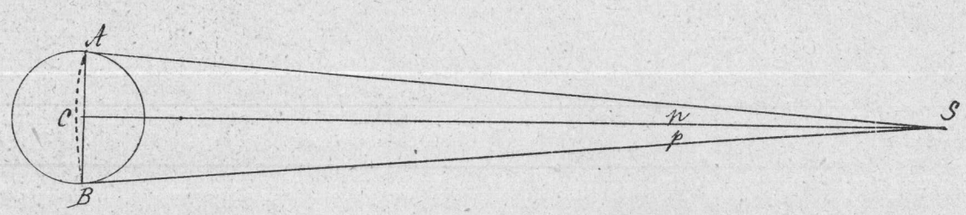
Při methodě Römer nutno znáti průměr 2R dráhy zemské – a sice střední – a ten se počítá ze střední parallaxy slunce.

Právě tak při methodě Bradley nutno znáti střední rychlosť pohybu země a ta se opět počítá z doby oběhu (rok siredický) a ze středního poloměru R dráhy zemské.

ob. 11.



ob. 12.



Patrně jest (obr. 11.): $R = \frac{a}{\sin p}$.

Úhel p je velmi malý, sotva 9". Vzhledem k tomu říkává se, že dvojnásobná parallaxa 2p jest úhel, pod kterým ze středu slunce se jeví aequatoreální průměr 2a země naší (obr. 12.). Přísně vzato není A B tímto průměrem, nýbrž tětivou; avšak rozdíl je nekonečně malý. Proto také se může úhel A C S (obr. 12) za pravý považovati a psáti:

$$R = \frac{a}{\operatorname{tg} p}.$$

Poloměr rovnikový a jest (Listing)

$$a = 6377,38 \text{ km}.$$

Z toho pak vychází pro geografickou míli

$$\text{míle} = 7,4204 \text{ km}.$$

Parallaxa p určuje se nejpřesněji pozorováním přechodu Venuše před slunce m. Hodnota „Encke" (z r. 1824) byla

$$p = 8,''571.$$

Dle novějších pozorování se ukazuje, že hodnota tato je malá. Pravděpodobnou je asi

$$p = 8,''85$$

Z toho se pak počítá K a z toho rychlost světla V.

Vychází

$$V = 297000 \frac{\text{km}}{\text{sec}}.$$

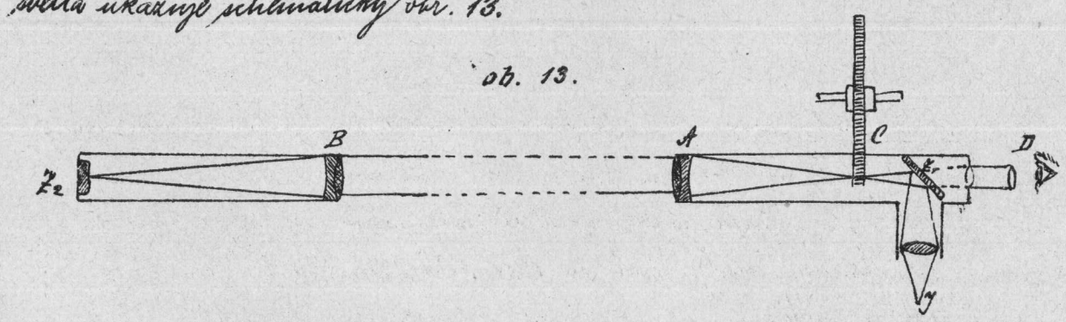
Zajímavou je však poznámka následující: Kdyby bylo lze rychlost V samostatně bez astronomických veličin určiti t.j. methodami čistě fysikálními, bylo by možno zpět počítati parallaxu p, kteráž by pak – dle přesnosti těchto fysikálních měření rychlosti světla – mohla i správněji vyjíti než methodami astronomickými.

Takovéto methody byly skutku – v polovici našeho století – vymyšleny a provedeny způsobem skutečně duchaplným. Jsou to methody Hyppolyte Fizeau (* 1819 v Paříži) a Jean B. L. Foucault (1819–1868 v Paříži). *]

[* § 12. Fizeau. 1849. *]

[* Upravení této první čistě fysikální methody k měření rychlosti světla ukazuje schematicky obr. 13.

obr. 13.



Ze silného zdroje světelného v bodu J vycházejí paprsky na zrcadlo z_1 a odrážejí se tu tak, že vycházejí systémem čoček A paralelně, aby projdouce několika kilometry dopadly na dalekohled B, kde se odrážejí v zrcátka z_2 a postupují touže cestou zpět do bodu J.

V chodu těchto paprsků na místě C postaveno je ozubené kolo které buďto zubem sám neb mezizubím stejně velikým dalším chodu paprsků nepřekáží, aby pozorovatel (D) paprsky od z_2 odražené mohl pozorovati, je zrcátko z_1 pouze do polovice zrcátkem jinak jinak průhledno.

Otáčí-li se ozubené kolo zvolna, pak pozorovatel střídavě spatří a nespatří obraz bodu J dle toho, jak zuby kola paprskům zabrání neb mezizubí je propustí. Při rychlejším otáčení bude míti pozorovatel trvalý dojem světla, poněvadž střídání světla a tmy dítí se bude v kratší době než je ta, kterou trvá dojem zrakový. Je však možno docíliti takové rychlosti, že pozorovatel vůbec nevidí obrazu J, což nastane tenkrát, když výměna zubů a prostorů mezizubí stane se právě v té době, v níž světlo od J proběhne k z_2 a zase se vrátí. Je-li znám počet zubů a mezer na kole, rychlost jeho rotace, vzdálenost obou dalekohledů, pak lze počítati z těchto čísel rychlost světla V.

Budiž vzdálenost J od z_2 .. l, počet otočení kola, při nichž světlo zmizí za sekundu n, počet zubů z, pak proběhne světlo dráhu $2l$ za dobu $\frac{1}{n.2z}$, z čehož plyne:

$$V = 4 l n z.$$

Při pokusu Fizeauově bylo: $l = 8,633$ km

$z = 720$

$n = 12,6$

$V = 313000 \frac{\text{km}}{\text{sec}}$

tudíž:

Ozubeného kola bylo užito jako sirény Savartovy, z výšky příslušného tónu stanoveno n.

Zcela patrno, že při dvojnásobné rychlosti v otáčení světelný obraz J se zase objeví, při trojnásobné naopak zase zmizí atd.

Methodou Fizeauovou mnohým zařízením zdokonalenou dosáhl A. Cornu (1871–74) velmi přesného výsledku pro rychlost světla. R. Wood praví ve své „Physical Optics" že Cornu nasel r. 1874 rychl. světla 300 330 km/sec ve vzduchu a 300 400 km/sec ve vakuu.

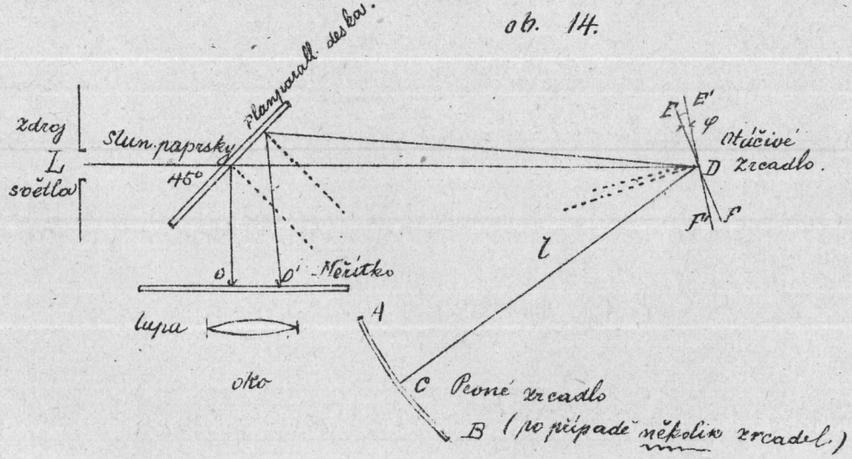
Střed jeho měření dán je číslem 299950 ± 400 $\frac{km}{sec}$. Za zdroj světelný užíval Cornu za dne světla slunečního, za noci světla Drummondského, kteréž má před elektrickým výhodu, že je klidným. Distance l byla tenkráte 23 km.*]

[* § 13. Foucault. 1850. *]

[* Krátce potom, kdy Fizeau s úspěchem překvapujícím rychlost světla určil, provedl Foucault pokus, který již dříve r. 1838 navrhl D.F.J. Arago (1786–1853); týž neuhnul však pokus provésti sám následkem slabosti zrakové; ostatně byl Arago k návrhu svému veden pokusem, kterýmž Ch. Wheatstone (1802–1880) s úspěchem stanovil rychlost šíření se elektrického výboje v drátech. Pokus Foucaultův byl zvláště překvapujícím proto, poněvadž se tu podařilo rychlost světla určiti v rozměrech pracovní síně, kdežto pokus Fizeauův vyžadoval vzdálenosti přece aspoň jedné geografické míle.

Schematicky naznačen je základ Foucaultovy methody obr. 14.
A B C je duté zrcadlo pevně postavené, C D jeho optická osa.
E D F je rovinné zrcadlo, které se kolem osy ⊥ D (kolmo k rovině nákresné)

obr. 14.



může s velikou rychlostí otáčeti. L je světící bod. Představme si zrcadlo otáčivé v poloze E F, pak světlo z L vycházející odráží se od roviny E F tak, že postupuje směrem C D k oku O pozorovatele, kterýmž podobným zařízením jako při methodě Fizeauově obraz bodu L spatří. Otáčí-li se zrcadlo s velikou rychlostí, pak papírek z C se vracející nezastihne zrcadlo otáčivé v poloze E F, ale v poloze poněkud otočené E' F', tak že papírek odražený je viděti v O. Ubrání obrazu oproti předmětu obnáší patrně dvojnásobný úhel, o který se otočilo zrcadlo E F za tu dobu než papírek proběhl dráhu D C a C D. Budiž tato dráha $2l$, d poznání obrazu měřené ve vzdálenosti r od zrcadla otáčivého, φ úhel E D E'. Dána je tedy onu dobu přístupnou rychlosti světla výrazem $\frac{2l}{v}$ a doba pro otočení zrcadla $\frac{\varphi}{2\pi n}$, kde n značí počet otoček za 1 sekundu. Tedy srovnáním obou výrazů

$$v = \frac{4\pi n l}{\varphi} \quad \text{neb (poněvadž } \varphi \text{ je malé)}$$

kladouce $\varphi = \frac{d}{2r}$. $\quad v = \frac{8\pi n r l}{d}$.

Dle Foucaultova měření $v = 298000 \frac{km}{sec}$

Čím je dráha $2l$ menší, tím větší rychlostí nutno se otáčeti zrcadlo E F, proto Foucault užíval pěti dutých zrcadel. Poměr d bylo měřeno na velmi jemné na sklo vyryté stupnici, která odečítána mikroskopem.

Methodu Foucaultovu zdokonalili A. Michelson (1878, 80, 85) ve Washingtonu a Newcomb (1885.). Výsledky měření Michelsonových jsou:*)

$$v = 300140 \pm 500 \ (1878)\,;\ 299940 \pm 50 \ (1880)\,;\ 299850 \pm 60 \ (1885)\,;$$

Newcombových:

$$v = 299860 \pm 50 \ \frac{km}{sec}.$$

Střed všech nejlepších těchto měření fysikálních dává číslo: (t. j. fysikálních method pro měření rychl. světla)

$$v = 299890 \pm 30 \ldots \quad *]$$

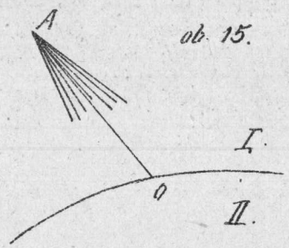
*) R. Wood ve své „Physical Optics" míní, že Michelson obdržel jakožto rychlost světla (na vakuum redukovanou) číslo $299\,910 \pm 50 \frac{km}{sec}$
a Newcomb ve Washingtonu v l. 1880–82 „ „ „ „ $299\,860 \pm 30 \frac{km}{sec}$

II. Odraz světla.

(Katoptrika).

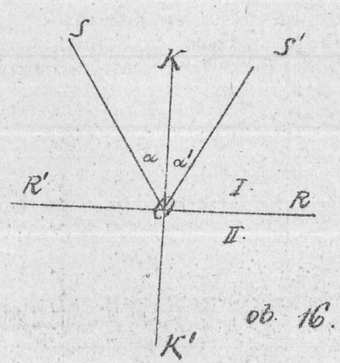
§ 14. Základní zákony odrazu světla.

Odraz světla nastává, když paprsky světelné dopadnou na rozhraní dvou ústředí I a II (obr. 15.) - Toto rozhraní může ovšem býti plocha jakákoliv. Formulujeme však základní zákony předpokládáme jediný paprsek - jakožto representant všech j vůči tomu nemusíme si všímati celé této plochy, nýbrž toliko bezprostředního okolí bodu dopadu O. Stačí pak takovéto nejbližší okolí bodu na jakékoliv ploše čočícího může se vždy za rovinné pokládati, jest to element plochy, který vždy platí za rovinný, jako element křivky jakékoliv platí za přímý.



obr. 15.

Nečiníme tudíž všeobecnosti žádné újmy, jestliže v následujícím budeme předpokládati, že jest ústředí II od ústředí I odděleno rovinou R' R. (obr 16.)



obr. 16.

Další pojmy, jež zde zavádíme, jsou: bod dopadu O, kolmice dopadu K'K a rovina dopadu (kolmicí dopadu a paprskem položená, v obr. 16. rovina nákresná) úhel dopadu α, úhel odrazu α'.

Zákony odrazu světla jsou dva:

1.) Paprsek odražený, zůstává v rovině dopadu.

2.) Úhel odrazu se rovná úhlu dopadu, t. j. α' = α

[* § 15. Význam zákonů odrazu světla. *]

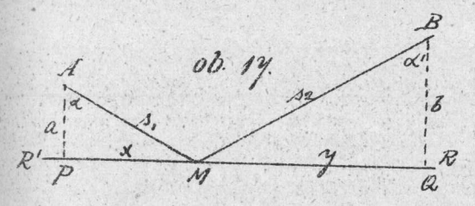
[* Přechází-li světlo z bodu A do bodu B přímo, je dráha

A B = minimum.

Totéž platí, děje-li se přechod odrazem na rovině R' R (obr 17).

$s_1 + s_2$ = minimum.

Důkaz jest počtem diferenciálním jednoduchý.



obr. 17.

$$\sqrt{a^2+x^2} + \sqrt{b^2+y^2} = \text{minimum}$$

$$x + y = \text{const}$$

Diferencujeme:

$$\frac{x}{\sqrt{a^2+x^2}}\,dx + \frac{y}{\sqrt{b^2+y^2}}\,dy = 0\,, \qquad dx + dy = 0\,;$$

z toho:

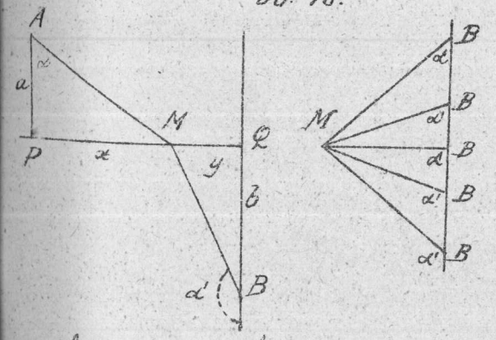
$$\frac{x}{\sqrt{a^2+x^2}} = \frac{y}{\sqrt{b^2+y^2}}$$

$$\sin\alpha = \sin\alpha'$$

$$\alpha = \alpha'.$$

$$\alpha = 180 - \alpha'$$

Řešení odpovídalo by přímočarému šíření se světla tak jak obr. 18. znázorňuje.



obr. 18.

Uvedenou zde interpretaci zákonů odrazu podal Pierre Fermat (1608-1665, † Toulouse). Srovnej níže lom světla. *]

§ 16. Odraz paprsků homocentrických.

Ve skutečnosti nemáme paprsků jednotlivých, nýbrž paprskové svazky. Z těch jsou nejdůležitější paprsky homocentrické, z nichž středu - svítícího bodu - vycházejíce. Nastává tudíž úloha vyšetřovati, jak se takovéto paprsky - jako optický útvar celkový považovány - změní, když dopadnou

na plochu odrážející. Plochy tuhové, zejména když jsou dokonale leštěny, zoveme zrcadly.

Dlužno zde podotknouti, že sebe lépe bronzová a hlazená plocha má vždycky přímě vzato jisté nepravidelnosti povrchu, které se při odrazu její světlem ve všech směrech odrazeným. Tím vzniká světlo diffusní, které způsobuje, že předměty, jež nejsou samy zdroji světelnými, vidíme. Zrcadlo ideálně dokonalé bez uvedených zde nepravidelností povrchu nebylo by možno vůbec viděti.

Podle geometrické povahy plochy možno rozeznávati zrcadla velice rozmanitá. Z těch zvláště vytknuty zrcadla sférická, jež mohou býti buď konkavní (dutá) anebo konvexní (vypuklá). Přechod od jednoch k druhým činí zrcadlo rovné, které lze tudíž počítati k sférickým.

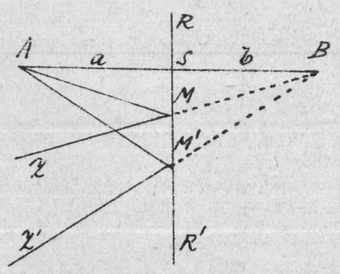
Vedle toho se uvádějí: zrcadla cylindrická (válcovitá) konická (kuželovitá), paraboloická a j., kteráž mají však důležitost podřízenou.

Zrcadla rovná.

§ 17. Svítící bod.

Budiž rovinu $R'R$ (obr. 19.) rovinou zrcadlící a bod A bodem svítícím, tedy střediskem paprsků homocentrických. Z těchto paprsku vedme především paprsek hlavní; jest to ten, který na rovinu zrcadlící dopadá kolmo; tento se odráží ve směr svůj vlastní SA. Vedle toho vedme jakýkoliv paprsek jiný, na př. AM, kterýž se odráží ve směr MZ.

obr. 19.



Oba odražené paprsky SA a MZ se patrně rozbíhají; prodloužíme-li je zpětně, potkají se v bodě B.

Vedme dále jakýkoliv jiný paprsek AM', který se odráží ve směr $M'Z'$. Na základě nejjednodušších úvah geometrických seznáme ihned, že také

tento paprsek odražený, prodloužíme-li jej zpětně probíhá bodem B.

A tak jest tomu u všech paprsků; všechny odrážejí se tak, jakoby vycházely od bodu B. Tento bod je tudíž jich společným střediskem po odrazu, jako byl bod A před odrazem.

Tím docházíme výsledku velice důležitého. Paprsky homocentrické odražející se na rovině zůstávají homocentrickými.

Bod B, středisko paprsků odražených, nazývá se obrazem bodu B. Dopadají-li totiž paprsky odražené do oka našeho, zdá se nám jakoby od bodu B za zrcadlem ležícího vycházely, jakoby tento bod byl bodem svítícím. Vskutku se však paprsky v tomto bodě neprotínají, nýbrž toliko v myšleném prodloužení. Proto také nazýváme obraz B geometrickým neb virtuelním.

Zavedeme-li $SA = a$, $SB = b$,

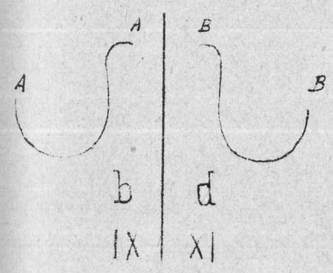
je patrně $b = -a$.

Máme-li tudíž polohu obrazu B nalézti, postačí, když vedeme jen paprsek hlavní a tento prodloužíme o stejnou délku.

§ 18. Svítící předmět.

Je-li na místě svítícího bodu dán svítící předmět, můžeme tento v myšlénkách rozložiti na jednotlivé svítící body, některé z nich pak, jež pro tvar daného předmětu jsou zvláště charakteristickými, vytknouti a k nim obrazy příslušné konstruovati (obr. 20.)

obr. 20.



Je patrno, že obraz je tak veliký jako předmět, že je tohož tvaru — avšak přece ne v něm shodný, kongruentní, nýbrž s ním souměrný čili symmetrický. Rozdíl mezi shodností a souměrností vynikne z některých příkladů. Držíce před zrcadlem ruku levou vidíme v zrcadle ruku pravou; rukavička levá doplňuje se s obrazem svým v úplný pár. Písmeno p dává v zrcadle písmeno q, anebo písmeno d dává v zrcadle písmeno b; podobně číslo IX dává v zrcadle číslo XI a pod.

§19. Užívání zrcadel rovných.

Obrazy vznikající zrcadly rovnými jsou nejdokonalejší, které známe. Každý bod svítící zobrazuje se zasem bodem v přísném slova smyslu; není zde žádná t. zv. aberrace, jakou poznáme později u zrcadel sferických. Zrcadlo může při tom býti libovolně veliké – čímž obrazy jsou světlejší v tom smyslu, že svazky paprskové zrcadlem odražené jsou obsáhlejší.

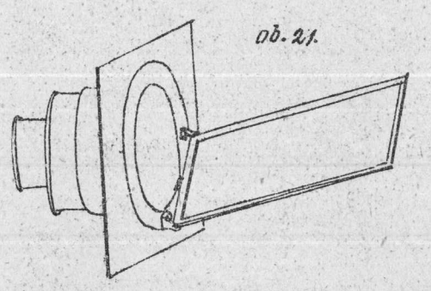
Vše to ovšem předpokládá, že zrcadlo je přísně mathematicky rovinné. Podmínka tato nedá se ostatně tak snadno realisovati. Naopak zaručiti přísně rovinnost zejména u velikých zrcadel jest velmi nesnadno.

Zkouška děje se dalekohledem. Týž zařídí se na obraz nějakého předmětu v zrcadle a přihlíží se, zda-li se v dalekohledu obrysy jeví zcela ostře, zejména také při větších vzdálenostech.

Jakožto příklady, kdy se rovných zrcadel ve fysice k vědeckým účelům užívá, buďte uvedeny:

Heliostat (obr. 21). Slouží k tomu, aby se odrazem světlo slunečního do síně pracovní uvádělo ve směru a pravidla horizontálním. Zrcadlo bývá zde sklenčné na zadní ploše folií zrcadlící opatřené. Tím se vlastně světlo slunečního odráží dvakrát slaběji na přední, silněji na zadní ploše. Tato dvojitost při jemnějších pokusech optických bývá často na závadu. Dá se odstraniti, když by se podržel jen odraz na přední ploše, naproti tomu odraz na zadní ploše, když by se odstranil – černým nátěrem nebo užíváním černého skla. Avšak světlo takto odražené je málo vydatné. Lépe je užívati zrcadel kovových, dokonale na přední ploše odražejících; jenže taková, mají-li býti dokonale rovinnými a větších rozměrů, jsou drahá. Zrcadla sklenčná na přední ploše stříbřená a hlazená se na vzduchu záhy kazí vlivem plynů obsahující síru (sirovodík a pod.) – Proto jsou zrcadla sklenčná s folií na zadní

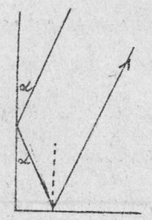
ob. 21.



ploše nejrozšířenější přes závadu mnohonásobných odrazů. Výborné služby konají heliostaty opatřené hodinovým strojem, kterými se během celých hodin zachovává horizontální směr paprsků odražených, zrcadlo při tom jde za sluncem; dle jeho deklinace nutno stroj pro každý den v roce přiměřeně zaříditi. Při značnější změně místa nutno též ke změně geografické šířky přihlédnouti. Heliostaty takové jsou ovšem značně dražší než obyčejné, které se staví rukou, a proto méně rozšířené.

Z dalších strojů, při nichž zrcadlení na plochách rovinných jest hlavní věcí, buďte uvedeny sextant zrcadlový, reflekční goniometr, heliotrop Saunův. Poslední zakládá se na větě zajímavé, že paprsky dopadající na soustavu dvou rovinných k sobě kolmých zrcadel odráží se vždy ve směr protivní původnímu (obr. 22.)

ob. 22.

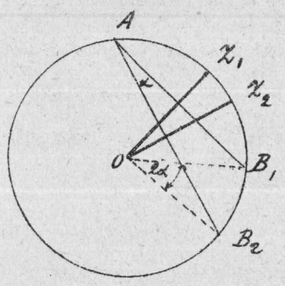


Důležito jest užívání rovinných malých zrcádek při jemných galvanometrech a magnetometrech (methoda Poggendorff) jakož i všude tam, kde jde o přesné určení malých uhlů, o které se těleso nějaké otočí (na př. při měření torse atd.) –

V akustice užívali jsme zrcadlových analysatorů ke studiu vibračních pohybů.

U všech takovýchto strojů přichází k platnosti věta znázorněná obrazcem 23: otočí-li se zrcadlo (z polohy Z_1 do Z_2) o úhel α, otočí se obraz B svítícího bodu A (z polohy B_1 do B_2) o úhel 2α.

ob. 23



Věta jest optickou applikací známé poučky geometrické, že jest úhel středový v kruhu dvojnásobný obvodového při stejném oblouku (zde $B_1 B_2$).

Zajímavé zjevy vznikají u zrcadel rovnoběžných aneb o libovolný úhel k sobě skloněných.

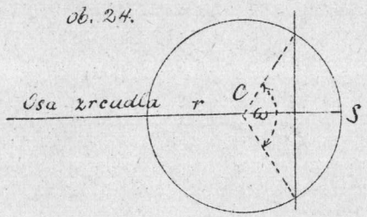
(Obrazy mnohonásobné, kaleidoskop Brewsterův.)

Zrcadla sférická.

§20. Definice.

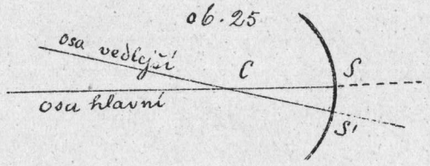
Zrcadlo sférické jest úsekem (segmentem) koule (obr. 24). Geometrické pojmy k němu náležející jsou tudíž: Střed zakřivení C, poloměr křivosti r, vrchol S. Středový úhel ω stanoví otvor zrcadla. Přímka vedená středem C a vrcholem S jest osou zrcadla. Vede-li se přímka středem C a jiným bodem S' zrcadla, obdrží se osa tak zvaná

obr. 24.



vedlejší oproti oné, jež se pak zove hlavní (obr. 25.) Vzhledem k tomu, že na kouli jeden bod má tytéž vlastnosti jako každý jiný, tedy S takové jako S', a že bod středový C vůči všem bodům má tutéž polohu, jest patrno, že osa vedlejší má tytéž geometrické vlastnosti jako hlavní, kteráž jen tím se vyznačuje že bod S jest středním celého zrcadla, takže na hlavní jest vzhledem k omezené zrcadlící ploše osou souměrnosti.

obr. 25



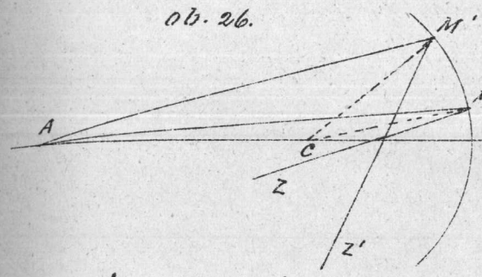
Podle toho, na které straně onen kulový úsek zrcadlí, rozeznáváme zrcadla sférická konkavní, a konvexní. Jest výhodno vycházeti od zrcadla konkávního jakožto případu typického a z toho pak jednoduchým způsobem přejíti k zrcadlu konvexnímu. Důvod toho jest, že odrážející plocha sférická konkavní jest plochou souvislou, jak z výkladů dalších vyvítne.

§21. Aberrace sférická.

Mějmež zrcadlící plochu sférickou (obr. 26.) a na straně na př. konkávní světící bod A, kteréž bez újmy všeobecnosti můžeme voliti na hlavní ose. Jeden z homocentrických paprsků, které z tohoto bodu vycházejí, jdeš

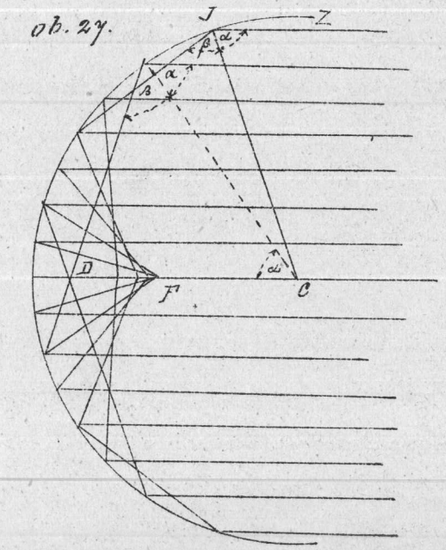
středem C zrcadla a dopadá tudíž na sférickou plochu normálně; tento paprsek A S zovemeš hlavním; odráží se ve svůj vlastní směr. Vedeme další paprsek A M tomuto hlavnímu velmi blízký a sestrojíme k němu paprsek odražený. Dále vedeme paprsek A M' od hlavního vzdálený a sestrojíme k němu též paprsek odražený. Konstrukce ukáže ihned, že tyto tři paprsky odražené dokonce neprotínají se v témže bodě. Nastává zde tudíž úkaz nový, kterýmž se zrcadla sférická liší podstatně od zrcadel rovinných. Paprsky vycházející z téhož světícího bodu A, tudíž homocentrické, dopadnuvše na zrcadlo sférické a odrážející se neprotínají se pod odrazu v témže bodě, nýbrž v celém pásmu bodů, kteréž tvoří v rovině nákresné křivku a v prostoru rotační plochu. Takovéto plochy zovemeš v optice všeobecně kaustickými (καίω = pálím), zde, kde jde o jev katoptrický zovemeš je katakaustickými. Jev sám má základ svůj ve sférickém tvaru a proto se zove též sférickou aberrací zrcadel.

obr. 26.



Velmi jasně vyniká křivka katakaustická v obr. 27., kteréž jest proveden pro paprsky na zrcadlo rovnoběžně dopadající; také takové paprsky jsou homocentrické, ale jich „centrum" jest v nekonečné dálce.

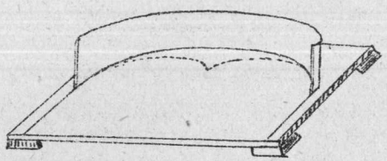
obr. 27.



Ke studiu experimentálnímu křivek katakaustických hodí se velmi dobře úzký rovinný proužek zrcadlový polokruhově stočený (obr. 28.) Jest to tedy vlastně zrcadlo kruhově cylindrické, jehož rozměry dle stran jsou malé,

tak že rozhoduje tvar kruhový. Postaví-li se proti tomuto zrcadlu zdroj světelný na př. svíčka neb plynový plamen, podélný otvor v okenici a pod., objeví se na bílém rovinném podkladu křivky katakaustické velmi krásné.

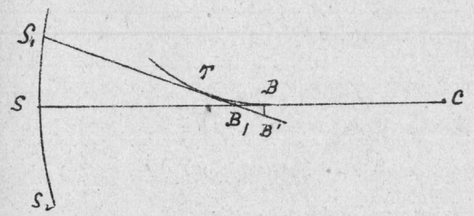
ob. 28.



[* Měření aberrace sférické vynikne z následující úvahy:

Budiž B bod, kde se protínají paprsky centrální odražené od sférického zrcadla $S_1 S_2$. Krajní paprsek $S_1 B'$ neprotíná se s osou v témže bodě B, nýbrž v bodě poněkud bližším B_1; prodloužen až k rovině B kolmo k ose vztýčené dává prusek B'. Sférickou aberrací longitudinální paprsku $S' B'$ nazýváme délku $B_1 B'$, sférickou aberrací laterární pak délku B B'. Tato aberrace platí ovšem pouze pro paprsky, které vycházejí z bodu na ose hlavní ležícího. Pro paprsky vycházející z bodu mimo tuto osu ležícího nalezneme podobně velikost aberrace, sestrojíme-li osu vedlejší, t. j. přímku jdoucí bodem svítícím a centrem plochy sférické a promítneme-li aberraci na této ose nalezenou do hlavní osy. Liší se pak patrně longitudinální aberrace na ose vedlejší od longitudinální aberrace na ose hlavní faktorem, který jest dán kosinusem sklonu obou os. Obyčejně bývá tento úhel velmi malý, takže velmi přibližně pro body v jedné a téže rovině k ose hlavní kolmé jest jedna a táž aberrace longitudinální. *]

ob. 29.



Jest jediný prostředek odstraniti aberraci sférickou. Záleží v tom, abychom vymýtili paprsky krajní a připustili jen paprsky hlavnímu blízké, čili jak říkáme paprsky centrálné. Paprsky krajní zadržují se vhodnými diafragmaty; anebo se raději zrcadla hotoví jen v takových rozměrech, abych jich otvor

byl velmi malý. Přísně vzato musil by otvor býti nekonečně malý t. j. zrcadlící sférická plocha kolem vrcholu S se rozestírající musila by býti téměř rovinnou, aby její sféricita nespůsobila právě „sférickou" aberraci. Když podmínka tato vyplněna, pak lze říci, že paprsky homocentrické zůstávají také po odrazu homocentryckými, t. j. vycházejíce od svítícího bodu A sbíhají se po odrazu k bodu B, kterýž pak jest obrazem onoho.

Takovéto body A a B vystupují pak jakožto sdružení (konjungované.) –

Ve všech následujících úvahách o zrcadlech sférických budeme vždy a všude předpokládati, že otvor zrcadla je velice malý, t. j. část kolem vrcholu S téměř rovinná. Ovšem žádá zřetelnost, aby se výkres na příč od osy provedl zvětšeně. Abychom však i při tom byli stále připamatováni, že to jest výkres jakoby ve směru k ose příčném zvětšený – při čemž zrcadlo kolem vrcholu S rovinné se také zvětšuje jako rovinné – budeme vždy zrcadlo kresliti jako přímku, jenom lehce jeho sféricitu naznačujíce. To jest jen důsledek hořejších podmínek. V skutku platí veškeré formule, jež v dalších výkladech odvozujeme, přísně vzato jenom pro ten mezní případ, pro tu limitu, kdy veškeré paprsky od svítícího bodu vycházející se jakoby srazí zcela těsně k hlavnímu.

A.) Zrcadla konkavní (sběžná).

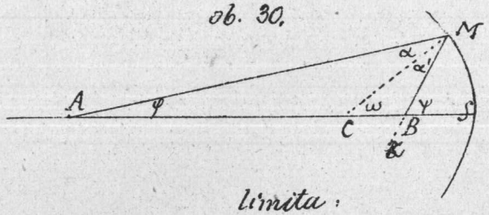
§ 22. Svítící bod.

Volme svítící bod A na hlavní ose zrcadla (obr. 30). Paprsek hlavní A S odráží se ve vlastní svůj směr S A zpět. Jiný paprsek A M odráží se ve směr M Z. Oba odražené paprsky protínají se v bodě B, který jest tudíž sdružený s daným bodem A.

Jde o to nalézti zákon, jímž se řídí vzájemná poloha obou těch sdružených bodů A a B. –

Zavedme: $\sphericalangle A = a$,
$\sphericalangle B = b$.

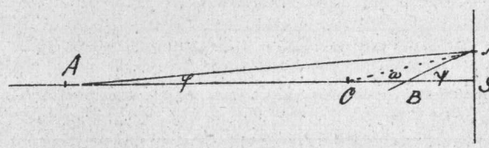
obr. 30.



Při hledání zákona, dle něhož veličiny a a b souviší vespolek, musíme vycházeti od základního zákona odrazu světla, totiž

$$\alpha = \alpha'$$

limita:



Za místo těchto úhlů zavedme úhly středové φ, ω, ψ; i obdržíme:

$$\omega - \varphi = \psi - \omega.$$

Všechny tyto úhly, φ, ω a ψ jsou v limitě (obr. 30.) úhly velmi malé; neboť paprsek AM musí býti paprskem hlavním velice blízkým, jakož jsme vytkli jednou pro vždy.

Je-li však bod M velice blízkým bodu S, pak lze oblouček SM, který má svůj střed v C, pokládati za identický s obloučky, které by měly svůj střed v A a B. Můžeme tedy poté - poněvadž oblouk se vypočítá z poloměru násobením středovým úhlem (v míře obloukové vyjádřeným)

$$SM = a\varphi = r\omega = b\psi$$

čili $\varphi = \frac{SM}{a}$, $\omega = \frac{SM}{r}$, $\psi = \frac{SM}{b}$.

Dosadíme-li tyto hodnoty do rovnice

$$\omega - \varphi = \psi - \omega,$$

a krátíme-li obloučkem SM, obdržíme

$$\frac{1}{r} - \frac{1}{a} = \frac{1}{b} - \frac{1}{r}$$

anebť konečně $\qquad \frac{2}{r} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$.

Abychom měli vesměs veličiny recipročné, zavedme na místo $\frac{2}{r}$ raději $\frac{1}{\frac{1}{2}r}$ a píšme zkrácene $\frac{1}{2}r = f$. Tím vyjde základní zákon pro zrcadla sférická sběrná ve formě:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}.$$

Zákon tento praví:

Mění-li se a, mění se též b, ale tak, že součet reciprokých hodnot zůstává veličinou stálou.

Sledujme nyní podrobněji proměny těchto veličin:

1.) Je-li $a = \infty$, jest $b = f$.
Nekonečně vzdálený svítící bod má tedy obraz svůj ve vzdálenosti f od zrcadla, čili poněvadž jest $f = \frac{1}{2}r$, uprostřed mezi zrcadlem a jeho středem. V tomto případě jsou paprsky od nekonečně vzdáleného bodu na zrcadlo dopadající vespolek jakož i s osou rovnoběžné. Odrážejíce se od zrcadla procházejí bodem F, jenž jest na ose uprostřed mezi body S a C. Bod tento zovem ohniskem (focus); jeho vzdálenost SF od zrcadla jmenujeme se dálka ohnisková (fokální.)

2.) Blíží-li se svítící bod z nekonečné dálky zrcadlu, vzdaluje se od něho jeho obraz a to z počátku, pokud svítící bod je vůbec daleko, velice zvolna, teprve později, když se svítící bod přibližuje zrcadlu do dvojnásobné dálky ohniskové, poněkud rychleji; dráze ∞C velice dlouhé odpovídá tu dráha FC velice krátká.

3.) Nalézá-li se svítící bod ve dvojnásobné dálce ohniskové, je jeho obraz též ve dvojnásobné dálce ohniskové; je tedy současně

$$a = 2f = b;$$

svítící bod a jeho obraz se setkají v bodě C.

4.) Přijde-li svítící bod přes střed C zrcadlu blíže, vzdaluje se od něho jeho obraz dále a to vždy rychleji a rychleji, takže přechází obraz do velmi veliké dálky, když se svítící bod blíží ohnisku. Krátké dráze CF předmětu odpovídá velmi dlouhá dráha $C\infty$ obrazu — naopak než pod 2.)

5.) Přijde-li svítící bod do ohniska, je jeho obraz v dálce nekonečné;

$$a = f, \quad b = \infty;$$

paprsky vycházející od svítícího bodu v ohnisku odrážejí se tak, že od zrcadla jdou rovnoběžně.

Tento případ označuje zároveň důležitý přechod. Až dotud byly odražené

paprsky konvergentní, tudíž se skutečně protnaly; obraz svítícího bodu byl, jak pravíme, reálný.

Rovnoběžnost paprsků jest přechodem od jich konvergentnosti k divergentnosti.

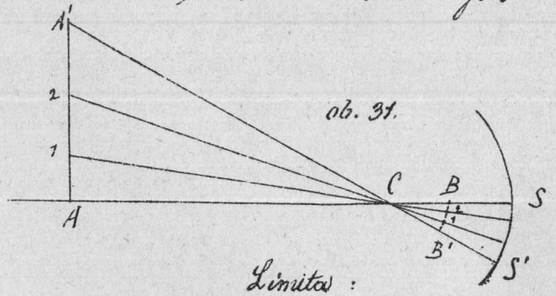
6.) Je-li svítící bod mezi obrazem a zrcadlem, jsou odražené paprsky rozbíhové, sbíhají se tudíž jen ve svém prodloužení za zrcadlem. Z formule vychází, je-li $a < f$, že jest b negativní; obraz, který jest tudíž zde geometrický čili virtuální, nalézá se z počátku ve velké dálce, blíží se však rychle k zrcadlu, když i svítící bod se k němu blíží.

7.) Dojde-li svítící bod až do plochy zrcadlové samé, dojde tam též jeho obraz, zde tudíž v bodu S splývají oba tyto body sdružené právě jako v geometrickém středu C. Z formule vychází pro $a - b$ zaměněné $b = 0$, v skutku jest $\infty - \infty$ hodnotou neurčitou, ale konečnou, zde tedy $= \frac{1}{f}$.

§23. Svítící předmět.

Jde-li o zobrazení nikoli jediného svítícího bodu A, nýbrž celého pásma takových bodů, kteréž ve svém souhrnu tvoří svítící předmět, můžeme pro každý bod A tohoto pásma vedlejší osu vedlejší dle způsobu dříve popsaného nalézti jeho sdružený bod B dle formule $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$. Souhrn bodů B' dává pak obraz svítícího předmětu.

Uvažme však okolnost následující: Je-li daný svítící předmět na př. svítící přímka A A' (obr. 31.) značnějších rozměrů, jsou vzdálenosti a jednotlivých bodů A' od sebe rozdílné — tudíž pak také vzdálenosti b bodů sdružených B. Tyto vzdálenosti b dlužno pak na vedlejších osách naměřiti od zakřiveného zrcadla počítajíc.

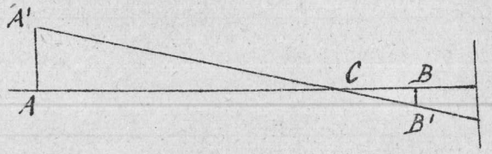


obr. 31.

Z toho pak následuje:

Svítící přímka A A' má za obraz

Limita:



nikoli přímku B B', nýbrž křivku.

Nastane tudíž deformace — jakož jest v obr 31. naznačeno. Pěts deformace lze se vyhnouti jedině tím, že volíme rozměry přímky A A' anebo svítících předmětů vůbec — velmi malé, takže se říci může, že jsou všechny body od zrcadla téměř stejně vzdáleny. V tomto smyslu mluvíme pak o vzdálenosti předmětu svítícího vůbec — a měříme tuto vzdálenost jen na ose hlavní.

S tou výminkou lze pak připustiti, že jest obrazem na ose kolmé svítící přímky A A' opět přímka B B' rovněž kolmá na ose (obr. 31. limita).

Chceme-li pak k dané poloze svítící přímky A A' nalézti její obraz B B', postačí, když nalezneme obraz B' k bodu B, neboť pak spustíme z toho bodu B' kolmici na osu B' B ⊥ S C, a tato kolmice je hledaným obrazem dané svítící přímky.

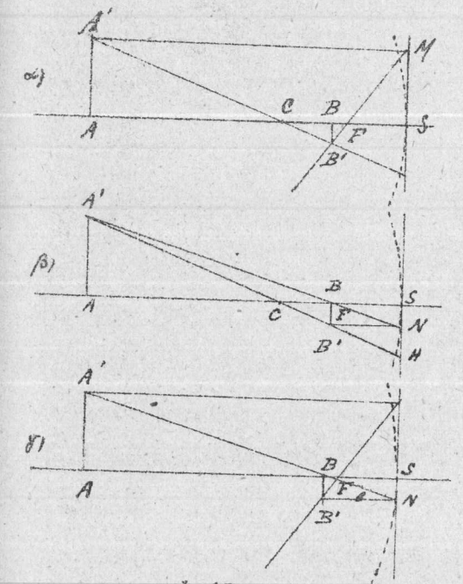
Poslední poznámka vede k velmi jednoduché konstrukci, kterouž lze vždy pohodlněji než počtem stanoviti postavení obrazu k danému předmětu. Za tento předmět volme, jako v § předcházejícím, svítící přímku A A' na ose kolmou. Mějme pak hlavní případ na mysli, kreslíme zrcadlo, jak je pro bezprostřední okolí vrcholu S, tedy jakoby rovinné.

Jedná se jen o to nalézti k bodu A příslušný obraz B'. Body A' a B' jsou body sdružené; tyto naleznem jako průsečky dvou párů paprsků sdružených. Za tyto volíme dva z následujících tří:

1.) Paprsek hlavní a jeho odražený.

Paprsek hlavní jde středem C a vrací se ve vlastním směru zpět.

2.) paprsek s osou rovnoběžný a jeho odražený;



obr. 32.

tento odražený prochází ohniskem;

3.) paprsek ohniskem procházející; tento odražen od zrcadla postupuje s osou rovnoběžně. Konstrukce jest tedy velmi jednoduchá.

V obrazu 32. jest konstrukce provedena, a sice

v α) paprsky 1) 2)
v β) " 1) 3)
v γ) " 2) 3).

V jednotlivých úlohách volíme spůsoby buď α) neb β) neb γ) dle libosti.

Odporučuje se konstrukce tyto provésti pro rozmanité polohy svítícího předmětu A A'. Ukáže se z nich, že obraz reálný je vždy obráceným, obraz pak virtuálný přímým – reálný předmět předpokládajíc.

Co se pak týče velikosti obrazu, platí rovnice:

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{b-f}{f} = \frac{f}{a-f} = \frac{b}{a}.$$

To následuje přímo z obrazů 32) na základě podrobnosti trojúhelníků;

poměr $\frac{b-f}{f}$ plyne z trojúhelníků FBB' a FSM
" $\frac{f}{a-f}$ " z " FSN a FAA'
" $\frac{b}{a}$ " z " FSN a FAA', jakož dále FB'N a FA'M.

Kontrola jest též dána relací:

$$\frac{b-f}{f} = \frac{f}{a-f} = \frac{b-f+f}{f+a-f} = \frac{b}{a}.$$

Zároveň vyplývá rovnice:

$$(a-f)(b-f) = f^2$$

t.j. $FA \cdot FB = f^2$.

Jest snadno se přesvědčiti, že rovnice tato jest identická s rovnicí dříve odvozenou: $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$,

takže představuje jenom její jinou formu.

Vyjde-li poměr $\frac{BB'}{AA'}$ +, znamená to, že je obraz obracený, poněvadž jsme od

případu tohoto jakožto typického vyšli.

Vyjde-li hodnota –, znamená to, že je obraz přímý.

Pozoruhodno je vytknouti:

Zvětšení $\frac{BB'}{AA'}$ roste přímo úměrně s odlehlostí $b-f$,
obráceně " " $a-f$,

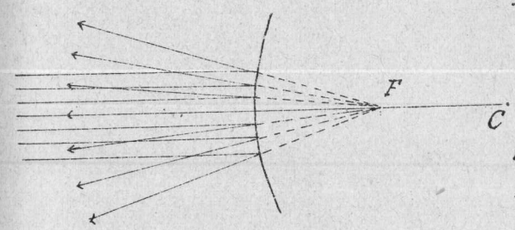
t.j. obraz se zvětšuje touže měrou, kterou se obraz od ohniska vzdaluje anebo kterou se předmět k ohnisku blíží.

B. Zrcadla konvexní (rozptylná).

§ 24. Svítící bod.

Z případu typického, kterýž dán je zrcadlem konkavním, čili sběrným, obdržíme zrcadlo konvexní čili rozptylné změnou zakřivení, t.j. změnou znamení poloměru křivosti r. Tím změní též f své znamení, kteréž je $= \frac{1}{2} r$. Zrcadla konvexní jsou tedy zrcadla s negativní dálkou ohniskovou. Smysl toho jest, že paprsky rovnoběžně na zrcadlo dopadající (obr. 33) se po odrazu rozbíhají, a jenom ve zpátečním – t.j. negativním – prodloužení dávají průsek – ohnisko, – kteréž jest tudíž jen geometrické čili virtuálné.

ob. 33.



Rovnice $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$ zrcadla konkavního přejde v následující: $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = -\frac{1}{f}$.

Z té jest již patrno, že – pokud jest a positivní, t.j. svítící bod před zrcadlem – že musí vždy býti b negativní, t.j. obraz jeho za zrcadlem. Tento obraz jest tudíž vždy geometrickým čili virtuálným.

§ 25. Svítící předmět.

V rovnicích $\frac{BB'}{AA'} = \frac{b-f}{f} = \frac{f}{a-f} = \frac{b}{a}$

píšeme $-f$ za f, $-b$ za b; tím obdržíme rovnice následující:

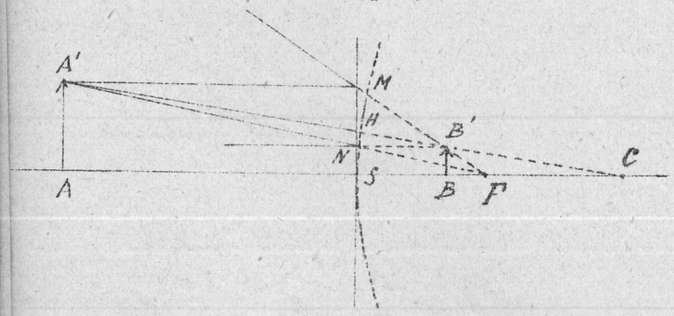
$$-\frac{BB'}{AA'} = \frac{f-b}{f} = \frac{f}{a+f} = \frac{b}{a}$$

Pokud jest a positivní, jest tedy poměr $\frac{BB'}{AA'}$ vždy negativní, pročež jsme znamení $-$ hned k němu připsali, a numericky < 1 t. j. obraz BB' jest přímý a zmenšený a padne vždy za zrcadlo, jakož naznačuje negativné C, jest tudíž virtuálný čili geometrický.

Konstrukce dříve uvedené zůstávají ovšem i zde v platnosti, jenom dlužno při provádění konstrukce míti stále na paměti, že paprsek s osou rovnoběžný se odráží tak, jakoby zpětně k ohnisku mířil – fakticky jím neprochází. Podobně paprsek k ohnisku mířící odráží se s osou rovnoběžně.

Příklad konstrukce ukazuje obr. 34. v němž jsou ony způsoby α), β), γ) obrazců 32 spojeny. Z příslušných trojúhelníků možno zde správnost výrazů pro $\frac{BB'}{AA'}$ (bez ohledu na znamení $-$) ihned zkoumati.

ob. 34.



$\frac{f-b}{f}$ plyne z FBB' a FSM

$\frac{f}{a+f}$ " " FSN a FAA'

$\frac{b}{a}$ " " FSN a FAA'

jakož i z $FB'N$ a $FA'M$.

[* Zákony o zrcadlech sférických dle názoru novější geometrie. *]

[* § 26. Základní rovnice. *]

[* Polohu svítícího bodu A na ose zrcadla stanovili jsme odlehlostí jeho $SA = a$ od vrcholu zrcadla. Zdánlivě je tedy poloha tato stanovena jedinou veličinou]

fakticky rozhoduje zde však ještě jedna, totiž jednička délková, ve které veličina a jest číselně vyjádřena. Číslo a je tedy vlastně poměr dvou délek.

Když věc tak se má, pak pochopujeme, proč geometrie novější chtějíc se učiniti nezávislou na volbě jedničky délkové stanoví polohu bodu A na dané ose poměrem dvou délek, počítaných od jistých dvou bodů základních. V našem případě hodí se k tomu body S a C jakožto zvláště význačné.

V duchu novější geometrie stanovíme tedy polohu svítícího bodu A poměrem

$$\frac{CA}{SA}.$$

Právě tak stanovíme polohu jeho obrazu B poměrem

$$\frac{CB}{SB}.$$

Body B a A jsou vespolek sdruženy, konjungovány. Každému bodu A přísluší určitý bod B a naopak. Tato přidruženost jeví se formálně tím, že poměr $\frac{CA}{SA}$, $\frac{CB}{SB}$, tedy dvojpoměr $\frac{CA}{SA} : \frac{CB}{SB} = -1$ má tedy určitou hodnotu, kteráž o případě zrcadlení na zrcadlech sférických jest $= -1$.

Důkaz této věty vede se nejjednodušeji na základě důležité všeobecné věty novější geometrie. Vedeme-li body C, S, A, B paprsky z libovolného bodu M vycházející, jest dvojpoměr $\frac{CA}{SA} : \frac{CB}{SB}$ týž jako dvojpoměr příslušných sinusů protějších úhlů,

$$\text{t. j.} = \frac{\sin CMA}{\sin SMA}, \frac{\sin CMB}{\sin SMB}.$$

Důkaz této věty vede se dle známé věty sinusové u trojúhelníků. V našem případě u zrcadla sférického vychází (obr. 35).

ob. 35



$$\frac{CA}{SA} : \frac{CB}{SB} = \frac{\sin \alpha}{\sin(90+\alpha)} : \frac{\sin(-\ )}{\sin(90-\alpha)}$$

$$= \operatorname{tg}\alpha : \operatorname{tg}(-\alpha)$$

$$= -1.$$

Je-li dvojpoměr $= -1$, pravíme, že jsou body A a B — vzhledem k bodům C a S — harmonicky příbuzny. — Že tedy obraz B svému předmětu A harmonicky příbuzen — a sice vzhledem ke středu C a vrcholu S zrcadla. Ohnisko F je tak příbuzno k bodu ∞; neboť je-li $a = \infty$, jest $\frac{CB}{SB} = -1$, t.j. $f = \frac{1}{2}r$; anebo jeli $b = \infty$ je $\frac{CA}{SA} = -1$, t.j. opět $f = \frac{1}{2}r$.

Důležito jest pak vzdělaně poznamenati:

Je-li $\frac{CA}{SA} : \frac{CB}{SB} = -1$, je také $\frac{CB}{SB} : \frac{CA}{SA} = -1$;

neboť reciproká hodnota -1 jest opět -1. To však znamená: Bod B lze vyměniti za A a naopak. V dřívější rovnici je

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

jevilo se to tím, že rovnice ta jest vzhledem k délkám a, b souměrnou: lze obě navzdory zaměniti a platnost rovnice nepřestává.

Body C a S jsou, jak říkáme, dvojité. Přijde-li totiž A do C, padne tam též B. Podobně u S. To vyplývá z onoho dvojpoměru

$$\frac{CA}{SA} : \frac{CB}{SB} = -1 \text{ ihned.} \; *]$$

[§27. Konstrukce pro zrcadlo konkávní. *]

[* Na ose zrcadla jsou tedy vlastně dvě řady bodové; jedna bodů A, druhá bodů B. Každému bodu A přináleží jistý bod B. Abychom tuto příslušnost lépe přehlédli, oddělme obě řady bodové od sebe. Myslíme si tedy osu jakoby dvojitou a otočme osu B kolem dvojitého bodu S do polohy k ose A na př. kolmé (obr. 36).

Máme pak: řadu bodů A na ose vodorovně položené,
" " B " " svisle postavené.

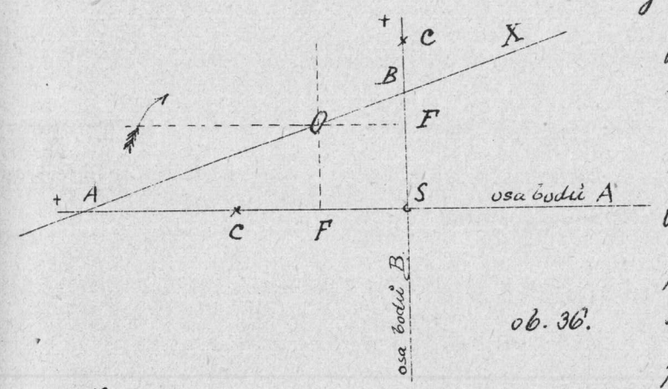
Spojme-li nyní body sdružené přímkou, protínají se tyto přímky v témže bodě O. Tvrzení geometrie praví, že sdružené body vedeme do polohy perspektivně.

Takovéto známé body sdružené jsou:

F jako předmět	a	∞ jako obraz
(na ose vodorovné)		(na ose svislé)
∞ jako předmět		F jako obraz
(na ose vodorovné)		(na ose svislé).

To znamená:

Vedeme-li $F\infty \parallel$ s osou bodů B (svislou)
a dále $F\infty \parallel$ " " A (vodorovnou) (obr. 36)
obdržíme průsek O jakožto střed perspektivnosti.



obr. 36.

Mající pak tento vedení jsme jakoukoli přímku OX, která stanoví polohu dvou bodů sdružených A a B.

Otáčíce touto přímkou OX vedoucí jakýmikoli možnými polohami bodů A obdržíme velice elegantně a jednoduše ihned příslušné polohy bodů B.

Kontrolou je potřebnost středu C se sebou samým. Přímka OX dostává polohu přechodně souměrnou.

Všimněme sobě, že konstrukce nynější dává více než jsme měli dříve. Přímku OX lze totiž otáčeti dále, až bod A přejde přes bod S na druhou stranu zrcadla t.j. za zrcadlo. To znamená: Konstrukce ukazuje, jak by poloha bodu B se utvářila, kdybychom připustili též body, ležící A za zrcadlem, t.j. takové, kde skutečné paprsky dopadající míří, které tedy jsou konvergentní. Předmět takový byl by virtuálním. Fysikálně je zrcadlo pomocí čoček plných takové paprsky sbíhavé realisovati. Kdybychom pak proti takovým postavili zrcadlo konkavní dříve než se protnou, měli bychom případ zde uvedený. —

Přibráním také této možnosti vyplní se prostora mezi ohniskem F a zrcadlem S, která jinak zůstává nevyplněna také obrazy a sice reálními přímými.

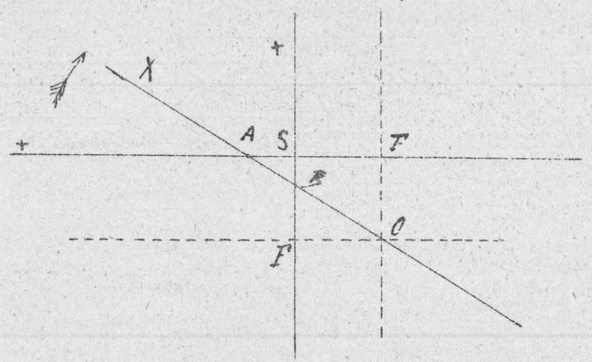
Je to případ, o kterém se obyčejně nečiní zmínka. Jím se však dosáhne úplné kontinuity výkladu.

Bod A projde pak celou osou od $+\infty$ do $-\infty$ — a podobně jeho obraz B projde rovněž celou osou od F přes $\pm\infty$ zpět do F. Stanice charakteristické jsou při tom: C a S. *]

[* § 28. Konstrukce pro zrcadlo konvexní. *]

[* U zrcadla konvexního vynikne jiná poloha ohniska — negativní — a tím i jiná poloha středu perspektivnosti (obr. 37.) Také zde dává konstrukce více než jsme měli dříve, dává totiž polohy bodů B pro takové body A, které jsou za zrcadlem, tedy ku kterým paprsky konvergují, a které tudíž jsou geometrickými. Přibráním také tohoto možného případu docílí se opět úplnosti, a chudý jinak výklad pro zrcadla konvexní nabude veliké rozmanitosti. Neboť vychází, že pro virtuálné předměty A může pak obraz B zaujmouti na straně před zrcadlem polohy velmi rozmanité, kde jest pak reálným, anebo také za zrcadlem, kde je virtuálným. *]

ob. 37.



[* § 29. Stanovení dálky ohniskové (poloměru křivosti) zrcadel konkavních. *]

[* Stanovení toto děje se zde, kde vznikají obrazy reálné, velmi jednoduše. Neboť tyto lze na stínítku zachytiti, lze měřiti jich velikost jakož i odlehlost od zrcadlící plochy. K disposici jest především rovnice:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}$$

Pro $a = b$ vychází přímo $2f = a + b = r$.

Dále možno užíti rovnice

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{b-f}{f}, \text{ ze kteréž plyne } f = b \cdot \frac{AA'}{AA'+BB'};$$

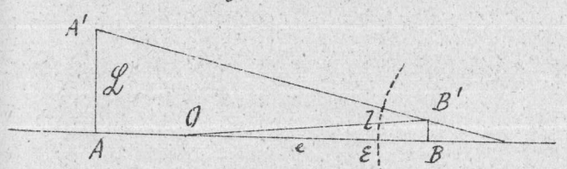
$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{f}{a-f}, \quad " \quad " \quad " \quad f = a \cdot \frac{BB'}{AA'+BB'}$$

Lze-li tudíž měřiti velikost předmětu a obrazu, postačí ještě odměřiti buď a neb b. Patrně je výhodné měřiti a, jde-li o obraz zmenšený ($BB' < AA'$), poněvadž je pak $a > b$; naopak b, jde-li o obraz zvětšený ($BB > AA'$), poněvadž je pak $b > a$; malé chyby při měření učiněné mají procentuálně menší vliv, když délka měřená je větší. *]

§ 30. Stanovení dálky ohniskové (poloměru křivosti) zrcadel konvexních. *]

[* Úloha zde není tak jednoduchou jako v § předešlém, poněvadž zde vznikají jen obrazy virtuálné, kteréž nelze zachytiti na stínítku, a při nichž nelze tudíž odměřiti jich velikost nebo jejich odlehlost od zrcadlící plochy, proto zůstávají zde jak jak b tak BB' neznámými.

Na místě, aby se měřilo BB', lze však měřiti projekci EE' tohoto obrazu na měřítko přímo před zrcadlící plochu postavené a sice projekci centrálnou od jistého bodu O libovolně na ose zrcadla voleného (obr 38.) —



ob. 38.

Pak jest, položíme-li $OE = e$:

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{b}{a}$$

$$\frac{EE'}{BB'} = \frac{e}{e+b}$$

tudíž $\frac{EE'}{AA'} = \frac{e \cdot b}{a(e+b)}$.

V rovnici této jest vše známo až na b, kteroužto vzdálenost vymýtíme pomocí rovnice $\frac{1}{f} = -\frac{1}{a} + \frac{1}{b}$

Odvozujíce tuto rovnici ze všeobecné $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$ píšeme $-f$ místo f $-b$ místo b a změníme pak vesměs znamení.

Položíme ještě ke zkrácení:

$$EE' = l$$
$$AA' = L$$

Počet stojí následovně:

$$\frac{L}{l} = \frac{a}{b} + \frac{a}{e}$$
$$\frac{a}{f} = \frac{a}{b} - 1$$
$$\frac{a}{f} = \frac{L}{l} - \frac{a}{e} - 1$$

z čehož $$\frac{f}{a} = \frac{e\,l}{eL - (a+e)l}$$

anebo přehledněji $$\frac{f}{a} = \frac{l}{L - \frac{a+e}{e}\,l}.$$

Mnohdy lze voliti $e = a$,

pak je jednodušeji $$\frac{f}{a} = \frac{l}{L - 2l}.$$

Měření provádí se v tom spůsobu, že se za předmět volí dosti rozsáhlá svítící plocha na př. zarámované sklo mléčné, světlem denním pěkně osvětlené; dalekohledem jehož objektiv jest v O, odčítá se pak na měřítku millimetrovém těsně před zrcadlící plochou upevněném velikost obrazu, jak se jeví na místě EE'. Nelze odporučovati, aby se pozorovatel vázal na podmínku $e = a$; zjednodušení formule jest jen nepatrné. Konečně je $r = 2f$.

Methody této užívá se ve fysice velmi zhusta, když jde o vyměření poloměru křivosti r zrcadlících konvexních ploch sférických jako jsou na př. plochy čoček a pod. *)

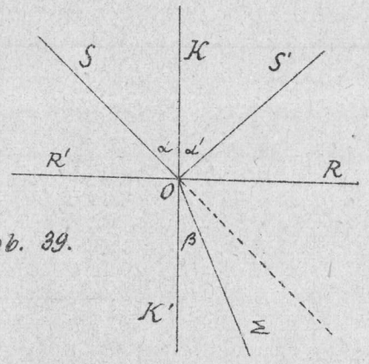
III. Lom světla.

(Dioptrika.)

§31. Základní zákony lomu světla.

Připomenouce sobě úvahy §14. předpokládejme rovinné rozhraní RR' mezi

ústředím I a jiným ústředím II. Dán jest paprsek SO. Pojmy: bod dopadu O, kolmice dopadu $K'K$, rovina dopadu (nákresné), úhel dopadu α opakují se i zde. Paprsek SO předcházeje do ústředí II mění svůj směr, „láme se," jak obrazně říkáme, úhel lomu $= \beta$ (obr. 39.)



ob. 39.

Zákony tohoto lomu světla jsou rovněž jako při odraze dva:

1.) Paprsek lomený zůstává v rovině dopadu.

2.) Mezi úhlem dopadu α a úhlem lomu β jest určitý vztah, určitá závislost, vyjádřená rovnicí $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \text{Const.} = n$.

Mění-li se tedy α, mění se β, ale tak, že poměr jich sinusů dává vždy veličinu konstantní n; tato zove se exponentem čili udavatelem lomu.

Je-li $\beta < \alpha$, jest $n > 1$, nastává lom ku kolmici,
" $\beta > \alpha$, " $n < 1$, " lom od kolmice.

Ústředí při němž nastává lom ku kolmici, zove se opticky hustší. Tato optická hustota není vždy v souhlasu s mechanickou (na př. alkohol aethylnatý a voda.)

Přechodní případ $\beta = \alpha$ dává $n = 1$; paprsek se neláme, nýbrž šíří se přímočaře dále; ústředí II jest tu identické s I a rovina hraniční pouze myšlenou. Ve specialisování exponentu lomu hodnotou $n = 1$ přejdeme tedy od lomu ku přímočarému šíření se světla.

Podobnou specialisací lze též přejíti od lomu k odrazu světla; myslíme-li si β růsti až k hodnotě $180°$ ve smyslu od kolmice OK' ke kolmici OK a pak ještě od OK k OS o úhel α', máme $\beta = 180° + \alpha'$

tudíž $\sin\beta = -\sin\alpha' = -\sin\alpha$

a proto $n = -1$.

Tato specielní hodnota exponentu lomu vede tedy od lomu k odrazu.

Zákon lomu světla v té formě, jak zde byl vyložen, vyslovil Cartesius (Descartes) (1596–1650) ve své „Dioptrice" (Leyden 1637).

Před ním však poznal správně zákon ten Snellius Willebrord (1591–1626 v Leydenu), jenž však formuloval jej ve správném poměrném míře pohodlnějším, totiž

$$n = \frac{\operatorname{cosec} \beta}{\operatorname{cosec} \alpha}.$$

První kdo zkoumal lom světla, byl asi Ptolomaeus (*70 nebo 77 v Ptolomais v Egyptě, † 147 v Alexandrii), kterýž našel

$$n = \frac{\alpha}{\beta},$$

t. j. ovšem jen approximace, poměrně správná, jsou-li úhly α a β velmi malé. Podmínka tato bývá však někdy splněna – viz na př. dále lom světla plochami sférickými – a lze pak tento zákon Ptolomaeův substituovati na místě zákona Snellova.

{ § 32. Exponent lomu absolutní a relativní; optická dráha. *]

(*Činívá se často rozdíl mezi exponentem lomu absolutním a relativním. Exponent absolutní jistého prostředí platí pro přechod paprsku z prostoru vzduchoprázdného do tohoto určitého prostředí. Exponent relativní jistého prostředí II vzhledem k jinému I platí pro přechod paprsku z tohoto prostředí I do prostředí onoho II. Obyčejně bývá za prostředí I vzduch.

Mluví se tedy na př. o absolutním exponentu lomu skla, vody a pod.; slovem absolutní je právě naznačeno, že se jím přechod paprsku z prostoru vzduchoprázdného do skla, vody a pod.

Máme-li však na mysli exponent těchto látek relativní, musíme udati vzhledem k jakému prostředí tuto „relativnost" rozumíme; tímto prostředím bývá z pravidla vzduch.

Vztah mezi absolutním a relativním exponentem lomu stanoví rovnice:

$$\left.\begin{array}{lll} \text{pro prostředí } & \text{I} & : N_1 = \dfrac{\sin i}{\sin \alpha} \\ \text{„ „ } & \text{II} & : N_2 = \dfrac{\sin i}{\sin \beta} \end{array}\right\} \text{Exponenty absolutní.}$$

$$\left.\begin{array}{l} \text{pro prostředí } \text{I}/\text{II} \quad \dfrac{N_2}{N_1} = n = \dfrac{\sin \alpha}{\sin \beta} \end{array}\right\} \text{exponent relativní;}$$

tudíž: $N_2 = n\, N_1$

Pro vzduch (I) při 0° a tlaku 1 atmosf. jest na př.

$$N_1 = 1{,}000\,29.$$

Poněvadž pozorujeme z pravidla relativní exponenty lomu ze vzduchu do prostředí jiného, lze dle toho čísla N_1 z exponentu relativního n ihned počítati absolutní $1{,}000\,29 \cdot n = N_2$.

Exponent lomu nabývá velmi jednoduchého významu theorií undulačních. Dle této je totiž základem lomu světla různá rychlost, s jakou se světlo šíří ve vacuum (t. j. v éthere samém) a v prostředí hmotném (t. j. v éthere, jak jest ve hmotách co do svých vlastností přeměněném).

Je-li dráha, jakou světlo za libovolnou dobu (na př. za 1 sec. nebo $\frac{1}{1000}$ sec. atd.) vykoná, ve vacuum . . . . . σ,
v prostředí I . . . . . s_1,
v prostředí II . . . . . s_2,

platí vztahy: $\dfrac{\sigma}{s_1} = N_1$ čili $\sigma = N_1 s_1$
$\dfrac{\sigma}{s_2} = N_2$ „ $\sigma = N_2 s_2$

$$\frac{s_1}{s_2} = n.$$

Z těchto vztahů je pak patrno:

Nasobí-li se dráha s_1, s_2 (všeobecně s), jakou světlo za libovolný čas v prostředí hmotném vraží, příslušným absolutním exponentem lomu N_1, N_2 (všeobecně N), obdrží se dráha σ pro vacuum. Jest tedy:

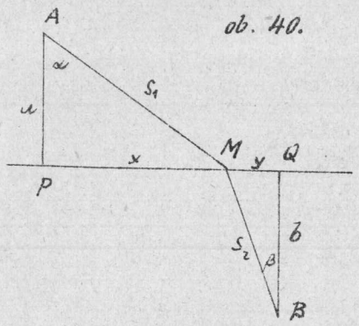
$$N_1 s_1 = N_2 s_2 = \ldots\ldots = N s = \sigma.$$

Tuto dráhu $\sigma = N s$ zovem dráhou optickou. *]

[* §33. Význam zákonů lomu světla. *]

[* Analogicky v § 15. můžeme význam tento vyjádřiti větou: Světlo přecházejíc z bodu A ústředí I do bodu B ústředí II volí nejkratší dráhu optickou.

Je tedy (obr. 40.):



ob. 40.

$$N_1 s_1 + N_2 s_2 = \text{minimum}.$$

Že tomu tak jest, dokážeme, když naopak z této podmínky odvodíme zákon lomu světla:

$$N_1 \sqrt{a^2+x^2} + N_2 \sqrt{b^2+y^2} = \text{minimum}$$

$$x + y = \text{Const.}$$

Z toho differenciací:

$$N_1 \cdot \frac{x}{\sqrt{a^2+x^2}}\, dx + N_2 \frac{y}{\sqrt{b^2+y^2}}\, dy = 0$$

$$dx + dy = 0;$$

tudíž: $N_1 \cdot \dfrac{x}{\sqrt{a^2+x^2}} = N_2 \cdot \dfrac{y}{\sqrt{b^2+y^2}}$

$$N_1 \sin\alpha = N_2 \sin\beta$$

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{N_2}{N_1} = n = \text{Const.}$$

(Pierre Fermat 1608–1661, srovnej §15; tam jest minimum dráha skutečná, zde dráha optická, t. j. na vacuum přepočítaná).

Je-li optická dráha minimum, jest ovšem též doba přechodu z A do B minimum.

Mechanické napodobení odrazu a lomu světla (A. Mach).

Rozšíření věty na celou řadu lámavých ústředí je samozřejmé. *]

§ 34. Sestrojování paprsku lomeného.

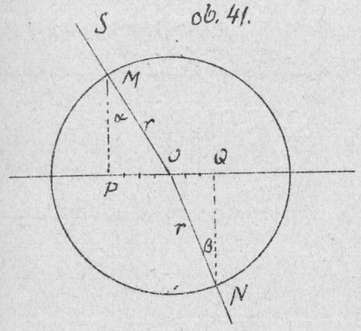
Majíce k paprsku dopadajícímu SO – dle známého exponentu lomu n – sestrojiti paprsek lomený, opíšeme kolem bodu dopadu O libovolným poloměrem r

kruh, který protne paprsek SO v bodě M. Promítneme M na rovinu hraničnou do P a k délce OP přeneseme na protivnou stranu délku OQ tak, aby bylo:

$$\frac{OP}{OQ} = n;$$

dále vztýčíme v bodě Q na rovině hraničné kolmici QN protínající kruh v bodě N; i jest pak ON hledaným paprskem lomeným.

Obr. 41. jest proveden pro případ $n = \frac{4}{3}$ (voda).



ob. 41.

V skutku jest: $\sin\alpha = \dfrac{OP}{r}$

$$\sin\beta = \frac{OQ}{r}$$

tudíž $\dfrac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \dfrac{OP}{OQ} = n.$

Konstrukce uvedená, ač velice jednoduchá, má přece tu vadu, že tak, jak byla vyložena, předpokládá, aby pro každý dopadající paprsek dělení obou úseček OP a OQ dle exponentu lomu bylo zvlášť prováděno.

Ke vhodnějším konstrukcím přijdeme úvahou následující:

Sinus každého úhlu jest definován poměrem dvou délek. Můžeme tedy vyjádřiti:

$$\sin\alpha \text{ poměrem } = \frac{a}{r_1},$$

$$\sin\beta \quad \text{"} \quad = \frac{b}{r_2},$$

tudíž exponent lomu dvojpoměrem $n = \dfrac{a}{r_1} : \dfrac{b}{r_2}$.

Tento dvojpoměr můžeme dvojím spůsobem zjednodušiti na obyčejný poměr:

1.) buď kladouce $r_1 = r_2$,

2.) aneb kladouce $a = b$.

Tím obdržíme dvojí konstrukci.

1.) Od bodu dopadu O odměříme jednou pro vždy dvě délky

(obr. 42) $OP = a$, $OQ = b$ tak, aby byl jich poměr

$$\frac{a}{b} = n.$$

V bodech P a Q vztýčíme kolmice na přímku hraničnou.

Majíce pak k jakémukoliv paprsku SO sestrojiti lomený, odřízneme ON = OM a vedeme ON, což jest paprsek lomený.

2.) Kolem bodu O opíšeme jednou pro vždy dva kruhy (obr. 43) poloměry r_1 a r_2 tak, aby byl poměr

$$\frac{r_2}{r_1} = n.$$

Kruh r_1 náleží jaksi ústředí I, a kruh r_2 ústředí II.

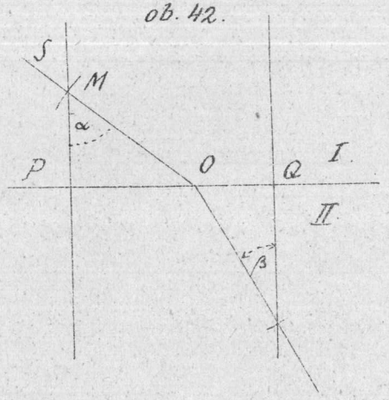
Je-li dán paprsek dopadající SO, prodloužíme jej až k průseku s kruhem 1, od tohoto průseku postoupíme pak ke kruhu 2 ve směru kolmice dopadu, (kterouž netřeba kresliti), a spojíme průsečný bod s bodem O; tím obdržíme paprsek lomený.

Obraze 42. a 43 jsou kresleny pro případ, že jest $n = \frac{7}{4}$

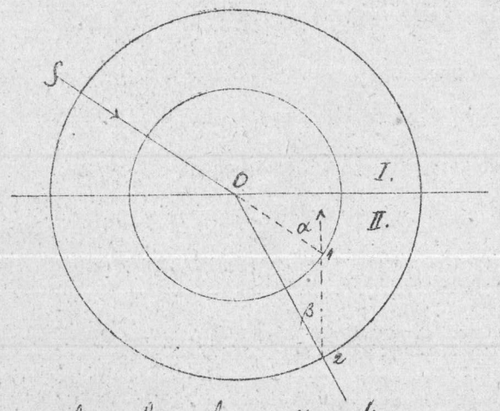
(což platí asi pro sklo flintové.)

Obě z uvedených konstrukcí jsou, každá ve svém způsobu, instruktivní. V následujících výkladech budeme však – k vůli stručnosti – jenom jedné z nich užívati a sice rozhodneme se pro konstrukci druhou. (Reusch)

ob. 42.



ob. 43.



§ 35. Závislost exponentu lomu na barvě světla.

Dle výkladů předcházejících §§ zdálo by se, že je exponent lomu, (ať absolutní nebo relativní vzhledem k vzduchu), konstantou závislou pouze na povaze ústředí a tudíž pro ústředí toto charakteristickou. Zdálo by se, jinými slovy, že bychom mohli mluviti o exponentu na př. vody,

sírouhlíku, skla a pod. (eventuálně při určité temperatuře) bez dalších bližších dodatků. Avšak tomu není tak.

Exponent lomu jest veličina podmíněná ještě jedním faktorem – a tím je světlo samo – druh světla čili, jak říkáme, barva světla.

Při určité látce neláme se světlo stejně, jestliže necháme v témže úhlu α dopadati jednou světlo červené, podruhé na př. žluté, pak modré atd.; dle barvy je úhel lomu β vždy jiný a tudíž také exponent lomu n jiný.

Seřadíme-li barvy dle jich lámavosti, následují po sobě v určitém pořádku, který se obyčejně takto udává:

červená, oranžová, žlutá, zelená, jasnomodrá, tmavomodrá, fialová.

(cyanová) (indigová)

Jest to týž pořádek, ve kterém vidíme tyto barvy při duze; proto se jim – v tomto pořádku – říká též zkrátka barvy duhové.

Exponent n lomu jest tedy vždy větší a větší, když při těchto barvách duhových postupujeme od červené k fialové.

Dlužno ovšem vytknouti, že variace tohoto exponentu lomu není veliká; neboť činí jen několik málo procent (nanejvýše asi 6%). Jak veliká tato variace jest, závisí na látce samé. U vody je na př. velmi malá, něco přes 1 procent, větší jest u aethylalkoholu, daleko větší u sírouhlíku, ale přece i v tomto případě poměrně ne valná.

Označení quality světla barvou není však dostatečně přesné. Mluvíme-li o barvě červené, žluté neb modré atd., je to tak, jakobychom v akustice mluvili o tom „hlubokém" anebo „středním," „vysokém" a pod.; takovýmto povšechným označením není ovšem výška tonu přesně stanovena. Chceme-li přesně ton označiti, udáváme jeho „absolutní výšku" t. j. počet kmitů za sekundu. Nejinak jest to v optice. Dle theorie undulační je barva analogou tonu a stanoví se přesně také počtem kmitů za sekundu anebo – a to je obyčejnější – délkou vlny etherové, λ.

Pamatujme, že tato délka vlny (jak již v úvodu udáno) vyjádřená v mikro-

millimetrech t. j. v milliontinách millimetru („μμ") variuje v pořadí barev duhových od červené k fialové asi od $\lambda = 800$ do $\lambda = 400 \ldots \mu\mu$ (okrouhlými čísly.)

Řekněme tedy přesněji: Exponent lomu n jest podmíněn ještě délkou vlny světla dopadajícího.

Světlo, které je charakterisováno určitou délkou vlny zove se světlem jednoduchým čili homogenním. Takové obdržíme na př., když do nesvítivého plamene lihového neb plynového dáme nějaké soli natriové, na př. $NaCl$ nebo Na_2CO_3 a pod. Zhoucí páry natriové svítí krásným intensivním světlem žlutým, kteréžto světlo jest homogenním (aspoň velice přibližně.)

Podobně je homogenním světlo červené par lithiových anebo zelené světlo par thalliových. Délka vlny těchto druhů světelných je na př.

Li . . . . $\lambda = 671$ $\mu\mu$
Na . . . . $\lambda = 589$ „
Tl . . . . $\lambda = 535$ „

Takovéto světlo homogenní jest analogou jednoduchého tonu, kterýž dává na př. jistá ladička určité výšky.

Jiné zdroje světelné vysílají světlo složité, ve kterém mnoho jednoduchých světel jest jakoby obsaženo. Analogou takového světla je v akustice celý akkord několika tonů.

Také bílé světlo, jaké vysílá na př. rozžhavený platinový drát, je světlo složené, ve kterém je velmi veliké množství barev zastoupeno.

Láme-li se paprsek takového složitého světla, pak se lomem rozkládá. Tak jest tomu zejména u světla bílého, kde se rozklad děje v nepřetržité souvislosti barev. Každá jednoduchá barva ve světle bílém zastoupená láme se totiž svým vlastním spůsobem, dle svého určitého exponentu lomu.

Tím docházíme výsledku velmi důležitého. Lomem lze tedy světlo „rozkládati" čili „analysovati." Posloupnost barev, kterou při lomu obdržíme, tvoří t. zv. vidmo čili spektrum onoho druhu světla, kteréž právě „analysujeme", a tento spůsob analyse zove se za tou příčinou analyse spektrální.

Ve spektru slunečním vyskytují se jisté tmavé čáry tak zvané

Fraunhoferovy; jsou označeny písmenami, a sice hlavní z nich od A do H. Každá z těchto čar stanoví určité místo ve spektru – jest jakoby indexem určité barvy – a proto se velmi často ku přesnému stanovení tonu barevného těchto čar užívá.

Vše to, co zde v § tomto řečeno, jsou jen předběžné poznámky, jichž účelem jest jedině na věc upozorniti, abychom nepřivykali nesprávným představám. Takovou bylo by na př. mysliti si exponent lomu n pro „světlo bílé." V skutku pomýšlíme často – o odrazu nebo lomu světla mluvíce – na světlo bílé. Avšak bílé světlo nemá exponentu lomu; neboť není světlem homogenním. Jako nelze mluviti o výšce „akkordu", nýbrž jen o výšce určitého jednoduchého tonu, tak jest nutno při exponentu lomu vždy pomýšleti na určitou barvu, na př. světla natriového, thalliového a pod.

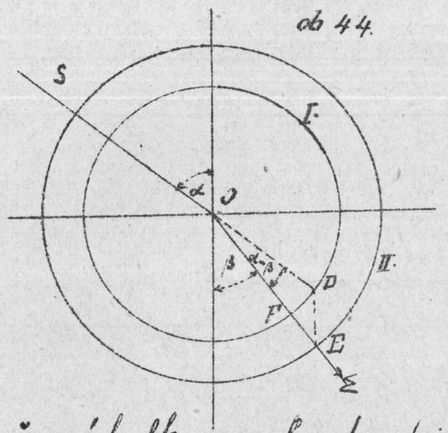
Podobně nesprávné bylo by mluviti na př. o exponentu lomu vody, skla a pod. bez bližšího udání barvy (neb délky vlny světelné), pro kterou má platiti. Nanejvýš lze tak učiniti, pokud udáme jen nějaké číslo okrouhlé – jako jsme učinili v dřívějších §§, kde jsme pro vodu brali $n = \frac{4}{3}$ neb pro sklo flintové $n = \frac{7}{4}$. Poněvadž totiž variace v indexu lomu činí jen několik málo procent, možno při aproximativním udání od ní abstrahovati. V následujícím budeme však raději – abychom přivykli určitosti a přesnosti – vždy údaje vztahovati na určité poměry jak co do ústředí, tak co do quality světla.

§ 36. Závislost úhlu dopadu α, lomu β a úchylky $\alpha - \beta$.

Znajíce nyní základní zákony pojednejme o některých podrobnostech lomu světla. K tomu cíli vede cesta dvojí: buď počet neb konstrukce. Začneme konstrukcí.

Volme však nikoliv poměry ledajakž smýšlené, nýbrž skutečné; provedíme tedy konstrukci pro případ přechodu světla ze vzduchu do vody a to pro homogenní světlo natriové; pro toto jest $n = 1{,}3332$.

Sestrojme (obr 44.) vnitřní kruh (pro ústředí, vzduch platící) poloměrem na př. 20 mm; vnější kruh bude pak míti poloměr 20 × 1,332 mm = 26,66 mm.



ob 44.

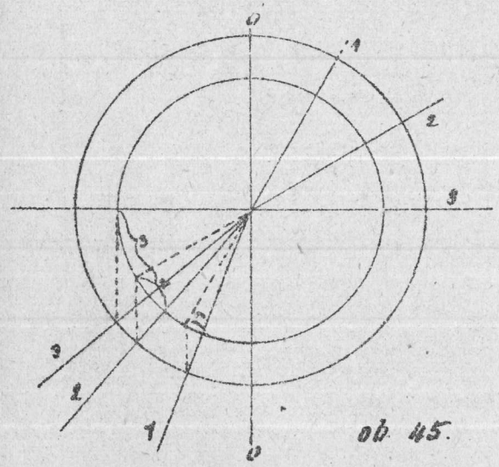
Dřu-li paprsek dopadající S, prodloužíme jej až ke kruhu I do D, odtud přejdeme přímkou DE s kolmicí dopadu rovnoběžnou ke kruhu II, a vedeme OE; t. j. paprsek lomený Σ.

Tento paprsek lomený protíná kruh I v bodě F; všimněme si, že oblouček F.D tohoto kruhu může býti měrou úhlu α-β, t. j. měrou úchylky paprsku dopadajícího lomem vzniklé.

Tento oblouček není pro všechny paprsky dopadající stejný. Když sestrojíme dopadajících paprsku několik pro hodnoty α aequidistantní, jako na př. v obr. 45. pro

$$\alpha = 0°,\ 30°,\ 60°,\ 90°,$$

tedy vidíme, že příslušné obloučky se zvětšují, když α roste.

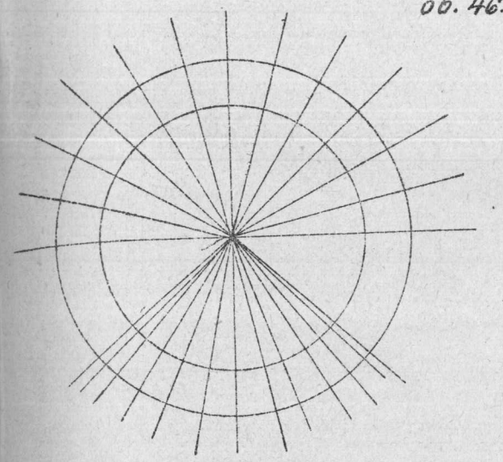


ob. 45.

Kdežto paprsek hlavní se neláme a paprsky jemu velmi blízké jen velmi málo, lámou se paprsky šikmo dopadající již značněji a to tím více, čím šikměji dopadají.

Okolnosť tato souvisí s okolností jinou, o kteréž se rovněž konstrukcí dobře lze orientovati.

Sestrojme (obr 46.) dopadající paprsky v úhlech dopadu rostoucích pravidelně na příklad v 15° od α = 0° do α = 90° (oboustranně od kolmice dopadu) a k nim paprsky lomené. Konstrukce ukazuje, že tyto paprsky lomené vzdalujíce se od kolmice dopadu vždy tesněji a těsněji k sobě se druží. Jinak řečeno; přibývá-li úhlu


ob. 46.

α rovnoměrně, nepřibývá též úhlu β rovnoměrně, nýbrž přírůstky úhlu β jsou stále menší a menší; proto musí pak difference α-β stanovící odchylku paprsku vždy více a více s úhlem α růsti.

Nejlépe objasní se ovšem tyto úkazy počtem. Jak tento počet stojí, ukazuje následující tabulka:

$$n = 1,3332,\quad \lg n = 0,12490$$

α	lg sin α	lg sin β	β	Přírůstek úhlu β	Úchylka paprsku α - β
0			0,00		0,00
15	9,41300	9,28810	11,19	11,19	3,81
30	9,69897	9,57407	22,03	10,84	7,97
45	9,84949	9,72459	32,03	10,00	12,97
60	9,93753	9,81263	40,51	8,48	19,49
75	9,98494	9,86004	46,43	5,92	28,57
90	0,00000	9,87510	48,60	2,17	41,40

Přibývá-li tedy úhlu α pravidelně o 15°, přibývá úhlu β z počátku o více než 11°, pak vždy volněji a volněji a konečně jen asi o 2°; úhel β blíží se tu jisté krajní hodnotě, kterou dosáhne, když α jest = 90°; tento krajní úhel β* je určen rovnicí

$$\frac{\sin 90°}{\sin \beta^*} = n \quad \text{čili} \quad \sin \beta^* = \frac{1}{n},$$

a činí v našem příkladě, jak v hořejší tabulce vidno

$$\beta^* = 48°,60.$$

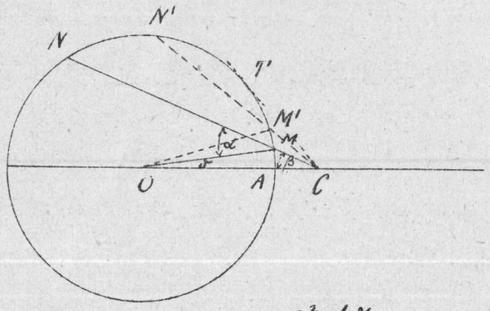
V tomto krajním případě jest úchylka paprsku přes 40°, kdežto z počátku při α = 15° jest menší než 4°.

Konstrukci obr. 46 mohli bychom provésti ve všech možných rovnicích, které lze položiti kolmicí dopadu. Jaký by byl výsledek objasníme si, když v myšlénkách celý výkres kolem kolmice dopadu otáčíme. Dopadající paprsky vyplňují pak nad rovinou hraničnou jakoby polokouli a to stejnoměrně, kdežto paprsky lomené vyplňují kužel, jehož otvor jest $= 2\beta^*$ a to nikoliv stejnoměrně, nýbrž čím dále osy kužele k plášti, tím hustěji.

Souvislost mezi úhly α, β a $\alpha-\beta$ lze znázorniti též konstrukcí.

Kolem středu O opíšeme (obr. 47.) kruh o poloměru libovolném r, (na př. 20 mm). Budiž pak bod C volen tak, aby vzdálenost $OC = n \cdot r$, kden n značí exponent lomu (v našem případě: $n = 1,33'32$, $OC = 26,7$.) Vidíme nyní jakoukoliv přímku bodem C, která by protala kruh v bodech M a N. Spojme OM a označme:

$$\sphericalangle OMN = \alpha$$
$$\sphericalangle MCO = \beta$$
$$\sphericalangle MOC = \alpha - \beta = \delta.$$



ob. 47.

Z trojúhelníku OMC plyne dle věty sinusové:

$$\sin\alpha : \sin\beta = \overline{CO} : \overline{OM}$$

čili $$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{nr}{r} = n.$$

Z toho je patrno, že α značí v tomto výkresu úhel dopadu a β úhel lomu, δ pak úchylku paprsku.

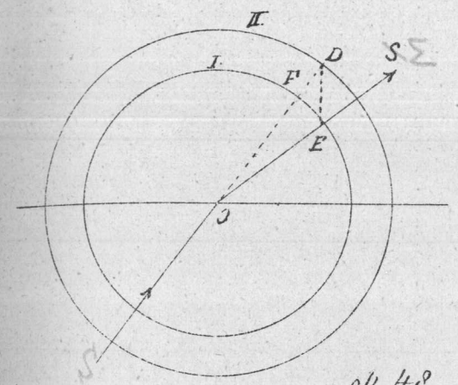
Představme si nyní, že α vzrůstá čili že bod M pošinujeme po kružnici od bodu A, pak také vzrůstá β i δ. Maximální úhel lomu obdržíme, vedeme-li tečnu CT.

§ 37. Odraz totální.

V § předešlém jednali jsme o přechodu světla ze vzduchu do vody, tedy z ústředí řidčího do hustšího. Uvažujme nyní případ opačný.

Konstrukce paprsku lomeného modifikuje se nepatrně (obr 48.) —

Paprsek ΣS prodloužíme až ke kruhu pro ústředí „voda" platícímu, tedy ke kruhu vnějšímu do bodu D; od tohoto přejdeme pak ve směru kolmice dopadu do bodu E ke kruhu pro ústředí „vzduch" platícímu, tento bod spojíme s bodem dopadu O, i jest OE paprskem lomeným Σ.

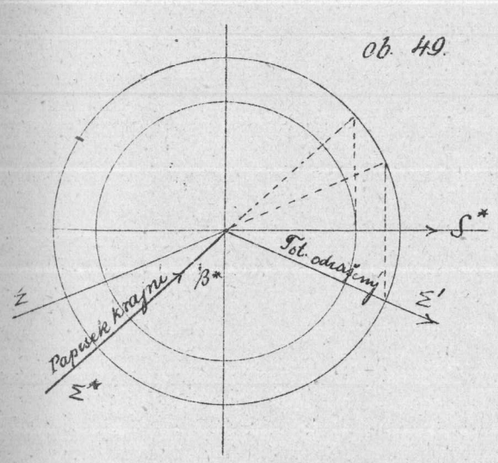


ob. 48.

Přirovnáváme-li konstrukci dřívější (obr 44.) s konstrukcí nynější (obr 48.) seznáme jasně, v čem záleží rozdíl obou.

Buď D ležel dříve na vnitřním kruhu („vzduch") a odtud přešlo se směrem DE k bodu E kruhu vnějšího („voda"). Nyní leží bod D na vnějším kruhu („voda") a odtud se přechází směrem DE k bodu E kruhu vnitřního („vzduch"). Při přechodu z vnitřního kruhu k vnějšímu přímkou s kolmicí dopadu rovnoběžnou protne se kruh vnější vždy — ale naopak, při přechodu z kruhu vnějšího na vnitřní přímkou téhož směru nemusí se tento kruh protnouti vždy; kdežto onde ku každému bodu D se nalezne příslušný bod E, zde nikoliv, zde může přímka DE vnitřní kruh úplně minouti. Přechodním případem jest zde ten, kdy přímka DE se právě kruhu vnitřního dotýká (obr 49.)

Jinak řečeno:



ob. 49.

Při přechodu paprsku ze vzduchu do vody — tedy při lomu ke kolmici vůbec — náleží ke každému paprsku dopadajícímu směru libovolného určitý paprsek lomený. Opáčně však nikoliv. Při přechodu paprsků z vody do vzduchu — tedy při lomu světla od kolmice — nelze k některým paprskům nalézti lomené; paprsky takové nemohou pak vůbec do ústředí

následujícího proniknouti — nemohou se tudíž lámati, nýbrž jedině odrážeti.

Pravili jsme totiž dříve, že paprsek na rozhraní dvou ústředí dopadající se dílem láme, dílem odráží. Zde však přicházíme k případu zcela zvláštnímu. Paprsek dopadající v jistém směru na rozhraní dvou ústředí, jako voda a vzduch, nemůže z ústředí hustšího přejíti do řidšího, vrací se tudíž v plné své intensitě odrazem zpět. Proto zoveme úkaz tento úplným odrazem čili totální reflexí.

Totální reflexe nastane tehda, když úhel β překročí onu krajní hodnotu β^* určenou rovnicí

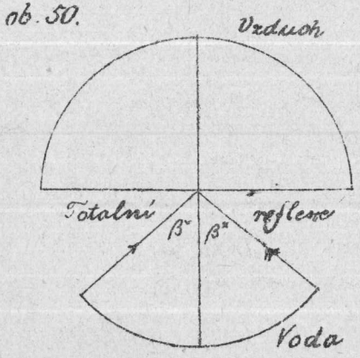
$$\sin \beta^* = \frac{1}{n}.$$

Mění-li se totiž β od 0 do β^*, mění se, jak již dříve jsme uvedli, úhel α od 0° do 90°, a hodnota 90° je největší, kterou α může dosáhnouti. Je-li tedy β větší než β^* t. j. přejde-li paprsek z vnitřka kužele, o němž jsme dříve pravili, že náleží ku polokouli paprsků dopadajících, na venek, pak nepronikne do ústředí druhého, nýbrž odráží se totálně.

Jest tudíž prostor mezi rovinou dopadu a mezi kuželem, jehož otvor je $= 2\beta^*$ prostorem, v němž nastává totální odraz (obr. 50)

Buďte ještě uvedeny některé příklady totálního odrazu.

ob. 50.

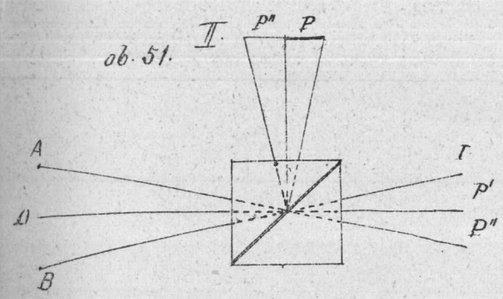


Epruvetka ponořená do vody jeví následkem totálního odrazu brilantní lesk. Kamera lucida, světlá komora Wollastonova (1811) (viz později v kapitole o strojích optických). Hranoly totálně reflektující. Pěkně lze demonstrovati paprsky totálně odražené kombinací dvou hranolů pravouhlých, jak to ukazuje obr. 51.

Dopadají-li na takovouto kostku ze dvou hranolů složenou paprsky konvergentní, odrážejí se paprsky blíže směru B dopadající totálně, což se na dvou stínítkách I a II

ukáže se tím, že plocha P' jest úplně tmavou, což korresponduje s plochou při P úplně jasnou. Plochy P'' jeví se jen parciálně osvětlené, doplňujíce se vzájemně na jasnost v P.

ob. 51.



Jiné příklady na odraz totální vyskytující se v přírodě viz v části jednající o optice meteorologické.

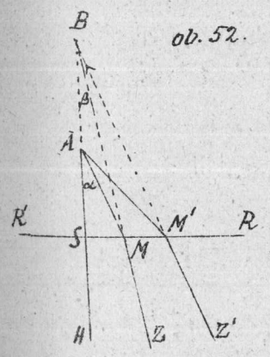
Velice instruktivně znázorňují se zákony odrazu i lomu světla, odrazu parciálního i totálního, rozkladu světla velkou nádobou parallelepipedickou, kteráž má stěnu zadní kovovou, přední pak a postranní skleněné. Nádoba naplní se v dolní polovici vodou fluoresceinem zelenavě zbarvenou, hořejší pak polovice naplní se kouřem. Zrcádky pohyblivými vedou se pak paprsky slunečné tak, že přecházejí buď ze vzduchu do vody neb naopak ve směrech měnlivých.

Lom světla rovinou.

§ 38. Paprsky homocentrické.

Budiž rovina R'R (obr. 52) rovinou lámající na př. hladinu vodní, bod A bodem svítícím, tedy střediskem paprsků homocentrických. Počínejme sobě zcela analogicky jako v § 17. - Vedme nejprve paprsek hlavní AS; tento prochází nezlomen ve vlastním směru SH. - Vedle toho vedme paprsek jiný AM, který se láme ve směr MZ.

ob. 52.



Oba tyto paprsky do ústředí druhého vnikající SH a MZ se rozbíhají; prodlouženy zpět protnou se v bodě B.

Zdálo by se, že tento bod B analogicky jako při odrazu světla na rovině je společným střediskem všech paprsků lomených,

že tedy na př. paprsek $A A'$ se láme tak, jakoby lomený paprsek $M' Z'$ vycházel od bodu B.

Avšak tomu není tak. Provedeme-li konstrukci přesně dle učitého exponentu lomu n, shledáme, že se paprsky lomené, prodloužíme-li je zpět, dokonce neprotínají v témže bodě.

Z jednoduché úvahy seznáme, že tomu ani jinak býti nemůže. Kdyby totiž bod B byl v skutku společným průsečkem všech (prodloužených) paprsků lomených, tedy by byla vzdálenost SB rovněž tak konstantní jako SA. Jest však

$$SM = SA \cdot \operatorname{tg}\alpha = SB \cdot \operatorname{tg}\beta,$$

tudíž $$\frac{\operatorname{tg}\alpha}{\operatorname{tg}\beta} = \frac{SB}{SA} = \text{konst.}$$

Avšak zákon lomu zní: $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \text{konst}$

Je-li tedy poměr sinusů konstantním, nemůže býti poměr tangent konstantním a tudíž ani délka SB.

V jednom případě však neplatí věta tato tak přesně. Jsou-li totiž úhly α a β velmi malé – t. j. jedná-li se o paprsky téměř normálně na povrch RR' dopadající – pak je, jak známo, s velikou approximací

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha}{\operatorname{tg}\beta} \doteq \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} \doteq \frac{\operatorname{arc}\alpha}{\operatorname{arc}\beta}.$$

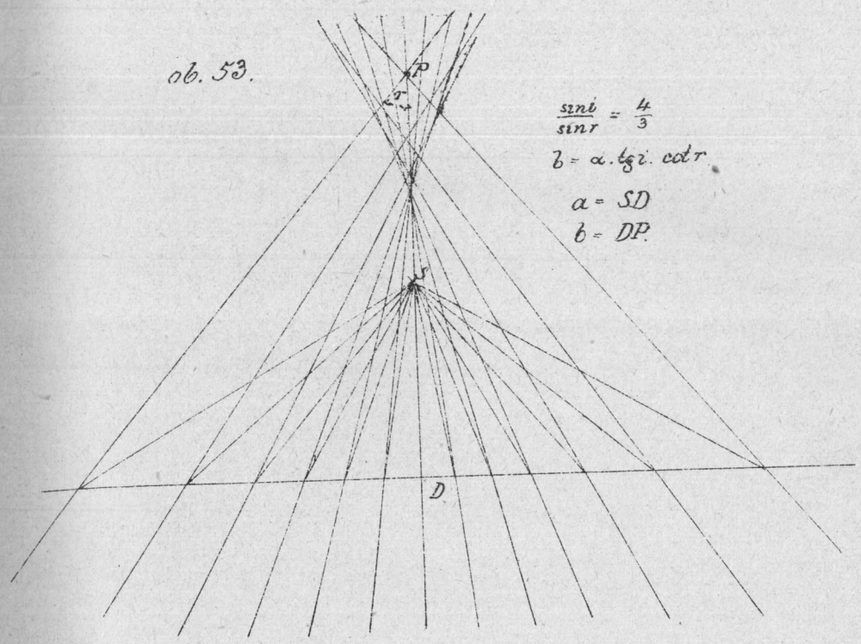
Pokud se tedy jedná o paprsky, které jsou paprskům hlavním velice blízké, pak možno s velikou approximací připustiti, že se lomou tak, jakoby vycházely od společného středisko B. Ony měrou však, kterou se paprsky od hlavního více a více vzdalují, tou měrou, jsouce zpět prodlouženy, procházejí mimo tento bod.

Ke znázornění toho, co zde řečeno, slouží výkresy 53 a 54. Oba platí pro ústředí vzduch a voda, pro exponent $n = \frac{4}{3}$, ve výkresu 53 je světící bod ve vzduchu; od něho vycházející svazek paprsků homocentrických; po lomu na hladině vodní přestávají však tyto býti homocentrickými; nebuď prodlouženy ve zpětném směru neprotínají se v jediném bodě, nýbrž v celém pásmu bodů, které tvoří

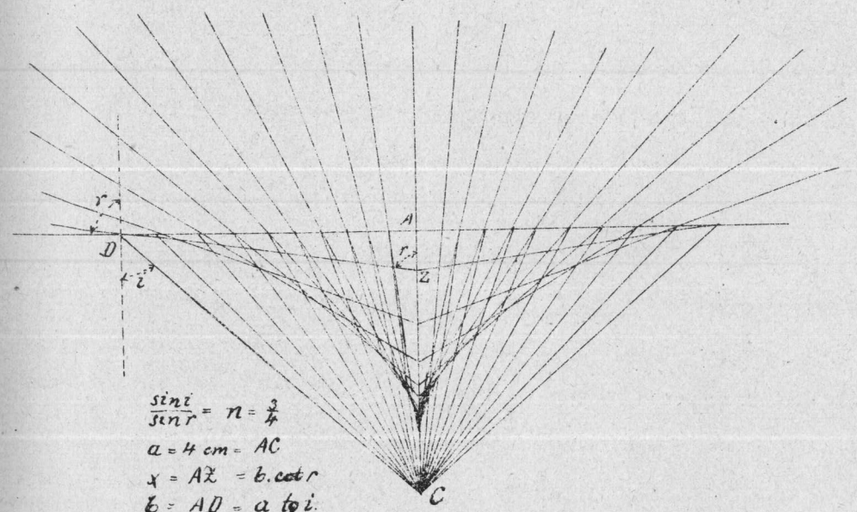
jedná o lom, zvaném <u>diakaustickou</u>. Podobně obr. 54. – Křivky resp. plochy diakaustické jsou zde jen <u>geometrické</u> čili <u>virtuální</u>, poněvadž se paprsky <u>skutečně</u> v nich <u>neprotínají</u>, nýbrž jen v prodloužení. (Srovnej § 21.)

Tu však vzniká otázka: Kterak to, že o existenci ploch diakaustických nic ve skutečnosti nevíme? že na příklad – vzhledem k obr. 54. – nalézá-li se na dně řeky neb jezera nějaký světlý bod, na příklad malý bílý kamének, že jej vidíme v ostrých konturách?

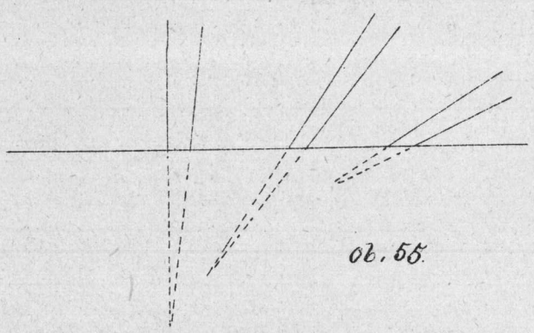
obr. 53.



obr. 54.



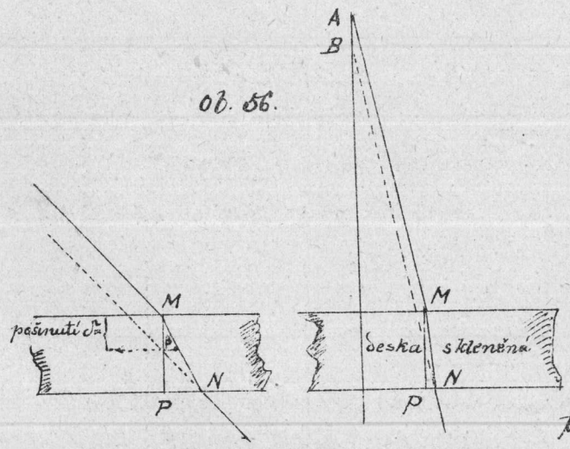
Příčina je jednoduchá. Oko naše neobsáhne z paprsků lomených než jen velmi nepatrný svazeček, který projde pupillou: paprsky tohoto svazku protínají se na ploše kaustické v jistém její bodu a tento bod vidíme. Z toho však vysvítá jasně, když více neb méně šikmo nazíráme, že průsek padne do jiného a jiného bodu plochy kaustické. Když se sklaníme zírajíce šikměji, tu obraz zdánlivě vystupuje a blíží se k nám (obr. 55.); když pak dva pozorovatele současně nazírají, jeden více kolmo, druhý šikmo, vidí každý z nich jiný obraz; něco podobného není při zrcadle rovném právě proto, poněvadž tam paprsky odražené jsou přísně homocentrickými.



ob. 55.

[*§39. Pošinutí svítícího bodu deskou.*]

[*Obr. 56. znázorňuje postup paprsků skleněnou deskou, kde se tedy lom rovinou opakuje dvakrát, při čemž se předpokládá, že paprsky dopadají téměř kolmo na desku. Obraz B zde vznikající je proti předmětu A patrně desce blíže. Pošinutí δ vypočteme z tloušťky e desky rovnicemi následujícími:



ob. 56.

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{PN}{e-\delta}$$

$$\operatorname{tg}\beta = \frac{PN}{e}$$

$$\frac{\operatorname{tg}\alpha}{\operatorname{tg}\beta} = n = \frac{e}{e-\delta},$$

tudíž: $$\frac{n-1}{n} = \frac{\delta}{e}$$

Pro sklo korunové jest $n = \frac{3}{2}$, $\frac{\delta}{e} = \frac{1}{3} = 0,33$;

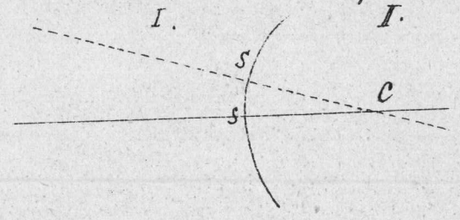
" " flintové " $n = \frac{7}{4}$, $\frac{\delta}{e} = \frac{3}{7} = 0,42$.

Lze-li naopak δ měřiti (mikroskop), pak se vypočítá z tohoto pošinutí a tloušťky skla e exponent lomu $n = \frac{e}{e-\delta}$. *]

Lom plochami sférickými.

§40. Definice.

U lámavých ploch sférických oddělujících ústředí I na př. vzduch od jiného II. na př. skla, platí tytéž definice jako u zrcadlících ploch sférických §20. Pojmy: geometrický střed C, poloměr r, vrchol S, osa hlavní CS, osa vedlejší CS', mají zde týž význam.



ob. 57.

V jedné věci však vytkneme důležitý rozdíl. Majíce jednati o zrcadlení na plochách sférických, vyšli jsme od plochy konkavní a odvodili jsme příslušné formule platící za typické. Zde naopak vycházíme od plochy konvexní, předpokládajíce ovšem, že ústředí II jest opticky hustší než I – a odvozujeme opět formule typické.

Zdánlivý tento nesouhlas proměňuje se v souhlas, když uvážíme, zde i onde má plocha sférická býti sběrnou. U zrcadlení jest to konkavní, u přechodu světla z ústředí řidšího do hustšího naopak konvexní.

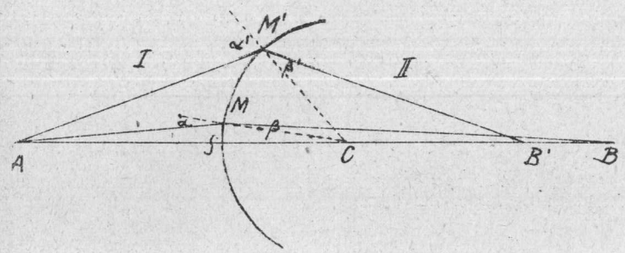
Formule typické mají tedy zde i onde ten společný význam, že platí pro sférické plochy sběrné.

§41. Aberrace sférická.

Budiž bod A v ústředí I svítícím bodem, od něhož vycházejí paprsky homocentrické. Jeden z nich míří ku středu C plochy

sférické, tudíž kolmým k ní směrem; jest to paprsek hlavní A S, který přijde do ústředí II ve vlastním svém směru. Vedeme-li vedle toho ještě dva paprsky jiné, jeden A M hlavnímu velmi blízký, druhý A M' od něho vzdálený, vedeme-li dále k bodům M a M' poloměry O M a O M', obdržíme úhly dopadu α a α'; k těmto sestrojme (nebo počítejme)

Ob. 58.



úhly lomu β a β' dle rovnice $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n = \frac{\sin\alpha'}{\sin\beta'}$.

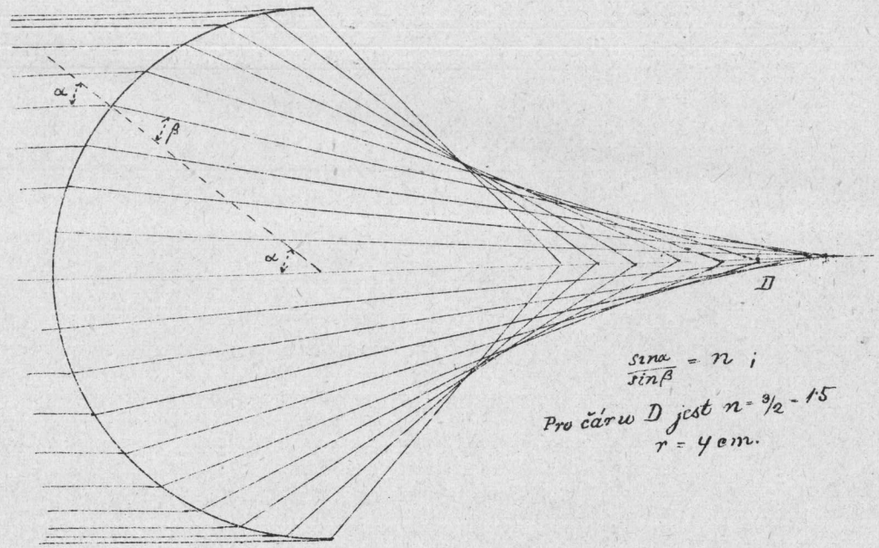
Provedouce konstrukci přesně shledáme jako při odrazu na ploše sférické, že sestrojené tři paprsky lomené se dokonce neprotínají v témže bodě. Vychází z toho, že paprsky homocentrické lámajíce se plochou sférickou, neprotínají se v témže bodě, nýbrž v celém pásmu bodů, kteréž ve své souvislosti tvoří v rovině nákresné křivku a v prostoru plochu diakaustickou, zde reálnou.

Velmi jasně znázorňuje vznik křivky diakaustické obr. 59. sestrojený pro paprsky rovnoběžně dopadající.

Také zde – jako při zrcadlech – mluvíme o aberraci sférické, která v tom má svůj základ, že paprsky krajní se lámou silněji než paprsky střední.

Aberraci vyhneme se opět – jako u zrcadel sférických – jen tím, že vyloučíme paprsky krajní a připustíme jen paprsky hlavnímu co možná blízké, tedy centrální. K vyloučení paprsků krajních užíváme také zde diafragmat aneb volíme lámavé plochy sférické malého otvoru. Kreslíme-li zvětšeně, musíme takové plochy důsledně jako rovinné znázorňovati, jich sféricitu jen naznačujíce.

Ob. 59



$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$;

Pro čáru D jest $n = 3/2 = 1{\cdot}5$

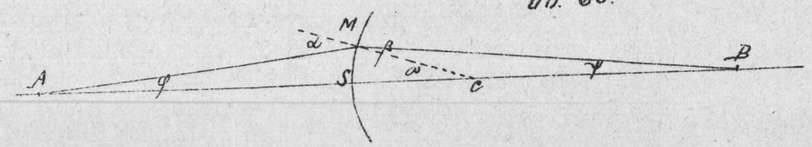
$r = 4$ cm.

A. Lom plochou sférickou konvexní (sběrnou)

§ 42. Svítící bod.

Volme svítící bod A na ose (obr. 60) v ústředí I. Vedme paprsek hlavní A S, který jsa kolmým ku ploše sférické vniká do ústředí II ve vlastním směru. Dále vedme ještě paprsek A M, vedeme-li poloměr O M, je α úhel dopadu, k němu počítejme úhel lomu β dle známého exponentu n, a tím obdržíme paprsek lomený M B. Bod B, ve kterém tento paprsek lomený protíná hlavní osu, jest obrazem bodu A, tedy s tímto sdružený.

Ob. 60.



Zavedíme dále $SA = a$, $SB = b$.
Odlehlost A počítáme positivně ve smyslu od S k A, naopak b positivně ve smyslu od S k B.

Hledajíce zákon, kterým se vzájemná poloha obou sdružených bodů A a B řídí, musíme vycházeti od základní rovnice pro lom, totiž

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n.$$

Poněvadž jest však paprsek AM velice blízký paprsku hlavnímu AS, jest úhel α a tudíž i úhel β velmi malý; v tom případě smíme na místě sinus položiti arcus, psáti tedy dle zákona Ptolomaeova poslední rovnici ve tvaru

$$\alpha = n\beta.$$

Do této rovnice zavedíme podobně jako při zrcadlech úhly středové φ, ψ, ω; obdržíme:

$$\varphi + \omega = n(\omega - \psi).$$

Uvážíme-li, že bod M dle základní podmínky je velmi blízký bodu S – (kreslíme jej dále jen k vůli zřetelnosti) – pak připustíme, že by obloučky opsané kolem B poloměrem $SB = b$ a kolem A poloměrem $SA = a$ téměř splynuly s obloučkem SM, jemuž náleží střed C a poloměr r, neboť přešly by konečně všecky tři v malinkou přímku kolmou na ose; tuto věc dlužno míti na mysli, nemá-li se zdáti absurdním, že by oblouček „konkavní" mohl splynouti s obloučkem „konvexním."

Můžeme tedy psáti:

$$SM = a\varphi = r\omega = b\psi$$

čili

$$\varphi = \frac{SM}{a},\quad \omega = \frac{SM}{r},\quad \psi = \frac{SM}{b};$$

dosadíme-li tyto hodnoty do hořejší rovnice a krátíme-li obloučkem SM, vyjde

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{r} = n\left(\frac{1}{r} - \frac{1}{b}\right)$$

čili

$$\frac{1}{a} + \frac{n}{b} = \frac{n-1}{r}$$

To jest základní rovnice pro lom světla na ploše sférické.

Rovnice tato jest analogou té, kterouž jsme odvodili pro odraz světla na ploše sférické, a kteráž zní: $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = -\frac{2}{r}$.

Jest zajímavo, že se tato rovnice z předcházející da jako případ zvláštní odvoditi. Pravili jsme svého času, že lom přechází v odraz pro speciální hodnotu exponentu (viz § 31.)

$$n = -1$$

Pro tuto obdržíme ze všeobecné rovnice pro lom

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{b} = -\frac{2}{r}.$$

Tato rovnice jest vskutku identická s rovnicí pro zrcadlo, neboť znamení veličin r a b pochází z toho, že jsme při zrcadle vyšly od plochy konkávní (proto zde $-r$), a že bod B byl na straně opáčné – následkem odrazu zpět – (proto zde $-b$).

Majíce nyní provésti rozbor rovnice

$$\frac{1}{a} + \frac{n}{b} = \frac{n-1}{r},$$

postupujeme zcela podobně jako v § 22.

1.) Je-li $a = \infty$, jest $b = f_2$; nekonečně vzdálený bod A má svůj obraz v ohnisku F_2. – Toto ohnisko náleží tudíž k bodům B, a proto musí jak f tak F zde obdržeti index 2. Z rovnice hořejší plyne:

$$f_2 = \frac{n}{n-1}\, r.$$

2.) Blíží-li se svítící bod A z nekonečné dálky vždy víc a více k lámavé ploše sférické, vzniká jeho obraz B vždy dále, až se octne v nekonečné dálce; stane-li se tak, je-li tedy $b = \infty$, jest $a = f_1$, svítící bod je v ohnisku F_1. Toto ohnisko náleží zase k bodům A, a proto musí zde – na rozdíl od předešlého – jak f tak F obdržeti index 1. Z rovnice hořejší plyne pak $f_1 = \frac{1}{n-1}\, r$.

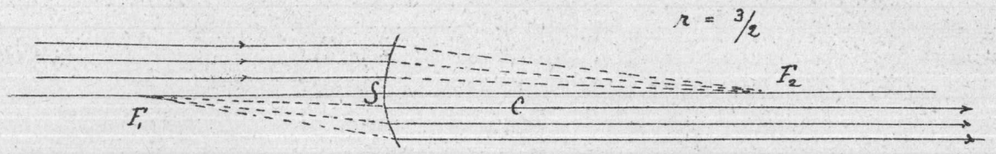
Na rozdíl od zrcadel sférických máme tedy zde při lomu světla plochou sférická ohniska dvě, F_1 a F_2, s dálkami f_1 a f_2. Patrně jest

$$\frac{f_2}{f_1} = n;\quad f_2 - f_1 = r.$$

V obraze 61. je poloha těchto ohnisek nakreslena a sice správně pro případ $n = \frac{3}{2}$, což by odpovídalo sklu korunovému.

Rozloha bodů F_1, S, C, F_2 jest souměrná vůči střednímu bodu mezi S a C, t. j. $F_1S = CF_2$

ob. 61.



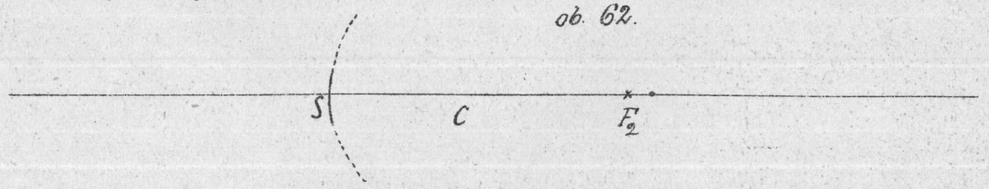
3.) Postoupí-li bod A přes F_1, pak paprsky sférickou plochou lomené divergují, obraz B stane se tudíž virtuálním; půjde-li A od F_1 k S, půjde B od ∞ do S; ve vrcholu S splynou A a B, takže jest S bodem dvojitým.

§ 43. Svítící předmět.

Je-li na místě jediného bodu dáno celé jich pásmo, tedy svítící na př. přímka a pod., platí o zobrazení takového předmětu vše to, co bylo řečeno v §23. Pokud se jedná o předmět proti poloměru r rozměrů malých, může se předpokládati, že lineární předmět se zobrazuje zase lineárně t. j. že nevzniká žádná deformace obrazu.

Je-li tomu tak, pak lze polohu obrazu nalézti konstrukcí velmi jednoduše. Provedeme konstrukci pro určitý případ konkrétní, totiž pro $n = \frac{3}{2}$, což by odpovídalo asi sklu flintovému. Pro tento případ je disposice bodů F_1 S, C, F_2 dána obrazem 62, jsou totiž tečny jen sobě rovné ve vrcholu S, což jest pro výkres výhodnější.

ob. 62.



Obraz B' bodu A' obdržíme (zcela analogicky jako při obr. 32 α) β) γ) — jako průsek libovolných dvou z následujících tří paprsků:

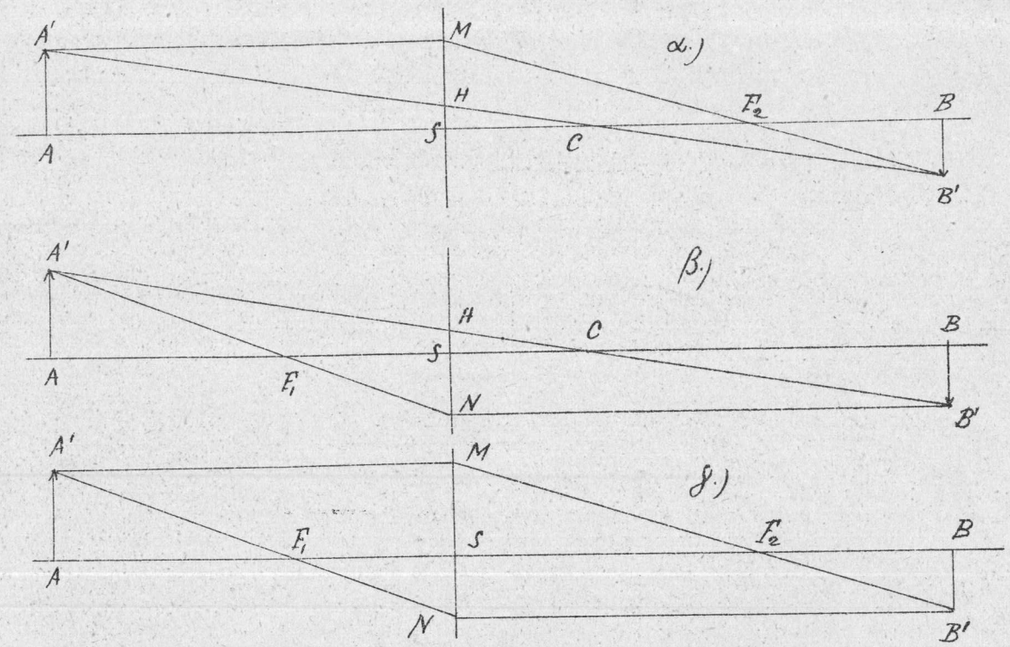
1. Paprsku hlavního A'H, který míří ke středu C a tudíž se neláme.

2.) Paprsku A'M, jenž rovnoběžného, který se láme obrazem F_2.

3.) Paprsku A'N obrazem F_1 procházejícího, který postupuje pak rovnoběžně s jeho.

V obr. 63. α), β), γ) jsou tyto konstrukce provedeny a sice α) dle 1, 2), dále β) dle 1, 3) a konečně γ) dle 2, 3. Při tom je sférická plocha dle jako přímá kreslena, jakož v limitě jest správné.

ob. 63.



K obrazům 63 plynou ihned následující vztahy:

$$\frac{B\,B'}{A\,A'} = \frac{b - f_2}{f_2} = \frac{f_1}{a - f_1} = \frac{b - r}{a + r}.$$

Poměr $\frac{b - f_2}{f_2}$ plyne z podobnosti trojúhelníků F_2BB' a F_2SM (α),

" $\frac{f_1}{a - f_1}$ " " " F_1SN a F_1AA' (β)

" $\frac{b - r}{a + r}$ " " " CBB' a CAA' (α) (β).

Kontrola jest dána relací:

$$\frac{b-f_2}{f_2} = \frac{f_1}{a-f_1} = \frac{b-f_2+f_1}{f_2+a-f_2} = \frac{b-(f_2-f_1)}{a+(f_2-f_1)},$$

kdež jest, jak dříve dokázáno, $f_2 - f_1 = r$.

Zároveň vychází rovnice:

$$(a-f_1)(b-f_2) = f_1 f_2,$$

kteráž jest jen jinou formou rovnice dřívější:

$$\frac{1}{a} + \frac{n}{b} = \frac{n-1}{r}.$$

Analogie s §23. jsou zde očividné.

Formule uvedené jsou typické. Pokud jest $\frac{BB'}{AA'}$ positivní, znamená to, že obraz jest obrácený reálný. Změna znamení poukazuje ~~na~~ to, že obraz se stane přímým, virtuálným.

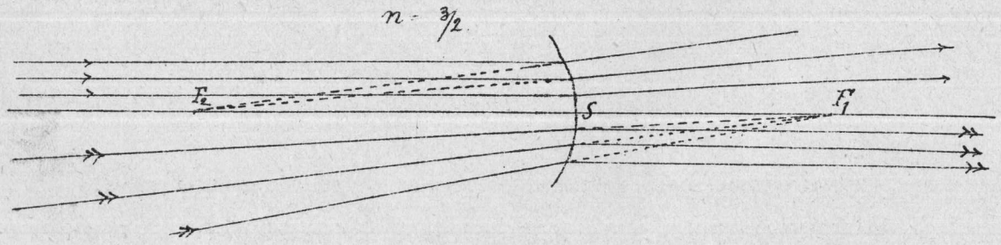
Z formulí jest dále viděti, že se obraz BB' zveličuje tou měrou, kterou se obraz od svého ohniska (obrazového) F_2 vzdaluje $(b-f_2)$, anebo kterou se předmět k svému ohnisku (předmětovému) F_1 blíží $(a-f_1)$. –

B.) Lom plochou sférickou konkávní (rozptylnou).

§44. Svítící bod.

Z případu předešlého obdržíme nynější změnou znamení poloměru r. Tím se zároveň změní znamení dálek ohniskových f_1 a f_2 t. j. ohniska F_1 a F_2 vymění své místo. (obr 64.) –

ob. 64.

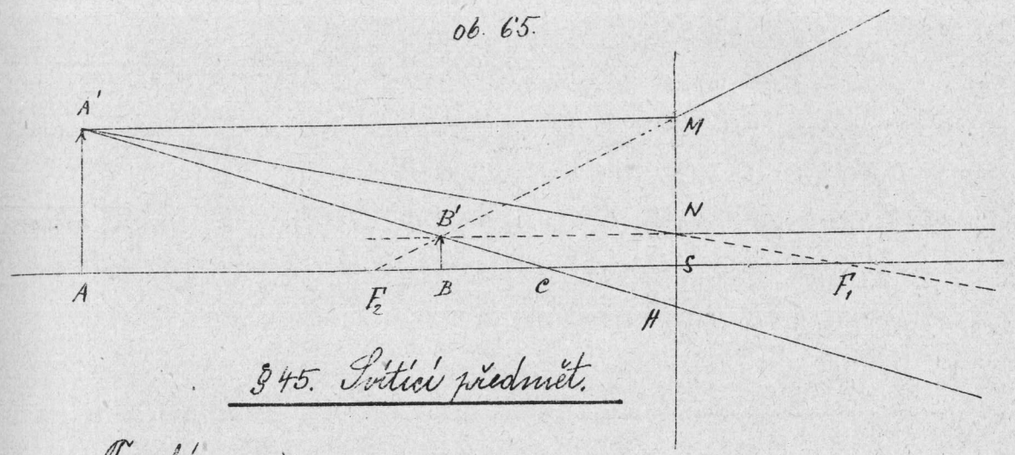


Dále máme $\frac{1}{a} + \frac{n}{b} = -\frac{n-1}{r}$.

Pokud je a positivní, musí b býti vždy negativní, t. j. obraz bodu A nalézajícího se před sférickou plochou konkávní jest vždy virtuálný a padne zpět, t. j. ve smyslu rozbíhajících se paprsků zpět prodloužených také před konkávní plochou sférickou.

Obr. 65. znázorňuje, jak dlužno nyní významu obou ohnisek rozuměti. Obrazec jest pendant k obr. 61. a jako tento kreslen pro $n = \frac{3}{2}$. Sférická plocha jest rozptylnou vůči rovnoběžným paprskům na ni, jak se strany předmětové (od A $\rightrightarrows$), tak se strany zpáteční ($\leftleftarrows$).

ob. 65.



§45. Svítící předmět.

Typické rovnice:

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{b-f_2}{f_2} = \frac{f_1}{a-f_1} = \frac{b-r}{a+r}$$

$$(a-f_1)(b-f_2) = f_1 f_2$$

zůstávají i zde v platnosti, jenom že se mění znamení. Na místě r dlužno psáti $-r$, tudíž na místě f_1, f_2 dlužno psáti $-f_2$, $-f_2$; na místě b položíme $-b$. Tím vyjde:

$$-\frac{BB'}{AA'} = \frac{f_2-b}{f_2} = \frac{f_1}{a+f_2} = \frac{b-r}{a-r}.$$

Jak nyní vypadá konstrukce obrazu k danému předmětu, znázorňuje obr. 65., (kreslený opět pro $n = \frac{7}{4}$ jako obr 63.), při čemž jsou však případy α), β), γ) dohromady shrnuty.

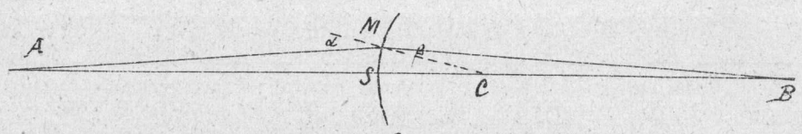
Připojíme-li – jakož se stalo – znamení – hned k poměru $\frac{BB'}{AA'}$,

což znamená, že obraz je nyní *přímý*, kde dříve — u plochy konvexní — byl obrácený, obrácíme

poměr $\frac{f_2 - b}{f_2}$ z trojúhelníků $F_2 B B'$ a $F_2 S M$,

" $\frac{f_1}{a + f_1}$ z " $F_2 S N$ a $F_1 A A'$,

" $\frac{b - r}{a + r}$ z " $C B B'$ a $C A A'$.



ob. 66.

[* Zákony o lámavých plochách sférických dle názorů novější geometrie. *]

[* § 46. Základní rovnice. *]

[* Úkazy lomu světla na plochách sférických dají se velmi jednoduše a elegantně popsati na základě geometrie novější ve způsobu docela analogickém, jako jsme ukázali při zrcadlech sférických.

Polohu svítícího bod A stanovme poměrem $\frac{CA}{SA}$ i podobně polohu jeho obrazu B stanovme poměrem $\frac{CB}{SB}$.

Body A a B jsou *sdružené* (konjungované). Tato sdruženost má svůj formální výraz v tom, že mezi poměry $\frac{CA}{SA}$ a $\frac{CB}{SB}$ jest *určitý vztah*, totiž vztah jednoduché *proporcionality*.

Jest to totiž obvyklou úměrou: $\frac{CA}{SA} : \frac{CB}{SB} = n$,

a sice jest n relativní exponent lomu I středí II vzhledem k I.

Důkaz této rovnice provedeme zcela v tomu způsobu a na témže základě jako v § 26. Jest totiž:

$$\frac{CA}{SA} : \frac{CB}{SB} = \frac{\sin CMA}{\sin SMA} : \frac{\sin CMB}{\sin SMB} = \frac{\sin \alpha}{\sin(90-\alpha)} : \frac{\sin(-\beta)}{\sin[-(90+\beta)]}$$

$$= \operatorname{tg}\alpha : \operatorname{tg}\beta.$$

Poněvadž jsou pak úhly α a β velmi malé, platí

$$\operatorname{tg}\alpha : \operatorname{tg}\beta = \operatorname{arc}\alpha : \operatorname{arc}\beta,$$

tudíž dle zákona Snellovaca $= n$,

čímž hořejší rovnice dokázána.

Řady bodové $A_1, A_2, A_3, A_4, A_5, \ldots$

$B_1, B_2, B_3, B_4, B_5, \ldots$,

které jsou k sobě přidruženy dle zákona

$$\frac{CA}{SA} : \frac{CB}{SB} = n,$$

nazývají se *kollineárními* čili též *projektivními*.

A nejen ve hlavní ose, nýbrž na každé vedlejší, kteréž vedeme středem C, platí totéž. Jest tedy celý prostor před zrcadlem, pokud se vztahuje na předmět svítící rozměrů jakýchkoliv, kollineárním s prostorem za zrcadlem, pokud se vztahuje na obrazy těchto předmětů.

Střed C se pak zove *středem kollineace*; zrcadlo SM *rovinou kollineace*.

Body F_1 a F_2 jsou *sdružené* s body nekonečně vzdálenými a sice takto: pro $A\infty$ . . . . . sdružen F_2,

F_1 . . . . . " $B\infty$.

Podobně jest celá *rovina* v bodech F_1 a F_2 na osu kolmo vztížená (*roviny ohniskové*) sdružená s rovinou nekonečně vzdálenou.

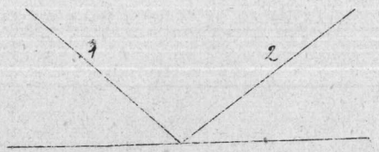
U zrcadla bylo $n = -1$; reciproká hodnota -1 jest s původní identickou. Tam tedy byly body A a B *jednoznačně sdružené* - daly se vyměniti.

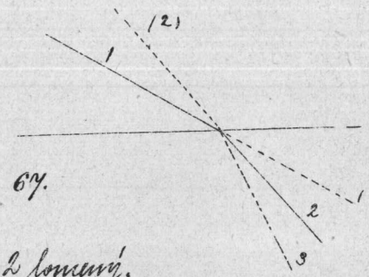
Zde *není* reciproká hodnota $\frac{1}{n}$ identická s původní n, a proto zde *nelze* body A a B *vyměniti*. Proto rovnice

$$\frac{1}{a} + \frac{n}{b} = \frac{n-1}{r}$$

není souměrnou vzhledem k *a* a *b*.

Příčinou této různosti mezi odrazem a lomem jest již zjev základní. U odrazu lze vyměniti paprsek dopadající a odražený, u lomu však nikoliv.





ob. 67.

Je-li 1 dopadající, jest 2 odražený (obr. 67) — a naopak: je-li 2 dopadající, jest 1 odražený. U lomu však jinak: Je-li 1 dopadající, je 2 lomený.

Je-li (2) dopadající, není (1) lomený, nýbrž 3, zde tedy výměna není možná.

Proto jest sdružení bodů A a B u odrazu jednoznačné, u lomu však nikoliv. *]

[* § 47. Konstrukce pro lámavou sférickou plochu sběrnou (konvexní). *]

[* Řady bodové A a B, které jsou na společné (hlavní) ose, můžeme — myslíce si tuto osu jakoby dvojitou — od sebe odděliti a přivésti tak body sdružené do polohy perspektivní. K tomu cíli otočíme osu bodů B kolem bodu S do polohy na př. svisné nechajíce A v poloze vodorovné.

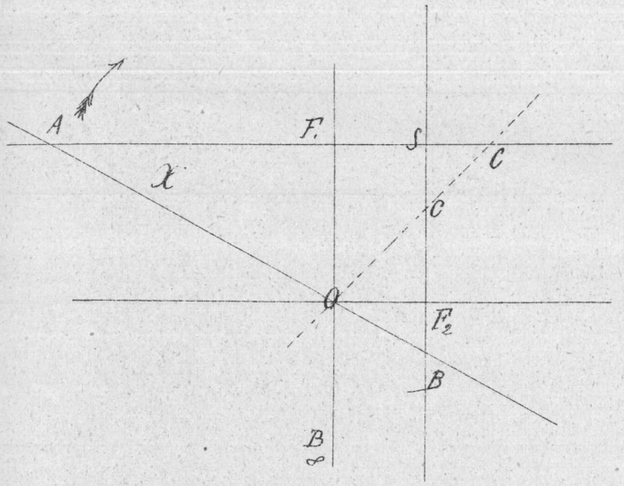
Střed perspektivnosti O nalezneme (obr. 68.) spojujíce sdružené body $A\infty$ . . . . . F_2,
F_1 . . . . . $B\infty$.

Přímky protnou se v bodě O.

Vedeme-li nyní bodem O jakoukoli přímku X, protne tato obě osy, předmětů i obrazů, v bodech sdružených A i B.

Otáčí-li se X kolem, obdržíme celou nepřetržitou řadu sdružených bodů A a B. Při tom dává konstrukce více, než o čem jsme jednali.

ob. 68.

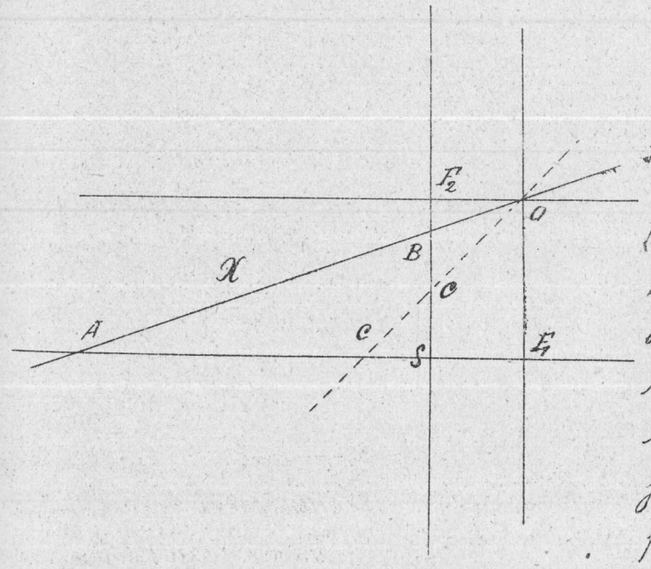


Neboť může bod A přejíti též za zrcadlo, t. j. na pravou stranu osy CA, a konstrukce dává ihned jeho sdružený bod B.

To má ten smysl: Možno připustiti též virtuálné (geometrické), body A, k nimž paprsky mlří konvergentně i obdržíme pak též obrazy B. Srovnej § 27.

Tím jest pak dána kontinuita od $+\infty$ do $-\infty$ jak pro body A tak pro B. *]

ob. 69.



[* § 48. Konstrukce pro lámavou sférickou plochu rozptylnou (konkavní). *]

[* Rozdíl od předešlého jeví se zde změnou polohy středu C, ohnisek F_1 a F_2 a tím pak i středu perspektivnosti O. Také zde dává konstrukce více než o čem jsme jednali dosud, tím že připouští i virtuálně svítící body A, ku kterým (za plochou sférickou) paprsky konvergují. — Tím výklad nabude zde veliké rozmanitosti. *]

Soustavy dvou lámavých ploch sférických.

(Čočky.)

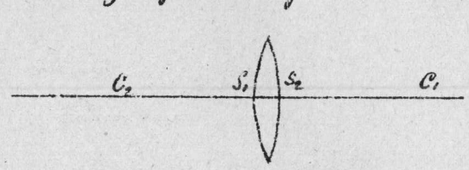
§ 49. Definice

U čoček jsou dány dvě lámavé plochy sférické, uzavírající ústředí (sklo, křišťál, kamenec nil a pod.) exponentu relativního $n > 1$ obostranně proti ústředí = vzduch.

Za typický případ předpokládáme ten, kdy obě plochy sférické jsou sběrné.

Při přechodu vzduch ... čočka jest to plocha konvexní – (exponent $n > 1$), při přechodu čočka ... vzduch (exponent $\frac{1}{n} < 1$) jest to však) plocha konkavní — ve směru paprsků postupujících smíšeno – tudíž na soustavě také konvexní.

Jinými slovy: Čočkou typickou je čočka bikonvexní. (obr 70.)



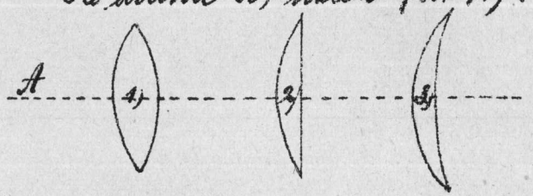
Mějme u čoček dvě plochy sférické máme též dva středy křivosti C_1 a C_2 k nimž náležející. Přímka jimi vedená jest osa čočky (obr 70.). Vzdálenost S_1 a S_2 měnije tloušťku čočky.

„Tloušťka" se tedy mění vždy, na ose čočky.

Činíme rozeznávame dvojí hlavní druh čoček, totiž:

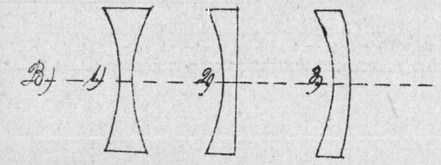
A.) čočky spojné
B.) čočky rozptylné.

Ke druhu A) náleží (obr 71.):



1. počka bikonvexní (dvojvypuklá)
2. „ plankonvexní (plosko-vypuklá)
3. „ konkavkonvexní (duto-vypuklá).

Ke druhu B) náleží (obr. 72.):



1. čočka bikonkávní (dvojdutá)
2. „ plankonkávní (plosko-dutá)
3. „ konvexkonkávní (vypuklo-dutá).

Vycházíme-li od základního typu čoček, obdržíme:

A.)	1.	r_1	= +	r_2	= +	B.)	1.	r_1	= −	r_2 = −
	2.	r_1	= +	r_2	$= \infty$		2.	r_1	= −	$r_2 = \infty$
	3.	r_1	= +	r_2	$> r_1$		3.	r_1	= −	$r_2 < r_1$

Jak již řečeno, vztahují se tato označení na onen základní typus čočky, od něhož vycházíme. Geometricky považujeme by tato označení + a − nebyla důsledná; neboť při základním typu leží středy C na opačných stranách a přece označujeme poloměry stejným a sice pozitivním znamením. Avšak označení to stává se opávněným, když fysikálně posuzuje, totiž tak, že znamení + odpovídá sférická plocha ve směru postupu paprsků sběrná.

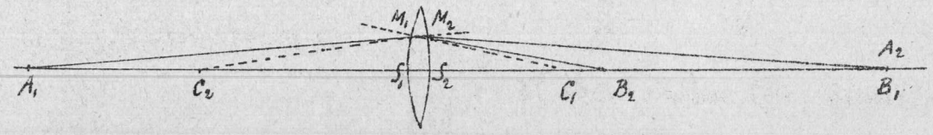
Čočky druhu A) jsou uprostřed nejsilnější a ku kraji ztenčují se, slabšími u čoček druhu B) jest naopak kraj nejsilnější a prostřední část nejslabší. Čočky A.) zovou se spojnými čili též zkrátka spojkami, naproti tomu čočky B) rozptylnými čili rozptylkami, protože A) činí paprsky konvergentnějšími, kdežto čočky B) je činí divergentnějšími.

Čočky velice tenké.

§ 50. Svítící bod.

Mějmež (obr 73.) čočku základního typu; $C_1 C_2$ budiž její osa. Na této ose volme svítící bod A.

ob. 73.



Budiž především připomenuto následující: Již při lomu na jediné ploše sférické položili jsme za podmínku, aby jen takové paprsky byly připuštěny, které jsou v nejbližší blízkosti paprsku hlavního. Neboť jen s touto výminkou bylo lze říci, že svítícímu bodu přísluší opět bod. Když již při jediné ploše sférické byla tato podmínka nutna, tím více je její nutnost patrna, když jedná se o lom na na dvou plochách sférických. Musíme tedy při čočkách také velmi důrazně připomenouti, že jen takové paprsky smějí býti připuštěny, které jsou hlavnímu co možná blízké. Jinak by nastala tak zv. sférická aberrace čoček.

Musíme tedy také vzhledem k volnému, svítícímu bod A předpokládati, že jen takové paprsky necháme na čočku dopadati, které jsou hlavnímu blízké. Nesmí nás v tom mýliti výkres, který jen k vůli zřetelnosti provedeme tak, jakoby paprsky od bodu A na čočku dopadající se značně rozbíhali od hlavního paprsku.

Tímto paprskem hlavním jest zde ten, který splývá s osou; neboť tento dopadaje všude kolmo na plochy lámavé postupuje ve svém směru nezměněném.

Vedíme dále paprsek $A_1 M_1$; tento láme se především ve směr $M_1 B_1$ (ku kolmici); jsou tedy body A_1 a B_1 vespolek sdružené vzhledem k ploše sférické prvé.

Paprsek $M_1 M_2$ - který jakoby vycházel od bodu B_1 - láme se ve směr $M_2 B_2$ (od kolmice); píšme A_2 na místo B_1 - pak jsou analogicky body A_2 a B_2 vespolek sdružené vzhledem k ploše sférické druhé.

Opakuje se zde tedy lom na ploše sférické dvakrát. Pro lom na jedné i druhé ploše platí pak rovnice již známá, totiž:

$$\frac{1}{a} + \frac{n}{b} = \frac{n-1}{r}.$$

Tuto rovnici musíme tedy napsati dvakráte, jednou pro plochu 1 (indexy 1), podruhé pro plochu 2 (indexy 2). Při tom pozorujme, že pro lom na ploše prvé platí exponent $= n$,

pro lom pak na ploše druhé exponent $= \frac{1}{n}$, poněvadž se tu vracíme do ústředí původního. -

Dále mějme na mysli:

Při přechodu od sférické plochy 1) ke 2) se mění: znamení poloměru, proto $-r_2$, dále znamení dálky, proto $-a_2$.

Máme tedy:
$$\frac{1}{a_1} + \frac{n}{b_1} = \frac{n-1}{r_1}$$
$$-\frac{1}{a_2} + \frac{\frac{1}{n}}{b_2} = \frac{\frac{1}{n}-1}{-r_2}$$

Při tom jest:
$$a_1 = S_1 A_1, \quad a_2 = S_2 A_2$$
$$b_1 = S_1 B_1, \quad b_2 = S_2 B_2$$
$$(A_2 = B_1)$$

Přirovnáváme-li tyto veličiny k sobě vidíme, že dvě z nich neliší se od sebe valně, totiž
$$b_1 = S_1 \overset{A_2}{B_1} \quad \text{a} \quad a_2 = S_2 \overset{A_2}{B_1};$$

tyto veličiny udávají vzdálenost téhož bodu (totiž $A_2 = B_1$) a sice od prvé a od druhé plochy sférické; liší se tedy od sebe pouze o tloušťku čočky, tudíž tím méně, čím slabší čočka jest.

Abychom věc zjednodušili, budeme v následujícím předpokládati, že tloušťka čočky proti ostatním rozměrům, zejména proti poloměrům r_1 a r_2 téměř mizí. Omezíme tedy další výklady na čočky velice tenké (přísně vzato: nekonečně tenké).

Tím stane se: $a_2 = b_1$.

Následkem toho můžeme obě hořejší rovnice tak kombinovati, aby tato veličina se vymýtila.

Píšeme je k tomu účeli v následující formě:
$$\frac{1}{a_1} + \frac{n}{b_1} = \frac{n-1}{r_1}$$
$$-\frac{n}{a_2} + \frac{1}{b_2} = \frac{n-1}{r_2};$$

druhá rovnice povstává a hořejší násobením n. - Sečtením obou vyjde:
$$\frac{1}{a_2} + \frac{1}{b_2} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)$$

a to jest rovnice platící pro čočky. Ještě vynecháme indexy - poněvadž pro čočku co celek nemají významu. Píšeme tedy a místo a_1, b místo b_2.

Tím vyjde konečně: $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)$.

V této rovnici (počítá) se tedy a pozitivně ve směru od čočky na levo (tam, kde svítící bod), kdežto b naopak ve směru od čočky na pravo tak jako u lámavých ploch sférických již dříve bylo zavedeno.

Na pravo rovnice jest vše konstantní. Na levo jsou hodnoty reciproké. Abychom v souhlasu s tím měli také na pravo hodnotu reciprokou, zavedeme ke zkrácení novou veličinu f ve způsobu takovém, aby bylo

$$(n-1)\cdot\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) = \frac{1}{f}.$$

Tím obdržíme konečně definitivní rovnici pro čočky ve formě:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f},$$

Forma tato jest velmi pozoruhodná, neboť jest to <u>tatáž rovnice</u>, jakou jsme odvodili pro <u>zrcadla sférická</u>. Jako tam značí také zde a vzdálenost svítícího bodu od čočky, (tam od zrcadla), b vzdálenost jeho obrazu od čočky, (tam od zrcadla). Rovnice čočková je tedy opět souměrnou vzhledem k veličinám a a b, neboť i vzhledem k sdruženým bodům A a B, <u>jež tedy lze vespolek zaměniti.</u>

Budiž však připomenuto ještě jednou, že rovnice naše jest rovnicí <u>přibližnou</u>, že platí přísně jen pro takové čočky, které by byly „nekonečně" tenké; pročež však čočky skutečné mohou býti na nejvýše <u>velmi</u> tenké neb <u>ne mnoho</u> tlusté, tedy platí rovnice naše pro čočky <u>skutečné</u> jen approximativně.

§ 51. Rozbor rovnice čočkové.

Stanovme především význam veličiny f. Tento je zcela podobný jako u zrcadel. Je-li totiž $a = \infty$ je $b = f$. — Udává tedy f délku brdu, ve kterém se sbíhají paprsky na čočku z nekonečně vzdáleného bodu t. j. rovnoběžně dopadající. Jako u zrcadla jmenujeme i u čoček tento bod <u>ohniskem</u>, a délku f <u>dálkou ohniskovou.</u>

Charakterisuje se především o tom, kam asi u čoček ohnisko padne. U čoček <u>bikonvexních</u> — a ty jsou naším typem základním, —

bývá z pravidla $r_1 = r_2$, t. j. čočky se brousívají na obou stranách se stejným zakřivením. Co se pak týče exponentu n, tu závisí ovšem především na <u>kvalitě</u> skla.

Pro obyčejné sklo tak zv. korunové bývá n asi $= \frac{3}{2}$, pro těžké sklo flintové asi $= \frac{7}{4}$; to jsou hodnoty ovšem jen okrouhlé — neboť přesnější jich udání záleží na <u>kvalitě</u> světla — na délce vlny světelné.

Položíme-li tedy ve formuli:

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)$$

především $r_1 = r_2$,

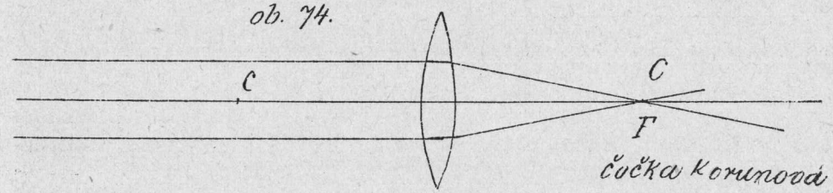
obdržíme: $f = \frac{r}{2(n-1)}$.

A z toho dále:

pro sklo korunové: $n = \frac{3}{2}$, $f = r$

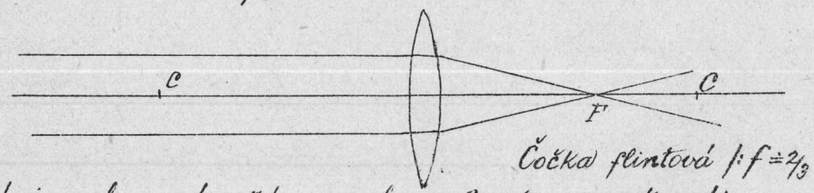
„ „ flintové: $n = \frac{7}{4}$, $f = \frac{2}{3}r$. (obr. 74. a 75.)

obr. 74.



čočka korunová [$f = r$]

obr. 75.



Čočka flintová [$f = \frac{2}{3}r$]

Tyto údaje mohou nás vždy o poloze ohniska <u>orientovati</u> — a o více se při této úvaze ovšem nejedná. Obyčejné čočky jsou vždy korunové. Dlužno nejprve k tomu, že u zrcadel sférických jest vždycky <u>přesně</u> $f = \frac{1}{2}r$.

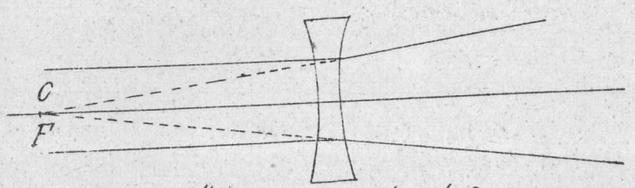
Další poznámka týče se znamení veličiny f.

Čočky spojné (druhu A, § 49.) mají f pozitivní, čočky rozptylné (druhu B, § 49) mají f negativní.

Význam toho jest. U čoček spojných sbíhají se paprsky rovnoběžné skutečně na straně pozitivné — ohnisko je <u>reálné</u>, naproti tomu u čoček rozptylných

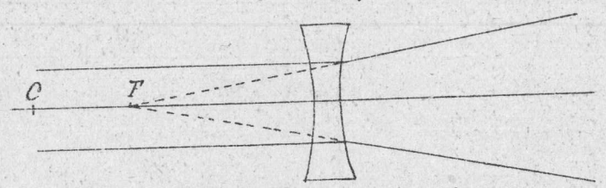
rozbíhají se paprsky ty na straně positivní (obrazu) a sbíhají se jen v prodlou žení geometrickém na straně negativní (obr. 76. a 77.)

ob. 76.



Čočka korunová, $|: f \doteq -r :|$

ob. 77.



Čočka flintová $|: f \doteq -2/3\, r :|$

Vše to vysvítá ze všeobecné formule:

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)$$

platící pro typus, čočku bikonvexní. Pro čočku plankonvexní jest $r_2 = \infty$; pro konkavkonvexní je r_2 negativní, ale $> r_1$, takže znamení veličiny f zůstává positivní.

Při čočce bikonkávní jest jak r_1 tak r_2 negativní, tudíž také f; při plankonkávní jest $r_2 = \infty$; při konvexkonkávní jest r_2 positivní, ale $> r_1$, takže znamení veličiny f zůstává negativní.

Reciproká hodnota $\frac{1}{f}$ stanoví optickou mohutnost čočky. Pro tuto zavádíme zvláštní jedničku = dioptrii. Pravíme, že optickou mohutnost jedné dioptrie má čočka, jejíž dálka ohnisková jest jeden metr. Obdržíme tudíž optickou mohutnost v dioptriích u jiné čočky, když vyjádříme její dálku ohniskovou f v metrech a počítáme pak reciprokou hodnotu $\frac{1}{f}$.

Další diskusse čočkové

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$$

jest úplně tatáž jako u zrcadla sférického.

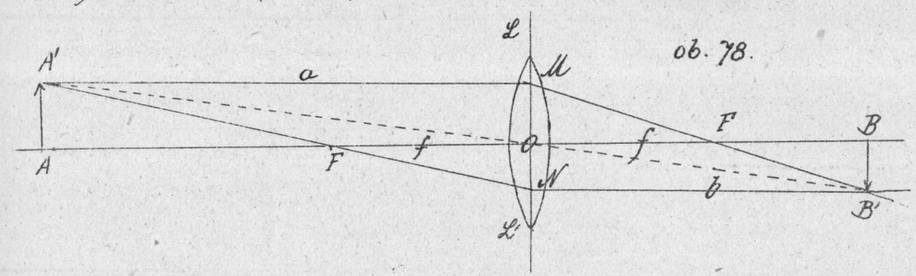
Vůbec jest analogie mezi zrcadly sférickými a čočkami velmi veliká. Čočky spojné chovají se jako zrcadla konkávní, čočky rozptylné jako zrcadla konvexní. Jako zrcadla konkávní tak mají i čočky spojné obrazy buď reálné neb geometrické; naproti tomu mají čočky rozptylné obrazy jen

geometrické jako zrcadla konvexní.

§ 52. Svítící předmět.

Předpokládali jsme v úvahách předcházejících, že jest předmětem svítící bod ležící na ose. Dejme však tomu, že na místě toho jest předmětem svítící přímka AA' na ose kolmá (obr. 78).

ob. 78.



V tomto případě platí především veškeré poznámky, které jsme v téže příčině uvedli u sférických odrážejících i lámavých ploch.

Předpokládáme-li totiž, že přímka tato je poměrně krátká, pak nenastane deformace obrazu a postačí tudíž, když nalezneme obraz k bodu A'. K tomu cíli vedeme z tohoto bodu paprsky dva, jeden rovnoběžný s osou — a ten lomem prochází ohniskem; druhý pak vedeme ohniskem — a ten stává se lomem rovnoběžným s osou (obr 78). Bod B', ve kterém se oba paprsky lomené protínají, jest obrazem bodu A' dle pravidla, že dva body jsou sdružené jsou určeny dvěma páry sdružených paprsků. Majíce pak bod B' vedeme $B'B$ kolmo na osu; i jest tato přímka obrazem svítící přímky AA'.

Provádějíce jednoduchou tuto konstrukci při jisté dané čočce jako jest na př. čočka v obr. 78., přijdeme do jistých nesnází, kterých nesmíme mlčením pominouti. Vedouce totiž z bodu A paprsky až k čočce zůstáváme v pochybnostech, máme-li je vésti až k prvé ploše nebo až ke druhé anebo snad až k nějakému bodu uvnitř; pravidlo konstrukce nijak o tom se nezmiňuje.

Avšak tyto nesnáze spočívají v tom, že čočka, pro kterouž konstrukci provádíme, není nekonečně tenká, nýbrž že bývá — k vůli zřetelnosti výkresu z pravidla — i velmi značně silná. To však nemá býti; neboť formule pro čočky odvozená

platí jen pro ten případ, že je čočka nekonečně tenká – t. j. že obě plochy čočky jakoby splývají dohromady v plochu LL', že tedy čočka jest jenom jakoby tenínkým lístkem, jehožto plochy jsou nad to téměř rovinné, poněvadž zůstáváme v bezprostřední blízkosti osy, kde zakřivení ještě nevyniká. Zkrátka konstrukce platíc pro čočky nekonečně tenké předpokládá čočku tak, jakoby bylo rovným lístkem LL' – jak v obr. 78. naznačeno. Je-li tomu tak, pak ovšem veškeré hořejší nesnáze odpadávají, pak jest to fakticky jedno, vedeme-li paprsek až k prvé neb druhé ploše, poněvadž obě plochy splývají vespolek.

Proto jest také výkres v obr. 78. tak proveden, že paprsky jdou až k rovině LL', kteráž jakoby čočku (lens) celou zastupuje, musíme si tedy mysliti čočku tak tenínkou, že by s rovinou LL' splývala.

Z výkresu vyplývají dle jednoduchých vět geometrických následující výrazy pro poměr mezi daným předmětem AA' a jeho obrazem BB'.

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{b-f}{f} = \frac{f}{a-f}.$$

Poměr $\frac{b-f}{f}$ plyne z trojúhelníků FBB' a FOM

" $\frac{f}{a-f}$ " " " FON a FAA'.

Z obou hořejších úměr následuje však dle známé věty:

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{b-f+f}{f+a-f} = \frac{b}{a}.$$

Z těchto rovnic vysvítá opět úplná analogie mezi čočkami a zrcadly; jsou to tytéž rovnice, které jsme odvodili pro zrcadlo sférické.

Zvláště důležitou je však rovnice poslední. Dle známých vět geometrických vyplývá z ní totiž, že přímka $A'B'$ prochází vždy týmž bodem O ležícím v rovině LL'. Repraesentuje tudíž přímka $A'B'$ jakoby paprsek, kterýž nezlomen ve svém vlastním směru prochází čočkou. Touto vlastností staví se po bok ose AOB, kteráž také repraesentuje paprsek procházející – následkem kolmého

dopadu na plochy sférické – bez lomu čočkou ve svém vlastním směru. Proto se zove přímka $A'B'$ též osou a to osou čočky vedlejší, kdežto přímka AOB – která prochází geometrickými středy sférických ploch – se zove osou hlavní. Bod O zove se často optickým středem čočky.

Znajíce tento význam vedlejší osy můžeme konstrukci v obr. 78. provedenou také tak modifikovati, že na místě jednoho z paprsků dříve vedených (na př. na místo $A'M$ nebo AN) vedeme paprsek hlavní $A'O$ tímto optickým středem, který pak jednoduše dále prodloužíme.

Z rovnic: $$\frac{BB'}{AA'} = \frac{f}{a-f} = \frac{b-f}{f}$$

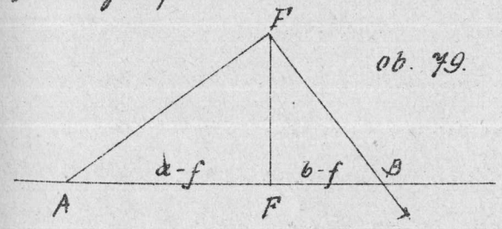
vyplývá opět jako u zrcadel, že se obraz BB' zvětšuje tou měrou, kterou se obraz od ohniska vzdaluje $(b-f)$ neboť předmět ohnisku blíží $(a-f)$.

Mimochodem obdržíme též: $f^2 = (a-f)(b-f)$

zcela tak jako u zrcadel. Budiž zde podotčeno, že tato rovnice jest jen jinou formou známé rovnice základní

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}.$$

Ke konstrukci jest tato poslední forma velmi pohodlná. Neboť f jest konstantou čočky jednou pro vždy určitou. Vedeme-li tedy horizontální přímku a naneseme-li kolmo na ni délku $FF' = f$, můžeme pravoúhelným pravítkem ku každému $(a-f)$ rychle nalézti $(b-f)$ (obr. 79).

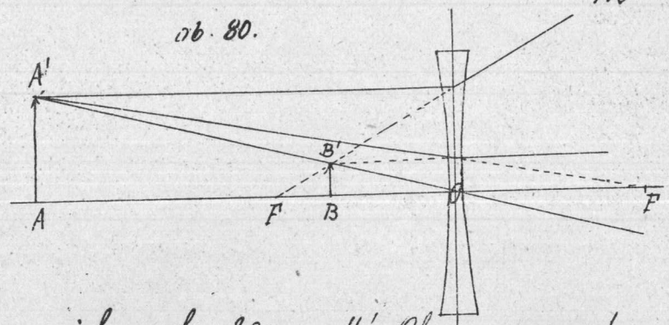


ob. 79.

Vidíme z toho, že jest jednodušší měřiti vzdálenosti konjungovaných bodů A a B od ohniska nežli od čočky.

Provádí-li se konstrukce nahoře uvedená pro čočky rozptylné (obr. 80); dlužno míti na mysli, že ohniska mají polohu obrácenou.

Při formulích mění f znamení. Z rovnice $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}$



ob. 80.

následuje – jako u zrcadel, že pro positivné a jest b vždy negativní.

Rovnice pro $\frac{BB'}{AA'}$ pak dávají:

$$-\frac{BB'}{AA'} = \frac{f-b}{f} = \frac{f}{a+f},$$

jak z obr. 80. vysvítá. Obrazy jsou zde vždy přímé (proto – při $\frac{BB'}{AA'}$) a zmenšené ($a+f>f$) a virtuálné (b negativní.)

Čočky libovolně silné.

§ 53. Roviny hlavní.

Výsledky počtu jakož i pravidla konstrukce odvozené v úvahách předcházejících platí, jakož jsme několikrátě důrazně připomenuli, jenom pro čočky, které – přísně vzato – jsou nekonečně tenké, tedy – poněvadž takových ovšem ve skutečnosti není – které jsou alespoň velmi tenké v tom smyslu, aby jich tloušťka mizela proti jich délce ohniskové. Proto lze oněch výsledků aneb onech pravidel spíše užíti u čoček opticky velmi slabých – t. j. velké dálky ohniskové. Čím jsou opticky slabší, tím spíše lze říci, že proti jich velké dálce ohniskové jich tloušťka mizí. Vaproti tomu nelze jich užíti u čoček silných – t. j. velmi malé dálky ohniskové – aneb u čoček kombinovaných atd.

Z toho však, co zde řečeno, naskytá se ihned sama sebou otázka: co tedy činiti u čoček, jichž tloušťka nemizí proti dálce ohniskové, – jakými formulemi a jakými konstruktivnými pravidly dlužno se zde říditi?

Odpověď je jednodušší nežli bychom očekávali. Neboť zní: také zde je možno týchž formulí a týchž pravidel konstruktivných upotřebiti – takže pak rozdíl mezi čočkami velmi slabými a silnými zcela mizí – ale jen s tou výminkou, že vzdálenosti předmětu a obrazu

nepočítáme od čočky t. j. od její sférických ploch, nýbrž od jistých dvou rovin, kteréž tyto sférické plochy jakoby zastupují. Proto se nazývají rovinami hlavními.

Majíce tedy jistou čočku, kteráž „není nekonečně tenkou", a nebo majíce kombinace čoček, zjednáme sobě jisté dvě roviny a pak domyslíme si čočku skutečnou pryč a počínáme sobě tak, jakoby na místo ní byly zde ony hlavní roviny, tedy jakoby se lom dál teprvé mezi těmito dvěma rovinami.

Vyložíme především, jak k těmto rovinám hlavním přicházíme a jaké mají charakteristické vlastnosti optické. Vyložíme to na základě analogie se zrcadly.

Mějmež sférické zrcadlo; přibližujeme-li k němu nějaký svítící předmět z nekonečné dálky, přijdeme konečně do určité roviny, ve které se setkáme s obrazem předmětu; je to rovina na ose hlavní kolmá ve dvojnásobné dálce ohniskové od zrcadla; obraz (reálný) je zde souměrný (symmetrický) s předmětem. Když však ještě více se blížíme s předmětem k zrcadlu, přijdeme podruhé do jisté roviny, kde se opět setkáme s obrazem předmětu; tentokráte jest však obraz (virtuálný) s předmětem shodný (kongruentní); obraz a předmět se kryjí úplně. Tato druhá rovina charakteristická je rovina splývající se zrcadlem samým v té části, která jest ose bezprostředně blízkou.

Máme zde tedy dvojí postavení předmětu, při kterém jest obraz tak veliký jako předmět; při prvém je však obraz symmetrický, při druhém kongruentní.

Věcí zcela podobného platí o čočce jakkoliv silné jakož i o jakékoliv kombinaci čoček. Blížíme-li se čočce z velké dálky se svítícím předmětem, zvětšuje se jeho obraz, až se stane tak velikým jako předmět zůstávaje při tom obráceným; je tedy s předmětem souměrný (symmetrický). Roviny ve kterých se právě předmět a obraz nalézají, zovou se hlavními a sice negativními.

Když však se blížíme čočce ještě více, přijdeme přejdouce ohniskem po druhé s předmětem do jistého postavení, ve kterém obraz předmětu – tentokráte virtuálný –

jest s předmětem stejně veliký a při tom přímý, tudíž kongruentní. Roviny, v nichž se nyní předmět a obraz nalézají, zovou se též hlavními, a sice positivními.

Máme tedy dva páry rovin hlavních:

dvě hlavní roviny negativní,

a dvě " " positivní.

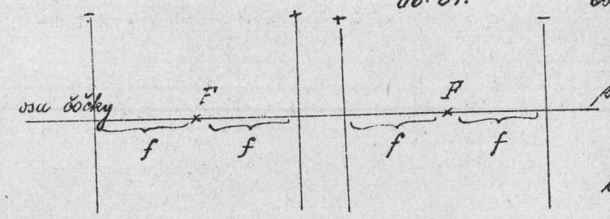
Pravíme zkrátka:

Jedna hlavní rovina negativní je symmetrickým obrazem druhé.

Jedna hlavní rovina positivní je kongruentním obrazem druhé.

Rozestavení těchto rovin je souměrné vzhledem k ohnisku na obou stranách čočky, jak obr. 81. objasňuje.

ob. 81.



Jsou totiž od ohniska po obou stranách vzdáleny o délku f.

Dálka ohnisková počítá se tedy, nikoliv od ploch čočkových, nýbrž od hlavních rovin positivních.

U čočky nekonečně tenké splývají hlavní roviny positivní vespolek v jedinou (dříve $L L'$ označenou).

Mluví-li se o „rovinách hlavních" vůbec, bez bližšího udání, zda-li + nebo −, míníme vždy positivní. Tyto hlavní roviny čoček zavedl Gauss a určil zároveň výrazy, jimiž se poloha těchto rovin stanoví; poloha tato závisí na rozměrech čočky, t. j. na poloměrech zakřivení r_1 a r_2 a její tloušťce e, a pak na exponentu lomu n.

Z udaných veličin počítá se především dálka ohnisková f (přesná) dle formule:

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} - \frac{n-1}{n} \cdot \frac{e}{r_1 r_2}\right)$$

anebo:

$$f = \frac{\frac{n}{n-1}\, r_1 r_2}{r_1 + r_2 - \frac{n-1}{n} e}.$$

Znamení veličin zde přicházejících vztahují se na typus čoček, totiž čočku dvojvypuklou (obr. 82).

Postavení hlavních rovin vyplývá pak z následujících jich vzdáleností od bodů S_1 a S_2,

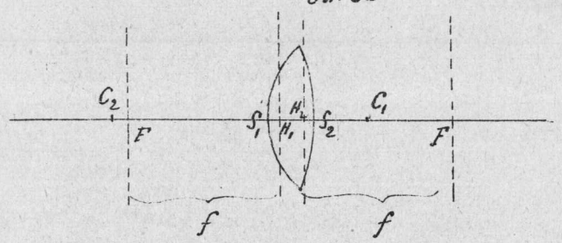
„vrcholů" sférických ploch:

$$S_1 H_1 = + \frac{n-1}{n} \cdot \frac{e}{r_2} \cdot f$$

$$S_2 H_2 = - \frac{n-1}{n} \cdot \frac{e}{r_1} \cdot f.$$

Také v těchto rovnicích vztahuje se znamení veličin zde přicházejících na typus čoček, totiž čočku dvojvypuklou (obr. 82.)

ob. 82.



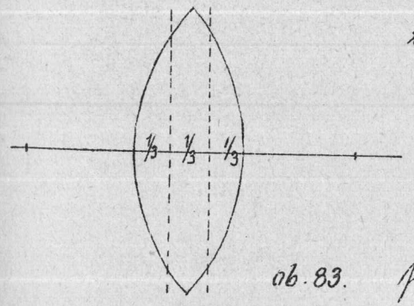
Orientujme se především, jak stojí osi hlavní roviny u čočky, jak nejobyčejněji přicházívá, totiž u čočky dvojvypuklé a na obou stranách stejně zakřivené ($r_1 = r_2$) a kornové ($n = \frac{3}{2}$).

Zde je především $f \doteq r$,

tudíž $S_1 H_1 \doteq \frac{\frac{3}{2}-1}{\frac{3}{2}} \cdot e = S_2 H_2$,

t. j. $\doteq \frac{1}{3} e$.

K orientování se jest tento výsledek dostačující. Když tedy rozdělíme tloušťku čočky na tři díly, tedy stojí hlavní roviny (velmi přibližně) v těchto dělících bodech (obr. 83.).



ob. 83.

Jinak dlužno ve speciálních případech vždy zvláště postavení hlavních rovin stanoviti počtem.

§54. Početní příklad.

Jest velmi důležito speciálním příkladem se poučiti, jak se utváří postavení jak rovin hlavních, tak i ohnisek při týchž poměrech r_1 a r_2 zakřivení čočky a při témž exponentu lomu n, ale při různých druzích čoček.

Propočítejme následující příklad.

Volme $r_1 = 3$ cm, $r_2 = 5$ cm

a přijmeme za exponent lomu skrouhlou hodnotu platící asi pro sklo objektivové

$$n = \frac{3}{2}, \text{ takže jest } n-1 = \frac{1}{2},$$
$$\frac{n-1}{n} = \frac{1}{3}.$$

Poloměr čočky volme $r = 1\,cm$.

Dálku ohniskovou počítejme dle formule buď pro $\frac{1}{f}$ nebo pro f.

A.) Čočky spojné; f jest positivní

1.) Čočka bikonvexní: $r_1 = 3, r_2 = 5, e = 1$ (obr. 84).

$$f = \frac{2 \cdot 3 \cdot 5}{3+5-\frac{1}{3}} = 3,91$$

$$\left.\begin{aligned} S_1 H_1 &= +\tfrac{1}{3} \cdot \tfrac{1}{5} \cdot 3,91 = 0,26 \\ S_2 H_2 &= -\tfrac{1}{3} \cdot \tfrac{1}{3} \cdot 3,91 = -0,48 \end{aligned}\right\} H_1 H_2 = 1,00 - 0,26 - 0,48 = 0,26$$

2.) Čočka plankonvexní: $r_1 = 3, r_2 = \infty, e = 1$ (obr. 85).

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{3} + \frac{1}{\infty} - \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{\infty}\right) = \frac{1}{6}$$
$$f = 6\,cm$$

$$\left.\begin{aligned} S_1 H_1 &= +\tfrac{1}{3} \cdot \tfrac{1}{\infty} \cdot 6 = 0 \\ S_2 H_2 &= -\tfrac{1}{3} \cdot \tfrac{1}{3} \cdot 6 = -0,67 \end{aligned}\right\} H_1 H_2 = 1,00 - 0,67 = 0,23$$

Rovina H_1 je tedy tečnou rovinou přední plochy skleněné.

3.) Čočka konkavkonvexní: $r_1 = 3, r_2 = -5, e = 1$ (obr. 86).

$$f = \frac{2 \cdot 3 \cdot -5}{3+(-5)-\frac{1}{3}} = 12,86$$

$$\left.\begin{aligned} S_1 H_1 &= +\tfrac{1}{3} \cdot \tfrac{1}{-5} \cdot 12,86 = -0,86 \\ S_2 H_2 &= -\tfrac{1}{3} \cdot \tfrac{1}{3} \cdot 12,86 = -1,43 \end{aligned}\right\} H_1 H_2 = 1,00 + 0,86 - 1,43 = 0,43.$$

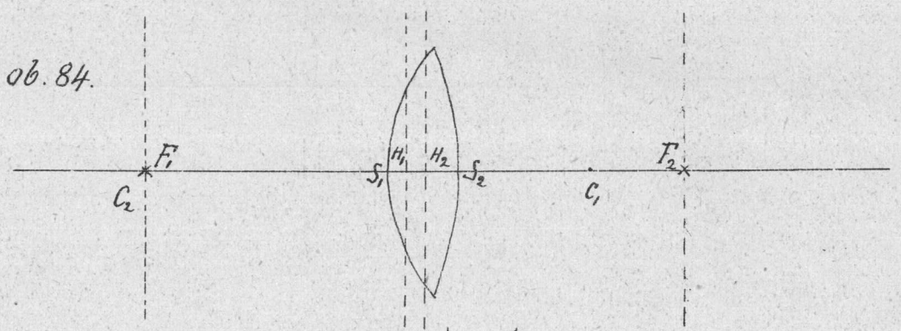
B.) Čočky rozptylné; f je negativní. To znamená, že je dlužno délku tuto opačně naměřiti než při čočkách A, tedy od roviny H_1 nikoliv na tutéž - levou - stranu, na kteréž jest, nýbrž na stranu pravou a podobně od roviny H_2, která je na pravo, také na opačnou stranu, totiž levou. K hlavní rovině H_1 na levo náleží tudíž F_1 na pravo, a podobně ku H_2 na pravo náleží F_2 na levo.

1.) Čočka likonkávní: $r_1 = -3, r_2 = -5, e = 1$ (obr. 87).

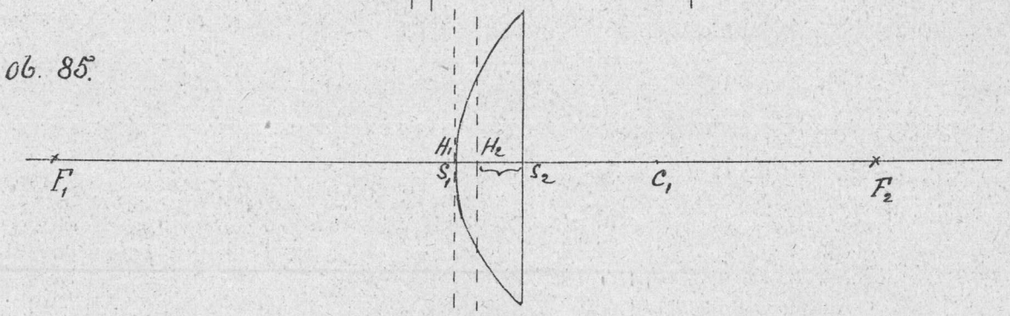
$$f = \frac{2 \cdot (-3) \cdot (-5)}{(-3)+(-5)-\frac{1}{3}} = -3,60$$

$$S_1 H_1 = +\tfrac{1}{3} \cdot \tfrac{1}{(-5)} \cdot (-3,60) = +0,24$$

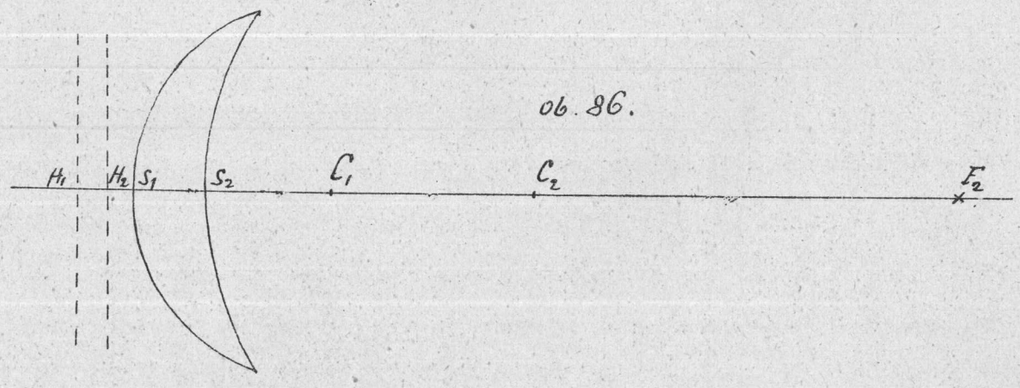
Ob. 84.



Ob. 85.



Ob. 86.



$$S_2 H_2 = -\frac{1}{3}\cdot\frac{1}{(-3)}\cdot(-3,60) = -0,40$$

$$H_1 H_2 = 1,00 - 0,24 - 0,40 = 0,36.$$

2.) *Čočka plankonkávní*: $r_1 = -3$, $r_2 = \infty$, $e = 1$ (obr. 88).

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{(-3)} + \frac{1}{\infty} - \frac{1}{3}\cdot\frac{1}{\infty}\right) = -\frac{1}{6}$$

$$f = 6$$

$$\left.\begin{aligned} S_1 H_1 &= +\frac{1}{3}\cdot\frac{1}{\infty}\cdot(-6) = 0 \\ S_2 H_2 &= -\frac{1}{3}\cdot\frac{1}{(-3)}\cdot(-6) = -0,67 \end{aligned}\right\} H_1 H_2 = 1,00 - 0,67 = 0,33.$$

3.) *Čočka konvexkonkávní*: $r_1 = -3$, $r_2 = +5$, $e = 1$ (obr. 89).

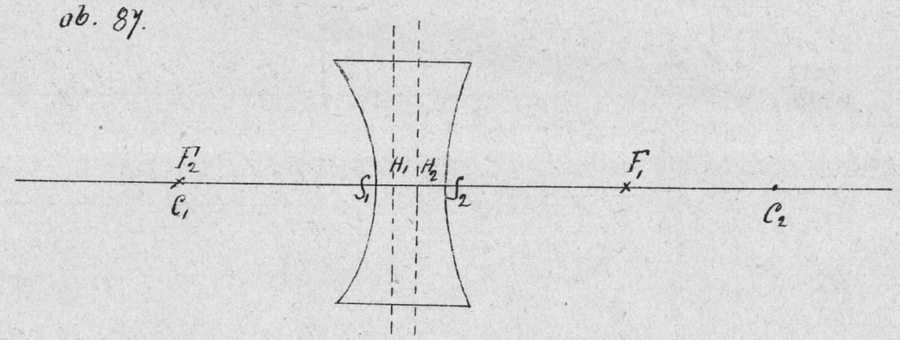
$$f = \frac{2\cdot(-3)\cdot 5}{(-3) + 5 - \frac{1}{3}} = -18$$

$$\left.\begin{aligned} S_1 H_1 &= +\frac{1}{3}\cdot\frac{1}{5}\cdot(-18) = -1,20 \\ S_2 H_2 &= -\frac{1}{3}\cdot\frac{1}{-3}\cdot(-18) = -2,00 \end{aligned}\right\} H_1 H_2 = 1,00 + 1,20 - 2,00 = 0,20.$$

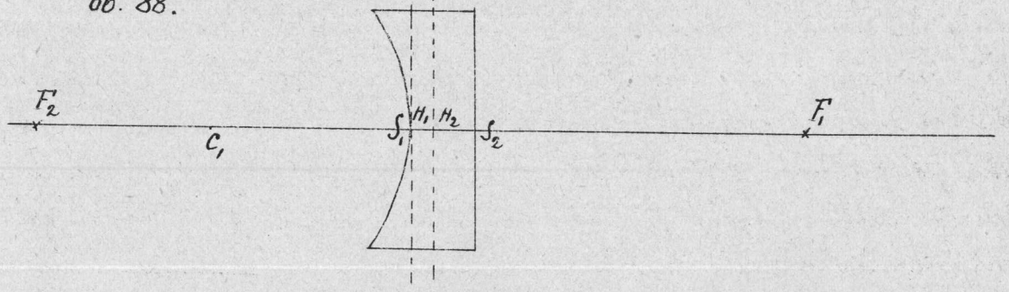
Příklady tyto jsou v mnohém ohledu instruktivní. Z nich vyvítá, že hlavní roviny leží u čoček bikonvexních anebo bikonkávních obě uvnitř čočky; zmenšuje-li se zakřivení jedné z obou sférických ploch, až úplně zmizí – t. j. až se plocha ta stane rovinou, postupují obě hlavní roviny ke druhé ploše sférické, až konečně jedna z nich se stane tečnou rovinou této plochy; tak je tomu u čoček plankonvexních. Když se pak zakřivení změní v opáčné, když tedy je čočka konkávkonvexní anebo konvexkonkávní, vystoupí jedna rovina hlavní a pak i obě z čočky ven; případ tento je ze všech nejzajímavější.

Současně se příklady těmito objasní otázka, která se často klade, totiž otázka, zda-li je dálka ohnisková na obou stranách čočky stejná? Odpověď zní: ano, když se dálka ta počítá tak, jak se počítati má, totiž od příslušné hlavní roviny; naproti tomu musí zníti odpověď: nikoliv, když se dálka ta počítá – jak to obyčejně bývá – od příslušné sférické plochy, čili jak zkrátka dána, od čočky samé. Rozdíl vyniká méně u čoček bikonvexních neb bikonkávních, více již u čoček plankonvexních neb plankonkávních, nejvíce však u čoček konkávkonvexních a konvexkonkávních.

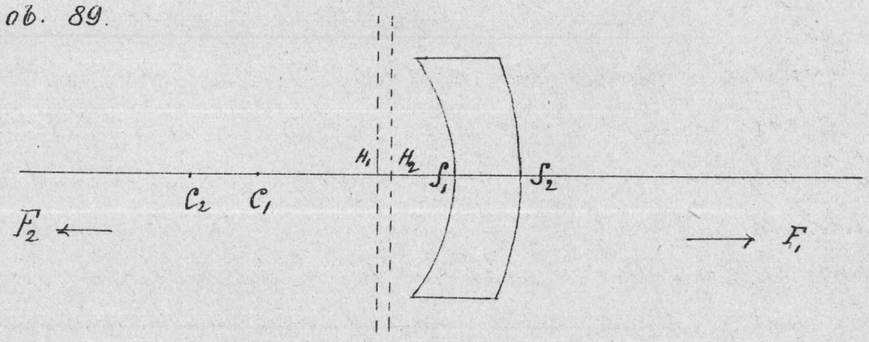
ob. 87.



ob. 88.



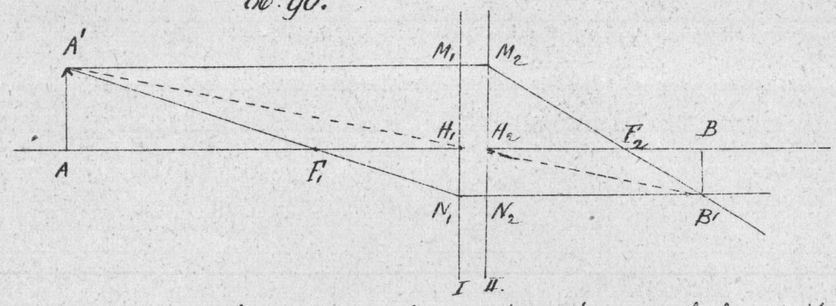
ob. 89.



55. Jak se provádí konstrukce pomocí rovin hlavních a ohnisek.

Mějmež (obr. 90.) čočku spojnou. Na místo ní položme její hlavní roviny H_1 a H_2, můžeme pak čočku celou odmysliti zcela pryč — roviny hlavní zastupují ji úplně. A A' budiž průvodič předmětu na ose kolmý. Hledejme k bodu A' jeho obraz.

obr. 90.



K tomu cíli vedeme z bodu A' papisky dva: jeden $A'M_1$ rovnoběžný s osou, druhý $A'N_2$ ohniskem.

Paprsek první s osou rovnoběžný vedeme až k prvé hlavní rovině k bodu M_1; tento má svůj obraz v M_2 (takže je $H_1M_1 = H_2M_2$), a poněvadž paprsky osou rovnoběžné procházejí ohniskem F_2, tedy jest M_2F_2 paprsek lomený. Paprsek druhý vedeme ohniskem F_1 také až k prvé hlavní rovině do bodu N_1; tento má svůj obraz v N_2 (takže je $H_1N_1 = H_2N_2$) a poněvadž paprsky ohniskem procházející stávají se lomem s osou rovnoběžnými, jest N_2B' paprsek lomený. Oba paprsky lomené protínají se v bodě B' a to jest obraz bodu A', kolmice BB' na osu jest obrazem předmětu AA'.

Zatím jest — jako u čočky nekonečně tenké — dle podobnosti trojúhelníků F_2BB' a $F_2H_2M_2$ jakož i $F_1H_1N_1$ a F_1AA':

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{b-f}{f} = \frac{f}{a-f}.$$

Z toho odvodíme dále: $$= \frac{b-f-+f}{f+a-f} = \frac{b}{a}.$$

Rovněž vychází: $$(a-f)(b-f) = f^2;$$

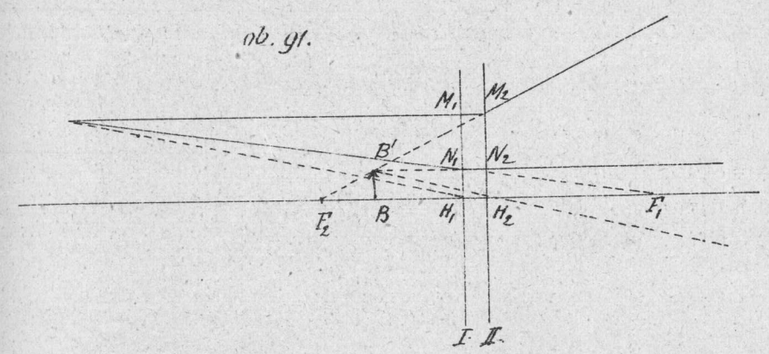
a z toho zase: $$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f};$$

neboť obě tyto rovnice vyjadřují totéž.

Zkrátka, vidíme, že veškeré vztahy, jež jsme měli pro čočku nekonečně tenkou, platí rovněž tak pro čočku jakkoliv silnou, když vzdálenosti a a b počítáme nikoliv od ploch čočky, nýbrž od hlavních rovin.

Tak se konstrukce modifikuje, když jest nám jednati o čočku rozptylnou, ukazuje obr. 91. — Dlužno zde zejména míti zřetel na správnou polohu ohnisek F_1 a F_2; tato jsou při tom jen virtuální, paprsky neprocházejí jimi v skutku, nýbrž jen v prodloužení geometrickém. Proto zde vedeme paprsky nikoliv ohniskem, nýbrž tak, aby mířily k ohnisku, aby jsouce prodloužený (jak v obrazci tečkovaně naznačeno) jím procházely.

obr. 91.



§56. O bodech uzlových.

Ze vztahu dokázaného v § předcházejícím

$$\frac{AA'}{BB'} = \frac{a}{b}$$

čili $H_1M_1 : M_1A' = H_2N_2 : N_2B'$

vyplývá podobnost obou pravoúhlých trojúhelníků H_1M_1A' a H_2M_2B' ze které pak vyplývá rovnoběžnost přímek $A'H_1 \parallel H_2B'$ (obr. 90).

Mají tedy H_1 a H_2 tu zvláštnost, že světelný paprsek mířící k bodu H_1, pokračuje od bodu druhého H_2 ve svém směru dále.

Takovéto dva body zovou se vůbec body uzlové.

V našem případě padnou body uzlové do rovin hlavních, avšak v problémech všeobecnějších, než je problém náš, není tomu tak; kdyby totiž prostředí za čočkou nebylo totéž jako prostředí před čočkou, kdyby tedy pod čočkou byl na př. vzduch,

s čočkou pak voda aneb jakákoliv kapalina, vůbec jiné ústředí, pak by body uzlové byly rozdílnými od bodů hlavních.

Patrně jest jeden bod uzlový obrazem druhého; neboť paprsky v jednom se přiblížení pokračují od druhého dále – jeden i druhý bod jest tudíž středem papisků homocentrických.

Zavedením uzlových bodů zjednodušší se konstrukce, neboť můžeme vésti jeden paprsek k prvnímu z nich a víme, že od druhého pokračuje paprsek ve svém směru dále (obr. 90.) K němu pak vedeme ještě jeden paprsek s osou rovnoběžný anebo také okrskem procházející.

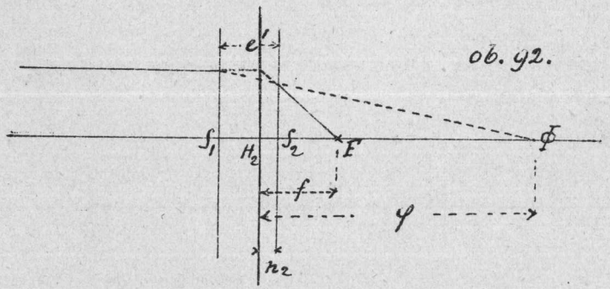
Je-li čočka nekonečně tenká, splývají oba body uzlové v t. zv. optický střed. Přímky uzlovými body v téže směru vedené jsou jakési dohromady vzaté analogou vedlejší osy čočky nekonečně tenké aneb vedlejší osy sférického zrcadla.

[*§57. Vztahy mathematické.*]

Jest nám ještě odvoditi výrazy mathematické, jichž jsme užili při výkladech o hlavních rovinách.

Budiž (obr. 92.) dána spojná čočka tloušťky $S_1S_2 = e$; omezující konvexní plochy sférické kreslíme jako roviny přiblížející se k případu limitnímu, kdy zůstáváme v bezprostřední blízkosti hlavní osy.

Papisek rovnoběžně s osou dopadající láme se na první ploše sférické tak, že míří do okrsku Φ; na druhé ploše sférické stýkají se lomy tak, že papisek míří do definitivního okrsku F.



ob. 92.

Poloha roviny hlavní, kterouž označujeme jakožto II, poněvadž náleží k útvarům obrazovým, jest dána průsečkem papisku dopadajícího a vycházejícího čili odlehlostí

$$S_2H_2 = h_2.$$

Pro lom na první ploše sférické máme:

$$\frac{1}{\infty} + \frac{n}{\varphi} = \frac{n-1}{r_1}\,; \quad \text{tudíž } \varphi = \frac{n}{n-1}\cdot r_1$$

Pro lom na druhé ploše sférické máme:

$$\frac{1}{-S_2\Phi} + \frac{\frac{1}{n}}{S_2F} = \frac{\frac{1}{n}-1}{-r_2} \text{ čili (z n)} \quad -\frac{n}{\varphi - e} + \frac{1}{f - h_2} = \frac{n-1}{r_2}.$$

Z podobnosti trojúhelníků (obr. 92.) vychází však:

$$\frac{f}{f-h_2} = \frac{\varphi}{\varphi - e}$$

Dosadíce obdržíme: $-\frac{n}{\varphi - e} + \frac{1}{f}\cdot\frac{\varphi}{\varphi - e} = \frac{n-1}{r_2}$,

z čehož $$\frac{1}{f} = \frac{n-1}{r_2}\cdot\frac{\varphi - e}{\varphi} + \frac{n}{\varphi},$$

$$= \frac{(n-1)(\varphi - e) + (n-1)e}{\frac{n}{n-1}\cdot r_1 r_2},$$

čili definitivně: $$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r_2} + \frac{1}{r_2} - \frac{n-1}{n}\cdot\frac{e}{r_1 r_2}\right).$$

Tento výraz pro délku ohniskovou jest souměrný vzhledem k poloměrům r_1 a r_2, platí tudíž také pro opačnou stranu čočky, t. j. pro délku ohniskovou počítanou od roviny hlavní I.

Odlehlost h_2 roviny II od okrsku S_2 dána je výrazem plynoucím z podobnosti trojúhelníků $\frac{h_2}{f} = \frac{e}{\varphi}$,

tudíž dosazením hodnoty pro φ a připojením znamení – (poněvadž distance S_2H_2 jde zpětným směrem)

$$h_2 = -\frac{n-1}{n}\cdot\frac{e}{r_2}\cdot f.$$

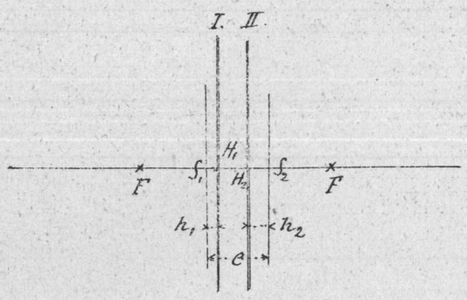
Pro hlavní rovinu I (obr. 93.) netřeba počet opakovati; dosadíce $-r_2$ za r_1 obdržíme ihned $$h_1 = \frac{n-1}{n}\cdot\frac{e}{r_2}\cdot f.$$

Zajímavo je počítati též distanci H_1H_2 obou hlavních rovin.

Patrně je: $H_1H_2 = e - (h_1 + h_2)$

$$= e - \frac{n-1}{n}\,e\,f\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right).$$

ob. 93.



Vzhledem k tomu, že jest velice přibližně

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right),$$

vychází: $H_1 H_2 = e - \frac{e}{n} = \frac{n-1}{n} \cdot e$

t. j. nezávisle na r_1 a r_2. – Mění-li se, tudíž při čočce tloušťky e – na ose počítané – zakřivení jakkoliv, posunuje se jedna i druhá rovina, ale při tom posunují se obě jako celkový útvar, t. j. tak, že jich zdálenost se – téměř – nemění.

Přísně vzato věta uvedená ovšem neplatí. Počítá-li se přesně výraz pro $H_1 H_2$, tím že se za f dosadí přesný výraz, vyjde po krátké úpravě

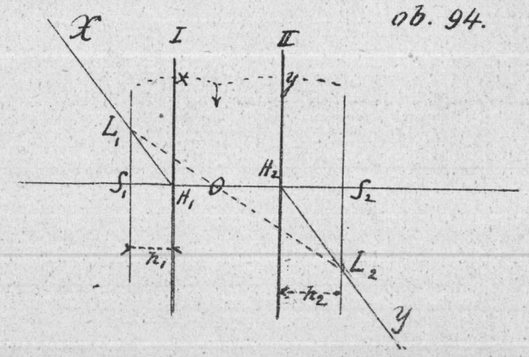
$$H_1 H_2 = \frac{n-1}{n} \cdot e \cdot \frac{1 - \frac{e}{r_1 + r_2}}{1 - \frac{n-1}{n} \cdot \frac{e}{r_1 + r_2}}$$

Číselnou illustraci k tomu, co zde řečeno, podává hořejší číselný příklad. Vliv korrekčního členu vynikne zvláště, když výraz $r_1 + r_2$ přejde v differenci (při opačném znamení obou poloměrů), tedy u čoček konkáv-konvexních nebo konvex-konkávních, jakož také z příkladu dobře vyniká. *]

[* § 58. Optický střed. *]

[*V obraze 94. jsou nakresleny obě konvexní plochy sférické čočky a roviny hlavní. Paprsek X mířící k bodu hlavnímu H_1 postupuje od druhého hlavního bodu H_2 směrem rovnoběžným Y.

ob. 94.



Spojíme-li body L_1 a L_2, v nichž paprsky X a Y protínají sférické plochy čočky (lens), protíná přímka $L_1 L_2$ osu hlavní v bodě O, jehož

poloha je stálou pro všechny paprsky X neb Y.

Jest totiž, znamená-li $S_1 O = x$, $O S_2 = y$,

$$\frac{x}{y} = \frac{h_1}{h_2},$$

tudíž vzhledem k výrazům pro h_1 a h_2 předešlého §

$$= \frac{r_1}{r_2},$$

t. j. poměr $\frac{x}{y}$ jest konstantou.

Z toho se pak určí dále: $(x + y = e)$

$$\frac{x}{e} = \frac{r_1}{r_1 + r_2}, \quad \frac{y}{e} = \frac{r_2}{r_1 + r_2}$$

Je-li čočka bikonkávní, změní se znamení obou poloměrů r_1 a r_2 – výrazy tudíž zůstanou úplně v platnosti.

Je-li čočka plankonvexní neb plankonkávní, je na př. $r_2 = \infty$, z čehož plyne pak $x = 0$, $y = e$.

Je-li čočka konkávkonvexní neb konvexkonkávní, padne střed optický čočky mimo čočku.

Optický střed je bodem zajímavým, ale význam jeho pro upotřebení, na př. konstrukce, je nepatrný. Mohl by snad zastupovati jednu z obou hlavních rovin, čímž však by vznikla asymetrie konstrukce – poněvadž obě roviny hlavní tvoří jako celek k sobě náležejíce.

Spíše má význam u čočky nekonečně tenké, kdy roviny hlavní splývají; tam se konstrukce i popis její zjednodušuje, když se s tímto pojmem pracuje, jakož nahoře bylo uvedeno. *]

Soustava lámavých ploch sferických v počtu libovolném.

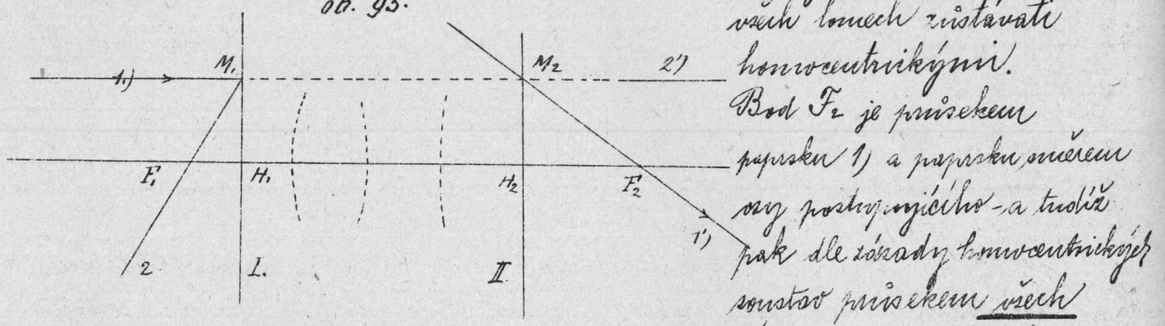
§ 59. Roviny hlavní při problému všeobecném.

Můžeme nyní přejíti již k problému všeobecnému. Budiž dána celá soustava lámavých ploch sférických oddělujících různá ústředí od sebe, při čemž jen to

předpokládáme, že plochy ty jsou centrovány, t.j. že jich středy geometrické náležejí se na společné přímce. Tato tvoří pak hlavní osu celé soustavy. Paprsek směrem osy této celý systém postupující se nelámne.

Vedme (obr. 95.) paprsek 1.) rovnoběžný s osou, tedy jakoby od světlého bodu nekonečně vzdáleného; tento paprsek se bude rozmanitým způsobem na různých sférických těch plochách lámati, ale konečně vyjde do posledního ústředí (které ovšem zde, v případě obecném identické s prvním) v jistém směru 1', v němž protíná osu v bodě F_2. — Když i zde zůstáváme ze zcela blízka, budou paprsky homocentrické i po všech lomech zůstávati homocentrickými.

obr. 95.



Bod F_2 je průsekem paprsku 1) a paprsku směrem osy postupujícího — a tudíž pak dle zásady homocentrických soustav průsekem všech podobných paprsků jako 1) jež s osou rovnoběžně dopadají. Zkrátka:

Bod F_2 náleží k soustavě obrazů a je sdružen s bodem $A\infty$, jest tedy ohniskem v soustavě obrazů (proto index 2.)

Učiňme nyní úvahu podobnou příslušející ke straně paprsků. Prodlužme paprsek 1) v myšlenkách směrem 2' až do posledního ústředí a tažme si, jaký by musil býti paprsek dopadající v prvém ústředí, aby jemu v posledním ústředí odpovídal právě tento prodloužený paprsek 2'.

Budiž tímto paprskem 2.). Tento protíná osu v bodě F_1.

Podobnou úvahou shledáme jako dříve, že bod F_1 jakožto předmětový (proto index 1) je sdružen s nekonečně vzdáleným bodem $B\infty$ na straně obrazové.

Máme tedy přehledně:

$A\infty$ sdružený F_2
F_1 „ $B\infty$.

a dále: bod M_1 jakožto průsek papsků 1.) 2.) je sdružený s bodem M_2 jakožto průsekem paprsků 1') a 2') s nimi též sdružených, t.j.

M_1 sdružený M_2.

Položíme-li body M_1 a M_2 roviny I a II kolmé na osu, obdržíme roviny hlavní celé soustavy.

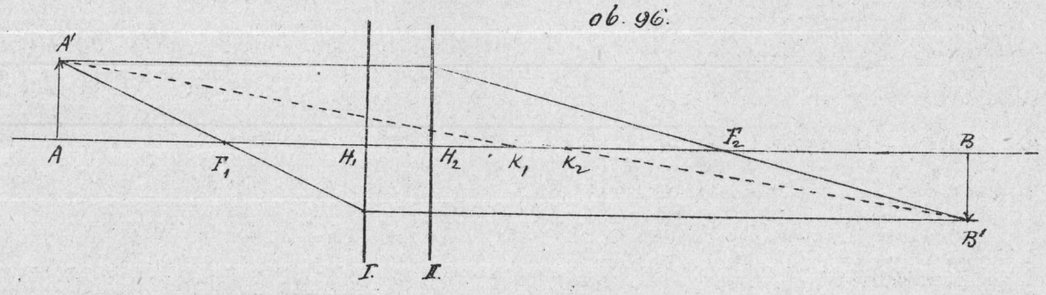
Každý bod M_1 roviny I můžeme pokládati za svítící — jeho obraz stanovíme, když jej považujeme za průsek paprsků $F_1 M_1$ a ∞M_1, i k těmto patří sdružené $M_2\infty$ a $M_2 F_2$, a k těm náleží zase průsek M_2 jakožto obraz bodu M_1.

Celé rovině $H_2 M_2$ jest kongruentním obrazem prvé $H_1 M_1$ a naopak. Vzdálenosti ohnisek $H_1 F_1 = f_1$ a $H_2 F_2 = f_2$ nejsou zde stejné.

§ 60. Konstrukce obrazu pomocí rovin hlavních a ohnisek.

Jakmile pro případ nejvšeobecnější jsou stanoveny roviny hlavní a ohniska, lze pro daný svítící předmět $A K$ (obr. 96) jednoduše sestrojiti jeho obraz $B B'$ a to pomocí paprsků jednak s osou rovnoběžného, jednak ohniskem procházejícího ve způsobu zcela podobném jako §55.

obr. 96.



Platí zde též vztahy:

$$\frac{B B'}{A A'} = \frac{b - f_2}{f_2} = \frac{f_1}{a - f_1}$$

analogické příslušným v §55 jenom že zde délky ohniskové f_1 a f_2 nejsou identické.

§61. Body uzlové.

Vztahy pro $\frac{BB'}{AA'}$ posledního § vedou jednoduše k bodům důležitým, jež uzlovými zovem. Můžeme totiž dle známé věty o úměrách též psáti:

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{b - f_2 + f_1}{f_2 + a - f_1},$$

neboť píšeme-li

$$f_2 - f_1 = \varphi$$

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{b-\varphi}{a+\varphi}$$

Délky $b-\varphi$ a $a+\varphi$ snadno sestrojíme nanesouce (obr. 96.):

$$H_1 K_1 = \varphi, \quad H_2 K_2 = \varphi,$$

pak jest

$$K_1 A = a + \varphi$$
$$K_2 B = b - \varphi.$$

Vedeme-li nyní přímky $A'K_1$ a $B'K_2$, sousíce z úměry

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{K_1 A}{K_2 B},$$

že jsou trojúhelníky $AA'K_1$ a $BB'K_2$ podobny a tudíž

$$A'K_1 \parallel K_2 B'.$$

Body K_1 a K_2 mají tudíž tu zvláštnost, že paprsek $A'K_1$ míjející k jednomu z nich postupuje směrem $K_2 B'$ od druhého rovnoběžně.

Takové body zovou se uzlovými.

Jich vzdálenost $K_1 K_2$ je patrně $= H_1 H_2$.

Kdyby bylo $\varphi = 0$, t. j. $f_2 = f_1$, padly by uzlové body do bodů hlavních a případ všeobecný by se specialisoval dle §56.

§62. Analogie s lámavými plochami sférickými.

Vztahy $\frac{BB'}{AA'} = \frac{b-f_2}{f_2} = \frac{f_1}{a-f_1} = \frac{b-\varphi}{a+\varphi}$

jsou zcela týmiž, jaké jsme měli u lámavých ploch sférických.

b o zde jest φ, bylo tam r.

Ale jinak platí i zde: $f_2 - f_1 = \varphi$ jako tam.

K nejvšeobecnější případ lomu světla plochami sférickými jest tudíž formálně zcela podobný případu lomu světla jedinou plochou sférickou s tím jediným rozdílem, že zde tato plocha sférická vystupuje jakoby dvojitě — v obou rovinách hlavních; proto také na místě středu C jediného, jak bylo tam, jsou zde středy dva, t. j. uzlové body; paprsek jimi vedený jde původním směrem tak, jako tam paprsek vedený středem sférické plochy. Ale vším zde jest paprsek jakoby dvojitý.

Novější geometrie formuluje tento rozdíl následovně.

Každý obraz při lomu plochami sférickými jest ve vztahu prostorové kollinearnosti s předmětem. K jednoduché ploše sférické přistupuje k tomu ještě polohu perspektivní se středem perspektivnosti odpadá v případu všeobecném.

Ale jinak zůstávají všechny početní vztahy v platnosti; neboť jest to tak, jakoby — beze změny velikosti a vzdálenosti — celý systém obrazový byl rovnoběžným posunutím o $H_1 H_2 = K_1 K_2$ oddálen od systému předmětového.

Příkladem velmi instruktivním k tomu, co zde řečeno, podává dioptrický problém oka. Při vší rozmanitosti lámavých ploch a jistředí lze celý dioptrický problém schematisovati podobně, jak zde uvedeno, a s velkou approximací pak redukovati dokonce na lom jakoby jedinou plochou sférickou. (Oko redukované Listing.)

§63. Stanovení dálky ohniskové čoček spojných.

U čoček spojných, kde vznikají obrazy reálné, jež snadno na stínítku zachytiti a jich velikost měřiti, máme četné jednoduché methody, jimiž lze dálku ohniskovou f (na př. v metrech) a tím optickou mohutnost čočky $\frac{1}{f}$ (v dioptriích) stanoviti.

1., Jde-li o rychlou orientaci, postavíme čočku kolmo proti paprskům slunečním

a hledáme ohnisko t. j. obrázek slunce. Také nějaký velmi vzdálený předmět svítící může býti zvolen, poněvadž jeho obrázek padne velmi blízko ohnisku.

2.) Přesně – dle téže myšlénky – stanoví se dálka ohnisková dalekohledem. Tento se zařídí na nekonečně (t. j. dostatečně daleko) vzdálený předmět (měsíc neb vhody předmět terrestrický). Pak se dá ona čočka před objektiv dalekohledu osou souhlasně a hledá se na ose dalekohledu postavení nějakého drobného předmětu (transparentní výkres, písmo atd.) takové, aby dalekohledem byl viděn. Tím jest pak dána poloha ohniska (ohniskové roviny.)

3.) Jednoduše stanovíme f dle rovnice

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b}.$$

4.) Ve speciálním případě $a = b$ jest pak

$$a = 2f = b.$$

5.) Dále jsou k disposici rovnice

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{b-f}{f} = \frac{f}{a-f}$$

Píšeme-li krátce: $AA' = P$, $BB' = Q$, je patrně dle známé věty o úměrách:

$$\frac{P+Q}{P} = \frac{b}{f} \text{ nebo } \frac{Q}{P+Q} = \frac{f}{a};$$

z toho tedy: $f = b \cdot \frac{P}{P+Q}$ nebo $f = a \cdot \frac{Q}{P+Q}$.

Jest výhodno voliti z veličin a a b vždy tu, která jest větší, t. j. je-li obraz zmenšený ($Q < P$), pak a, poněvadž je $a > b$, je-li obraz zvětšený ($Q > P$), pak b, poněvadž je $b > a$.

Při značném zmenšení obrazu zachycuje se na mikrometrické škále a odčítá se jeho rozměr na této lupou.

6.) Mají-li předmět P a stínítko pro odraz Q postavení pevné, lze nalézti dvě posice čočky, kdy vznikne obraz ostrý, což odpovídá výměně veličin a a b v rovnici čočkové. Je-li na př. $a > b$, vznikne obraz zmenšený; když se pak čočka pošine směrem

k předmětu o tolik, aby dřívější a se stalo b a naopak, tedy patrně $d = a - b$, pak vznikne v téže posici obraz zvětšený.

Počítá se dle

$$f = \frac{ab}{a+b};$$

$a + b = s$ odlehlost stínítka od předmětu,

$a - b = d$ pošinutí čočky;

z toho

$$f = \frac{1}{4s}(s+d)(s-d);$$

tato formule je pro logarithmické počítání pohodlnější, anebo

$$4f = s - \frac{d^2}{s}.$$

Formule uvedené platí přesně pro čočky velmi tenké. Jde-li o čočky silnější, možno – když čočka má na obou stranách zakřivení stejné – korrigovati a a b o $\frac{1}{3}e$; což pro čočky ze skla korunového postačí. Methody 5., když je a velmi velké – anebo b velmi velké, dávají i bez korrekce dosti dobré výsledky právě proto, že tato korrekce má procentuálně pak malý vliv.

§ 64. Stanovení dálky ohniskové u čoček rozptylných.

Poněvadž zde jsou obrazy virtuálné, nelze ani jich postavení ani jejich velikost určiti. Dálka ohniskova stanoví se pak nepřímo.

1.) Čočka rozptylná dálky ohniskové f se kombinuje s čočkou spojnou silnější, jež má dálku ohniskovou f^* (tak že je $f^* < f$.) Celek má pak dálku ohniskovou F, jež plyne z rovnice:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f^*} - \frac{1}{f},$$

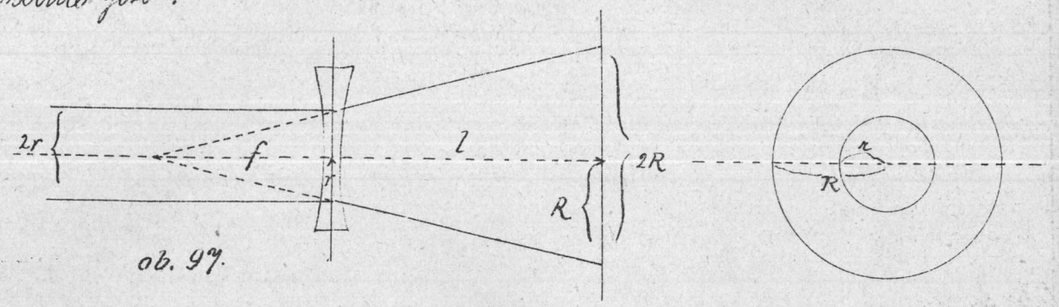
což znamená, že se kombinováním optické mohutnosti obou čoček algebraicky sečítají.

Stanoví se tedy F a f^* a z toho se počítá f.

2.) Jednoduchá jest též methoda následující zakládající se na rozptýlení paprsků světelných.

Do síně optické vpustí se otvorem poloměru r svazek paprsků slunečních vodorovně; když se pak postaví k nim kolmo čočka rozptylná, promění se tím paprsky sluneční rovnoběžné v rozbíhavé, tak že se ve vzdálenosti od čočky promítají na kruh většího poloměru R (obr. 97).

Patrně jest:



ob. 97.

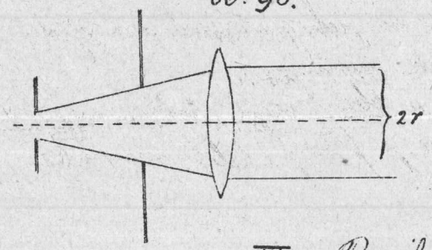
$$\frac{r}{R} = \frac{f}{f+l}, \text{ tudíž } \frac{f}{l} = \frac{r}{R-r}.$$

Nejvhodnější je voliti $R = 2r$,
pak jest $f = l$.

Přirozená divergence paprsků slunečních (1/2°) se smí zanedbati.

Úmysl lze týž pokus provésti pomocí čočky spojné ve způsobu, jak obr. 98. naznačuje. Čočka spojná postaví se do dálky ohniskové od světlého kruhového otvoru počítajíc i diaphragmem se zúží kužel paprskový na otvor $2r$ u čočky.

ob. 98.



IV. Rozklad světla.

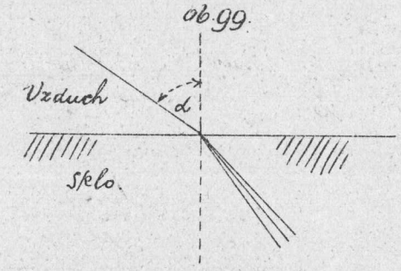
(Chromatika.)

§ 65. Základní pojmy.

Při výkladu o lomu světla bylo již na to poukázáno, že relativní exponent lomu n určitých dvou prostředí I a II, na př. vzduchu a skla, je podmíněn ještě touto vlastností světla, kterou říkáme se stanoviska fysiologického barva, a jejížto fysikálním základem jest délka λ vlny. Exponent lomu n je tím větší, čím je délka vlny menší. V této větě spočívá základ úkazu, který zoveme rozkladem světla (disperse).

Světlo složené, t. j. takové, jež obsahuje rozmanité délky vlny λ, rozkládá se lomem; neboť paprsky rozmanité délky vlny, které v takovém světle složeném jsou obsaženy, když stejně, t. j. pod týmž úhlem α, (obr. 90.) na rozhraní prostředí I a II dopadají, lámou se různě, t. j. pod různým úhlem β, a tudíž se po lomu rozcházejí — každý paprsek své určité délky vlny λ jde svým určitým směrem.

ob. 99.

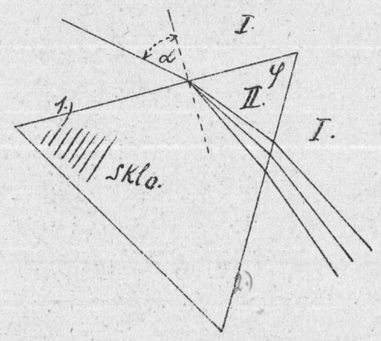


Vzhledem k významu exponentu lomu soudíme, že rychlost, s jakou se v prostředích lomotných světlo šíří, je podmíněna délkou vlny světelné.

Tím se liší éther v prostředích lomotných od éthery ve vakuum, kde této závislosti není.

Aby se rozklad paprsků, — kterýž se pro rozklad lomem stalý již jednoduchými ještě stupňoval, připojuje se ještě 1) lámavé rovině ještě druhá 2) k ní úhlem postavená. Tím vzniká hranol, (obr 100,) který se pak ještě z třetí strany také rovinou ohraničí.

ob. 100.



Hrana, v níž se stýkají roviny 1) a 2), zove se lámavou; rovinný řez hranolu k této hraně (rovina nákresná) zove se jeho hlavní řez; úhel φ obou rovin 1) a 2) nazývá se úhlem lámavým hranolu.

Materiálem hranolu je z pravidla sklo různých druhů, ale také kamenná sůl a křišťál, při čemž velmi takových hranolů je zvláštní (pozorování paprsků infračervených

aneb ultrafialových.) Také kapaliny, zejména sírouhlík (CS_2) může býti materiálem hranolů, jež pak vyžadují ohraničení skleněnými planparallelními deskami (hranoly duté.) –

Hlavním řezem hranolů bývá trojúhelník z pravidla rovnostranný, tedy s lámavým úhlem $\varphi = 60°$, ale bývá také pravoúhlý a při tom rovnoramenný, tedy s úhly 90° a 45°, anebo vůbec je rovnoramenný, na př. s úhlem $\varphi = 30°$ nebo i menším (anomální disperse.)

Typickým příkladem rozkladu světla hranolem jest rozklad světla bílého, na př. slunečního, jak jej první pozoroval (ve smyslu vědeckém) J. Newton a popsal ve své Optice (1740). Rozkladem vzniká pásmo barevné, kteréž se zove vidmo čili spektrum určitého známého postupu barev, jež zoveme jednoduchými čili spektrálními. Rozklad děje se lomem na prvé rovině hranolu, na druhé se již světlo rozkládati nemůže, neboť je již rozloženo – ale roztup barev se zde lomem zvětšuje. –

V oddílu optiky, který se zove chromatikou a jedná o rozkladu světla a úkazech s ním souvisících, je tedy hranol přístrojem repraesentativním. Proto studium lomu světla hranolem a v dalším postupu studium rozkladu světla s tímto lomem spojeného je zde úlohou základní.

Nežli k úloze těchto přejdeme, předešleme důležitou poznámku následující.

Viděli jsme, že paprsky homocentrické lámajíce se na rovině přestávají býti homocentrickými; na místě společného centra nastupuje po lomu plocha diakaustická, zde virtuálně čili geometrická. Rozumí se samo sebou, že totéž platí měrou zvýšenou při lomu světla dvěma rovinami lámavými t. j. hranolem.

Kdyby tedy při experimentech s hranolem užívati paprsků homocentrických, t. j. takových, jež vycházejí ze svítícího bodu anebo ze svítící štěrbiny lineární, jak se jí při experimentech takových užívá a kteráž je jakoby pánem svítících bodů – pak by paprsky z hranolu divergentně vycházející se protínaly geometricky (ve zpětném prodloužení) v ploše diakaustické, při čemž by paprskům různé barvy také jiná a jiná plocha diakaustická odpovídala. Kdybychom paprsky takové pozorovali okem,

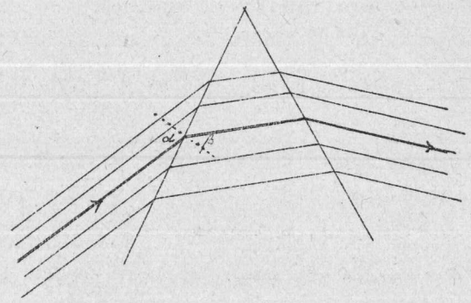
tedy by zdánlivě vycházely ze štěrbin za hranolem, jichž posice by se měnila dle směru visírování a dle barvy světla. Obrysy štěrbiny by sice byly ostré – poněvadž pupillou jen slabý svazek paprskový obsáhneme – ale poloha štěrbiny, jak ji za hranolem vidíme, t. j. obrazu štěrbiny skutečné by se měnila. Kdyby se pak veliký svazek paprsků obsáhl, – na př. dalekohledem, jak to bývá u spektrálních apparátů – nemohly by obrysy štěrbiny v dalekohledu býti ostrými – a dalekohled by se musil na různé barvy různě zařizovati.

Abychom se těmto nesnázím vyhnuli, je pravidlem neužívati světla divergentního, nýbrž parallelního t. j. vycházejícího od štěrbiny velmi (přísně vzato nekonečně) vzdálené. Toto oddálení štěrbiny lze provésti též opticky t. zvaným kollimatorem, jak o tom při spektroskopu pojednáme. Paprsky parallelní zůstávají i po lomu hranolem parallelními – dle barvy ovšem v jiném a jiném směru mířícími.

Proto v úvahách následujících sledujeme jediný paprsek, jak postupuje hranolem; tento jediný je repraesentantem všech (obr. 101).

§66. Lom světla hranolem.

Vztahy quantitativní.



ob. 101.

Sledujme postup hranolem daného paprsku S určité délky vlny λ – tedy určitého exponentu n.

Úhel dopadu α jest dán.

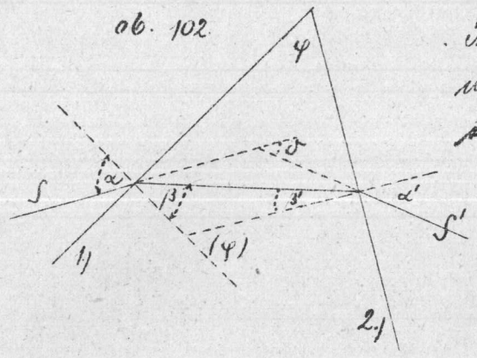
Úhel lomu β stanoví se z rovnice

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n.$$

Paprsek lomený na rovině 1) dopadne pak na rovinu 2) v úhlu dopadu β'. Tento následuje z jednoduché rovnice: $\beta + \beta' = \varphi$.

K úhlu dopadu β' náleží úhel lomu α' dle rovnice $\dfrac{\sin\alpha'}{\sin\beta'} = n$.

ob. 102



Tím je paprsek S' z hranolu vycházející určen. Postup veličin, které jeho průběh stanoví, je tudíž

$$\alpha \ldots \beta \ldots \beta' \ldots \alpha'.$$

Při lomu (ke kolmici) na rovině 1) uchýlil se paprsek od svého směru o úhel

$$\alpha' - \beta'.$$

Z těchto dvou <u>částečných</u> úchylek obdržíme úchylku δ úhrnnou sečtením:

$$\delta = \alpha - \beta + \alpha' - \beta',$$

což lze též psáti ve formě $\delta = \alpha + \alpha' - \varphi$

vzhledem k rovnici $\beta + \beta' = \varphi$.

Tento úhel δ udává tedy rozdíl směrů paprsku dopadajícího S a paprsku lomeného S' — udává, jak krátce říkáme, <u>úchylku hranolem</u> čili „<u>deviaci</u>" paprsku.

§ 67. Závislost deviace na dopadu paprsku.

Příklad početní.

Otázka, kteráž při hranolu zvláštní má důležitosť, týče se právě této <u>úchylky</u> δ. Dle rovnice

$$\delta = \alpha + \alpha' - \varphi$$

je zřejmo, že úchylka tato závisí na úhlech α a α' — neboť φ jest konstantou. — Poněvadž pak α' závisí také na α, tedy je tento prvý úhel dopadu α <u>vlastní podmiňující veličinou</u>. Když se tedy α mění, musí se též δ měniti — ale jak, to nelze tak snadno zodpovídati, poněvadž spůsob závislosti úhlu α' na α není tak jednoduchý a přehledný.

Abychom si věc, o niž se zde jedná, co možná objasnili; propočítejme <u>určitý příklad</u>.

Mějmež hranol, jehožto úhel lámavý jest $\varphi = 60°$. Hranol budiž flintový. Pro světlo natriové jest asi

$$n = 1,7500 = \frac{7}{4}.$$

Úhel α volme v intervallech od 10 k 10 stupňům, k němu počítejme příslušné β, k tomu pak β' a k tomu zase α'; z toho se udají úchylky parciální

$$(\alpha - \beta) \text{ a } (\alpha' - \beta'),$$

jichž summací obdržíme úchylku totální δ.

Výsledek počtu ukazuje přehledně tabulka následující.

α	β	$60° - \beta$ / β'	α'	Úchylky parciálné $\alpha - \beta$	Úchylky parciálné $\alpha' - \beta'$	δ
0°	0,00	60°,00	.	0,00		.
10	5,69	54,31	.	4,31		.
20	11,27	48,73	.	8,73		.
30	16,60	43,40	.	13,40		.
40	21,55	38,45	.	18,45		.
50	25,96	34,04	78,41	24,04	44,37	68,41
60	29,66	30,34	62,13	30,34	31,79	62,13
70	32,48	27,52	53,96	37,52	26,44	63,96
80	34,25	25,75	49,49	45,75	23,74	69,49
90	34,85	25,15	48,05	55,15	22,90	78,05

Z těchto číselných výsledků soudíme, jak následuje: Ne všechny paprsky jež na 1) rovinu hranolu dopadají, skutečně <u>projdou</u> hranolem. Ty z nich, dopadají v <u>menším</u> úhlu α, přijdou na 2) rovinu <u>šikměji</u>, t. j. ve <u>větším</u> úhlu β' a proto se <u>totálně</u> odrážejí. Teprvé od úhlu β'^* počínajíc, který odpovídá úhlu $\alpha' = 90°$ a je tedy určen rovnicí

$$\frac{1}{\sin \beta'^*} = n$$

<u>začíná</u> průchod paprsků hranolem. Počet dává

$$\beta'^* = 34,°85,$$

jakožto hodnotu <u>přechodní</u>. Té odpovídá

$$\beta = 25,°15$$

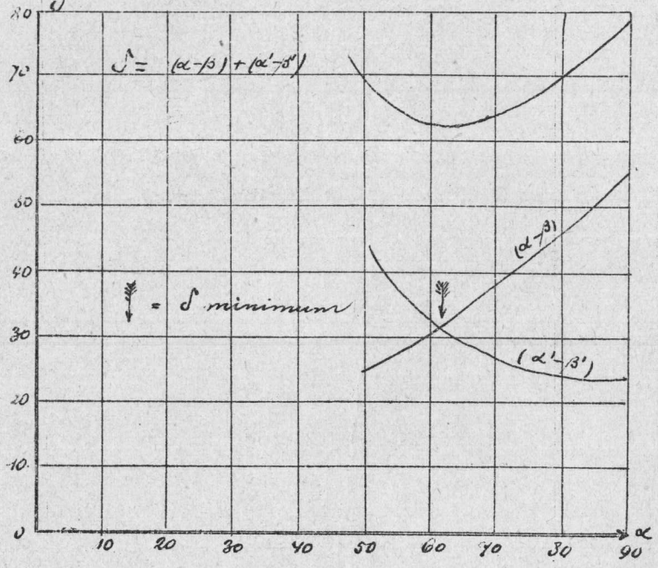
a tomu konečně $\alpha = 48°05$ $\qquad \lg n = 0,24304$

Od tohoto úhlu α počínajíc začíná tedy teprvé přechod paprsků hranolem.

Co se týče úchylek $\alpha - \beta$ a $\alpha' - \beta'$, pozorujeme, že s rostoucím úhlem α

úchylky $\alpha-\beta$ na rovině 1) přibývá,
" $\alpha'-\beta'$ " " 2) ubývá,

ovšem v různém způsobu, když α stejnoměrně roste. Nejlépe přehlédneme tento způsob grafickým znázorněním. (Obr. 103.)



ob. 103.

Jest viděti, že úchylky $\alpha-\beta$ přibývá mírně urychleně, naproti tomu úchylky $\alpha'-\beta'$ ubývá z počátku prudčeji, pak volněji a volněji.

Právě tím, stává se, že součet obou úchylek, t. j. deviace δ z počátku klesá vlivem prudkého klesání úchylky $\alpha'-\beta'$, až klesne k jistému minimum a odtud zase stoupá; když totiž úchylka $\alpha'-\beta'$ se umenšuje mírněji, tak že převládá stoupání úchylky $\alpha-\beta$. – Existuje tedy minimální hodnota deviace δ a sice nastane, jak grafické znázornění ukazuje, když jest

$$\alpha-\beta=\alpha'-\beta',$$

což zase vede k podmínce

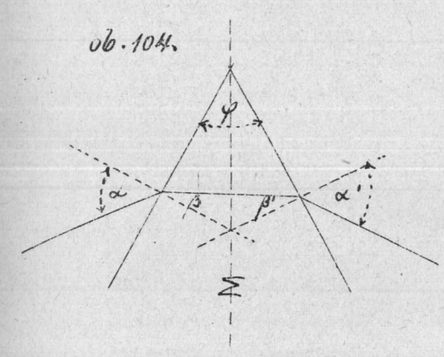
$$\alpha=\alpha'$$
$$\beta=\beta'.$$

Neboť na úhlu α závisí β i $\alpha-\beta$ dle zákona sinusového a dle téhož zákona závisí na α' také β' a $\alpha'-\beta'$. Z této identity závislosti plyne pak z podmínky $\alpha-\beta=\alpha'-\beta'$ ihned $\alpha=\alpha'$ a tudíž $\beta=\beta'$.

Tento výsledek lze jednoduše formulovati. Položme rovinu Σ lámavou hranou tak, aby půlila úhel lámavý (obr. 104.) Rovina tato je pak rovinou souměrnosti hranolu.

Je-li $\alpha=\alpha'$, $\beta=\beta'$, tedy je vůči této rovině paprsek vycházející

souměrný s dopadajícím; paprsek hranolem samým jdoucí je k této rovině kolmým.



ob. 104.

[*§ 68. Minimální úchylka. Důkaz algebraický. *]

[* Existují četné důkazy věty o minimální úchylce δ. Jednoduchý je následující:

Z rovnic
$$\sin\alpha = n\sin\beta$$
$$\sin\alpha' = n\sin\beta'$$
plyne sečtením a odečtením
$$\sin\alpha+\sin\alpha' = n(\sin\beta+\sin\beta')$$
$$\sin\alpha-\sin\alpha' = n(\sin\beta-\sin\beta'),$$
kteréžto dvě rovnice lze psáti též ve formě

$$\sin\frac{\alpha+\alpha'}{2}\cos\frac{\alpha-\alpha'}{2} = n\cdot\sin\frac{\beta+\beta'}{2}\cos\frac{\beta-\beta'}{2}\quad\ldots(1)$$
$$\cos\frac{\alpha+\alpha'}{2}\sin\frac{\alpha-\alpha'}{2} = n\cdot\cos\frac{\beta+\beta'}{2}\sin\frac{\beta-\beta'}{2}\quad\ldots(2)$$

Avšak $\beta+\beta'=\varphi$ a $\alpha+\alpha'=\delta+\varphi$, tudíž dosazováním do prvé z obou rovnic

$$\sin\frac{\delta+\varphi}{2} = n\sin\frac{\varphi}{2}\cdot\frac{\cos\frac{\beta-\beta'}{2}}{\cos\frac{\alpha-\alpha'}{2}}\quad\ldots\ldots(3)$$

Záleží tudíž deviace na proměněném faktoru $\dfrac{\cos\frac{\beta-\beta'}{2}}{\cos\frac{\alpha-\alpha'}{2}}$. Zbývá tudíž nalézti, kdy má tento faktor nejmenší hodnotu, a jaká tato hodnota jest.

Dělíme-li hořejší rovnice (1) a (2), obdržíme

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha+\alpha'}{2}\cdot\operatorname{tg}\frac{\beta-\beta'}{2} = \operatorname{tg}\frac{\beta+\beta'}{2}\operatorname{tg}\frac{\alpha-\alpha'}{2};$$

je-li $n>1$, pak je vždy $\alpha+\alpha'>\beta+\beta'$ a tudíž také

$$\operatorname{tg}\frac{\alpha+\alpha'}{2} > \operatorname{tg}\frac{\beta+\beta'}{2} \text{ a následkem toho } \operatorname{tg}\frac{\beta-\beta'}{2} < \operatorname{tg}\frac{\alpha-\alpha'}{2}$$

čili $\beta-\beta'<\alpha-\alpha'$; z toho však následuje, že $\dfrac{\cos\frac{\beta-\beta'}{2}}{\cos\frac{\alpha-\alpha'}{2}} > 1.$

Má tedy výraz tento hodnotu nejmenší, když

$$\frac{\cos\frac{\beta-\beta'}{2}}{\cos\frac{\alpha-\alpha'}{2}} = 1 \quad \text{čili} \quad \beta-\beta' = \alpha-\alpha' \quad \text{a tudíž}$$

$$\alpha-\beta = \alpha'-\beta'.$$

Minimum δ vede tedy ke stejnosti obou paprskových úchylek. Poněvadž však úchylka jak $\alpha-\beta$ tak $\alpha'-\beta'$ závisí stejným způsobem na α resp. α', tedy

plyne: $\alpha = \alpha'$

a tudíž: $\beta = \beta'$.

Je tedy deviace paprsků hranolem způsobená nejmenší, když chod paprsků jest ke hranolu symmetrickým, tak že

$$\alpha = \alpha', \quad \beta = \beta'.$$

V tom případě rovnice (3) přechází na velmi důležitý vzorec

$$\sin\frac{\delta+\varphi}{2} = n \sin\frac{\varphi}{2}. \quad *)$$

§69. Lom světla hranolem. Konstrukce.

Velmi názorně lze lom světla hranolem sledovati konstrukcí.

Vezměme za základ takovéto konstrukce týž údaje, které jsme volili při hořejším početním příkladě, totiž úhel lámavý $\varphi = 60°$ a exponent lomu $n = \frac{7}{4}$.

Víme již, jakou konstrukcí lze ku každému paprsku dopadajícímu nalézti lomený. Sestrojíme dva soustředné kruhy, jichž poloměry mají poměr rovnající se exponentu $\frac{7}{4}$; kruh vnitřní pro ústředí vzduch platící sestrojme na př. poloměrem = 20 cm; pak musíme kruh vnější pro ústředí sklo platící sestrojiti poloměrem = 20 cm $\times \frac{7}{4}$ = 35 cm (obr. 105 a 106).

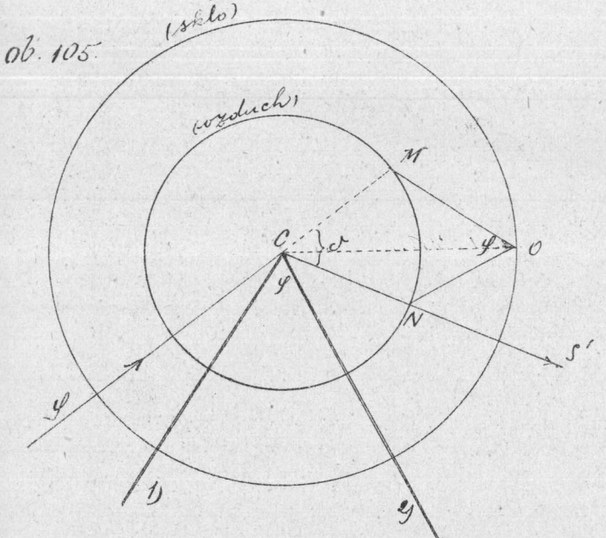
Dle společného jich středu položíme lámavou hranu hranolu a naznačíme si její plochy přímkami 1) a 2); rovina nákresná je pak hlavním řezem hranolu.

Tím je vše ke konstrukci připraveno.

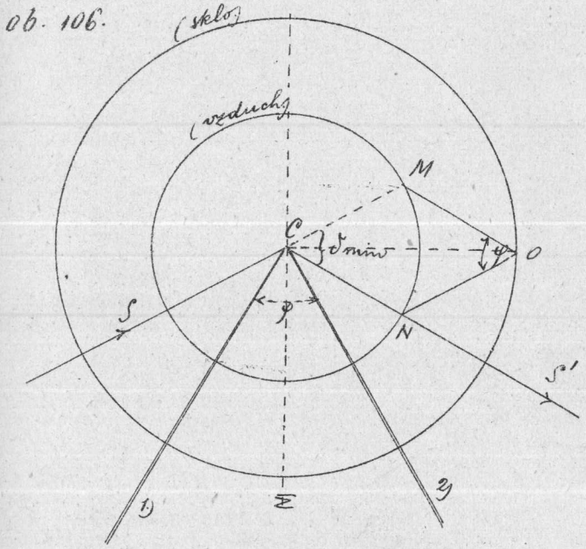
Budiž nyní dán paprsek dopadající SC, abychom k němu nalezli lomený, prodloužíme jej až k průsečku M s kruhem pro vzduch platícím, od tohoto průsečku

M přejdeme pak ke kruhu pro ústředí sklo platícímu a sice ve směru na plochu 1) kolmém do bodu O; i jest CO směr paprsku lomeného.

obr. 105.



obr. 106.



Uhlížejíce zase k tomuto, kterýž na plochu 2) dopadá, nalézti lomený, přejdeme od bodu O kruhu pro ústředí sklo platícího ke kruhu pro ústředí vzduch platícímu a sice ve směru kolmém na plochu 2) do bodu N; i jest CN směr paprsku S' z hranolu vycházejícího.

Konstrukce vede tedy k cíli rychle jednoduše a přehledně. K jakémukoliv paprsku S na hranol dopadajícímu nalezneme ihned paprsek S' z hranolu vycházející. Velmi instruktivně vynikou při tom případy, kdy konstrukce se stává nemožnou následkem totální reflexe.

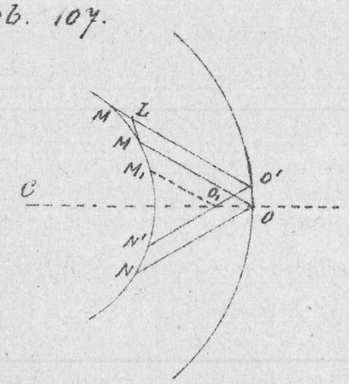
Úchylka δ – rozdíl směrů S a S' – dá se pro pozorování relativní – měřiti oblouskem MN vnitřního kruhu. Všimněme si, že úhel MON je $= \varphi$, tedy konstantní a že směry OM a ON jsou rovněž konstantní, t. j. kolmé na plochy 1) a 2). – Když se tedy měří směr paprsku S, tedy to znamená, že se bod O na vnějším kruhu přinutí a s ním také konstantní úhel MON,

jehož ramena přicházejí do poloh s dřívějšími rovnoběžných.

§ 70. Deviace minimální. Důkaz geometrický.

Představíme-li si tato prošmování úhlu MON, tedy seznáme, že oblouk MN mezi jeho rameny obsažený bude se měniti – t. j. že se velikost δ bude měniti –, na základě jednoduchého geometrického názoru vyvodí pak ihned, že oblouk MN při určitém úhlu $MON = \varphi$ tehdá je nejmenší, když přímka OO' tento tento úhel půlí; pak stojí však tato přímka OO' kolmo na rovině symmetrie Σ.

Obr. 107.



Vskutku, když se (obr. 107.) oddalíme od poloh MON o malý oblouček OO' kolmý na OC do polohy $M'ON'$, přijde deviace MN v deviaci $M'N'$, při čemž na jedné straně oblouček NN' ubyde a na druhé oblouček MM' přibyde. Že však ihned patrno, že

$$NN' < MM';$$

neboť vedeme-li rovnoběžku a prodloužíme-li M, M do ML, tedy je

$$NN' = ML = M, M;$$

že však $ML < MM'$, je patrno, převažná přímka MM' je šikmější než ML ke směru $O'M'$. Tedy:

ubyde o NN' a přibyde o větší oblouček MM', tudíž přibyde celé deviace, t. j. $M'N' > MN$.

Patrno stoupá deviace, stále až paprsek dopadající na jedné (nebo vycházející na druhé) rovině hranolu, jde po této rovině, (t. j. $\alpha = 90°$, resp. $\alpha' = 90°$).

§ 71. Kolmý dopad paprsku na rovinu hranolu. Vztahy algebraické

Podmínkou, nichžby minimální je postup paprsků v hranolu

přímě určen, neboť je tím stanoveno, že paprsek lomený postupuje kolmo k rovině symmetrie Σ hranolu (obr. 108.) Relace

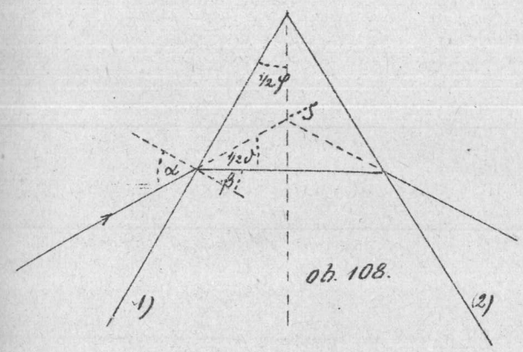
$$\beta = \frac{1}{2}\varphi$$
$$\alpha = \frac{1}{2}\varphi + \frac{1}{2}\delta$$

plynou ihned z obrazce samého. Poměr

$$n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{\sin\frac{1}{2}(\varphi+\delta)}{\sin\frac{1}{2}\varphi},$$

kdež je δ nejmenší, udávají, jak lze exponent lomu n počítati.

(Methoda Fraunhofer.)



Obr. 108.

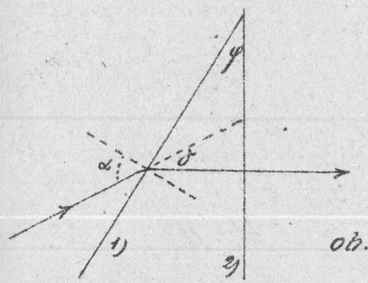
Postup paprsku z hranolu může se však státi určitým také touto podmínkou, že paprsek lomený má postupovati kolmo k zadné druhé rovině 2) hranolu, t. j že má vycházeti z hranolu ven jakožto paprsek hlavní bez lomu (obr. 109.). Při této podmínce je to tak, jakoby rovina Σ (obr. 108) postoupila na místo roviny hranolu (obr. 109) Patrno je zde

$$\beta = \varphi$$
$$\alpha = \varphi + \delta$$

tudíž

$$n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{\sin(\varphi+\delta)}{\sin\varphi},$$

kterážto rovnice podobně jako dřívější stanoví exponent lomu. (Methoda Meyerstein.)



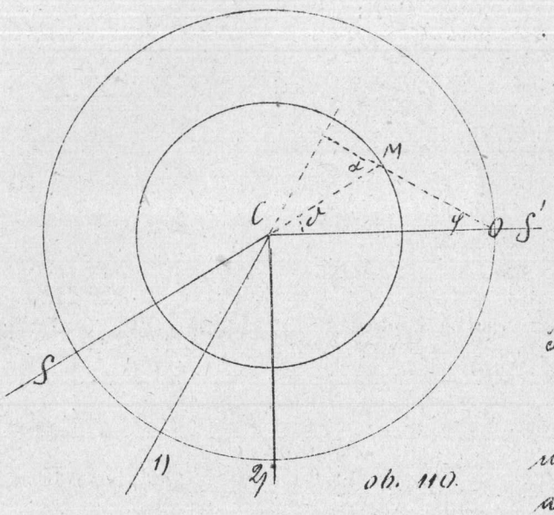
Obr. 109.

Obr. 109. je zde jako poloviční obr. 108; proto cv je zde φ, je tam $\frac{1}{2}\varphi$, cv je zde δ, je tam $\frac{1}{2}\delta$.

§ 72. Pokračování. Konstrukce.

Také geometricky nikazuje se, že podmínkou v § předešlém uvedenou se postup paprsku v hranolu stává určitým. Neboť měří CS' je dán (obr. 110), tudíž zbývá jen od bodu O na kruhu vnějším jíti směrem kolmým na 1) rovinu hranolu ke kruhu vnitřnímu; tím se stanoví bod M, který spojí se s C, čímž se má paprsek dopadající S.

[*§ 73. Meze methody Fraunhoferovy a Meyersteinovy.*)



ob. 110.

[* Vzhledem k totální reflexi stává se postup paprsku v hranolu nemožným, je-li $\beta = \beta^*$, kdež jest β^* krajní úhel odpovídající $\alpha = 90°$ a tudíž největší rozvití

$$\frac{1}{\sin \beta^*} = n$$

čili $\sin \beta^* = \frac{1}{n}$.

Abychom viděli, jak se úhel β^* účelně určiti, předpokládejme na př. světlo natriové a hranol ze skla buď korunového neb flintového

Pro hranol korunový se udává

$n_{Na} = 1,53$ až $1,61$,

tedy střední hodnota $= 1,57$;

počítáme-li $\sin \beta^* = \frac{1}{1,57}$,

vychází $\beta^* = 39,°6$.

Pro sklo flintové se udává

$n_{Na} = 1,61 - 1,75$,

tedy střední hodnota $= 1,68$;

počítáme-li $\sin \beta^* = \frac{1}{1,68}$,

vychází $\beta^* = 36,°5$.

Krajní touto hodnotou úhlu β je omezen též lámavý úhel hranolu.

Při methodě Fraunhoferově jest:

$\varphi = 2\beta$,

tedy mez: $\varphi \leq 2\beta^*$.

Při methodě Meyersteinově je $\varphi = \beta$,

tedy mez $\varphi \leq \beta^*$.

Jest viděti, že methoda Fraunhoferova připouští úhly hranolové dvojnásobné velikosti než Meyersteinova.

Vzhledem k horejším hodnotám, jak jsme je předpokládali, by tedy při methodě Fraunhoferově mohly míti lámavý úhel

hranoly korunové až asi 79,°2

" flintové " " 73,°0;

naproti tomu při methodě Meyersteinově jenom

hranoly korunové až asi 39,°6

" flintové " " 36,°5.

Vzhledem k tomu, že se při světle menší délky vlny než je Na-ová hodnoty n ještě zvětší, stanou se pro kraj spektra ony hodnoty ještě menšími.

Jisté však je jisto, že hranoly i ze silného skla flintového a pro světlo fialové mohou ještě úhel 60° dle methody Fraunhoferovy, naproti tomu jen 30° dle methody Meyersteinovy. Proto je poslední méně výhodnou. Přesto má některé výhody, na než poukázáno, až budeme jednati o úlohách spektrometrických. *)

§ 74. Spektrum slunečné. Podmínky čistoty spektra.

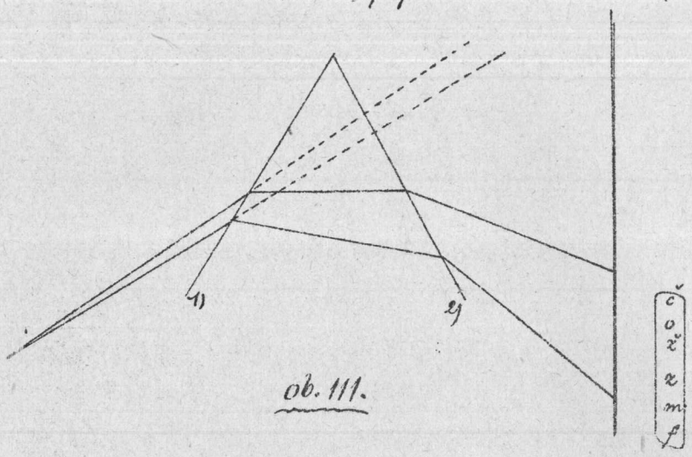
V předcházejících výkladech o hranolu kreslili jsme vždy jen jediný paprsek a sledovali jsme jej, jak se mění ve směru svém lomem na prvé i druhé rovině hranolové. Řekli jsme však již dříve, že tento paprsek považujeme jakoby za representanta mnoha jiných na hranol rovnoběžně dopadajících. Za takovéto paprsky rovnoběžné možno pokládati paprsky slunečné, avšak jen přibližně.—

Pustíme-li paprsky slunečné malým kulatým otvorem v okenici do síně zatemnělé, rozbíhají se od tohoto bodu v úhlu, který činí asi půl stupně; jest to týž úhel, pod kterým vidíme jasnou desku slunečnú. Zachytíme-li pak tento svazeček paprsků na bílé stěně, obdržíme malý obrázek slunce, kruhový neb elliptický.—

Abychom při tomto pokusu dostali paprsky slunečné do takovéhoto směru, jaký

si vzhledem k uspořádání pokusu přejeme, na př. do směru horizontálního, užíváme **heliostatu**, který se zasadí do okenice.

Postavíme-li do směru paprsků těchto hranol (obr. 111), pozorujeme úkaz dvojí:



ob. 111.

Především úchylku – deviaci – paprsků; obrázek slunce na stěně neobjeví se již na tom místě, kde byl dříve, nýbrž na jiném; při tom však pozorujeme ještě důležitý úkaz druhý: na místě kulatého obrázku bílého obdržíme podlouhlý proužek, ve kterém postupují barvy v určitém pořádku.

červená, oranžová, žlutá, zelená, modrá, fialová.

jasně- (cyanová) tmavo- (indigová)

Tento proužek zoveme **slunečním vidmem** čili **spektrem**.

Šířka tohoto barevného proužku jest ovšem při užívání jediného malého otvoru kulatého v okenici velmi malá; abychom obdrželi tento proužek širší, užijeme celé řady takových malých otvorů v nepřetržité souvislosti nad sebou, t. j. užijeme **štěrbiny** a sice **lineární**; necháme-li paprsky sluneční jíti horizontálně, pak jest nejjednodušší postaviti štěrbinu vertikálně; hranol pak musíme postaviti tak, aby lámavá hrana byla rovněž vertikální, t. j. se štěrbinou rovnoběžná.

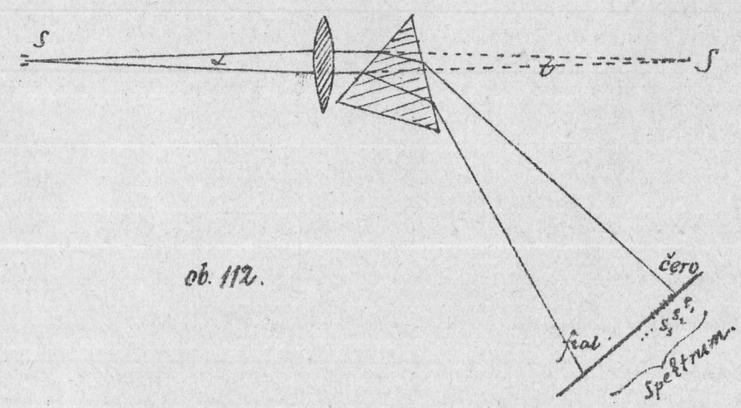
Spektrum slunce, kteréž obdržíme při tomto uspořádání pokusu, není ještě dostatečně čisté; poněvadž totiž paprsky od štěrbiny vycházející **se rozbíhají**, třeba že jen v úhlu velmi malém, tedy má obraz na stěně zachycený přímo – bez hranolu – jistou šířku; užije-li se tedy hranolu, kterým se tento obraz uchýlí a sice pro každou barvu jinak, tu padnou tyto různě barevné obrazy částečně na sebe, jeden kryje poněkud následující, tím se barvy míchají a nejeví se úplně čisté. Tomu nelze snad odpomoci zúžením štěrbiny, poněvadž na **divergence** paprsků slunečních

zůstává i při štěrbině velice úzké.

Čistějších barev obdržíme tím, že těsně před hranol postavíme ještě jednu úzkou štěrbinu vystřiženou na př. z černého kartonu rovnoběžně s prvou; tím se s rozbíhajících se paprsků některé eliminují, t. j. šířka obrazu se na stěně zmenší; následkem toho odpadá pak okolnost právě vytčená, obrazy různobarevné se nekryjí již tou měrou, nezasahují jeden velkou částí přes druhý, a barvy jsou tudíž čistější; ale ovšem také součastně málo intensivní, poněvadž mnoho světla se zachycením paprsků oným diafragmatem ztrácí.

Nejdokonalejší spůsob obdržeti spektrum slunce spočívá v užití spojné čočky. Postavíme-li takovouto čočku (osou do směru paprsků slunečních) před štěrbinu – ale ovšem do větší vzdálenosti než jest dálka ohnisková čočky – dává čočka na druhé straně v určité vzdálenosti **ostrý obraz reálný** štěrbiny, který lze na bílé stěně zachytiti. Když pak za čočku postavíme hranol tak, aby jeho hrana lámavá byla rovnoběžná se štěrbinou, uchýlí se hranolem tento obraz ostrý, uchýlí se však pro každou barvu jinak; obdržíme tedy celou řadu takových ostrých obrazů štěrbiny různých barev vedle sebe, takže ve své posloupnosti dávají jasné spektrum; když pak učiníme ještě štěrbinu úzkou, jsou veškeré barvy ve spektru zcela čisté, ale ovšem méně jasné, když jest štěrbina velmi úzká.

Toto uspořádání pokusu jest v obr. 112. schematicky znázorněno.



ob. 112.

S je štěrbina, která je do okenice zasazena, a kteráž se dá šroubem zúžiti neb rozšířiti; postavena jest vertikálně.

Ve vzdálenosti a stojí spojná čočka tak, že její osa jest horizontální procházející středem štěrbiny S. Dobře se hodí k tomu čočka dálky ohniskové na př. 100 cm; vzdálenosť a může pak býti asi 130 - 140 cm. Tato čočka dala by ve vzdálenosti b v našem příkladě asi 3-4 metry - ostrý, zvětšený reálný obraz S' štěrbiny, který bychom na bílém stínítku mohli zachytiti.

Postavíme-li však za čočku hranol, uchýlí se tento obraz S' do jiného směru - ale při tom objeví se ve všech oněch duhových barvách tak, že obdržíme celou posloupnosť S_1, S_2, S_3 . . . . . takových obrazů S'; každá barva jinak se lámajíc dává svůj obraz na jiném místě. Posloupnosť všech obrazů tvoří spektrum slunce.

Na čistotu barev má vliv též ta okolnosť, zda-li má hranol postavení minimální, t.j. zda-li úchylka hranolem spůsobená jest minimum. Poněvadž zde pro každou barvu úchylka je jiná, může se toto minimum vztahovati jen na určitou barvu, na př. žlutou.

Je tedy pravidlem, že se hranol postaví zkusmo tak, aby žlutá barva měla minimum úchylky.

Spůsob uspořádání, jak byl právě popsán, je pohodlný, když se při experimentování ukazují spektra, jak různými hranoly vznikají; neboť hranoly lze pak rychle vyměňovati, kdežto veškeré uspořádání další zůstane. Při tom lze dobře užíti i velmi malých hranolků, kteréž se pak kladou do té části svazku paprskového, kde je - blíže ohniska čočky - přiměřeně zúžen, a obdrží se spektrum v celé šířce obrazu štěrbiny.

Pokusy takovými lze dokázati, jak při minimálním postavení hranolu (vzhledem k žluté části spektra) závisí deviace t.j. střední úchylka spektra, a disperse t.j. šířka spektra,

a.) na úhlu lámavém hranolu (hranol na př. korunový úhel 30°, 45°, 60°, 75°)

b) na materiálu hranolu (při úhlu lámavém 60° hranol vodní, aethylalkoholový, benzolový, sirouhlíkový, korunový, flintový,

thalliový, křišťálový, vápencový - u obou posledních popřípadě dvojlom -, atd.)

Jde-li naproti tomu o spektrum zvláště čisté, jako na př. když se mají ukazovati čáry Fraunhoferovy, o nichž jedna § následující, je správnější dáti čočku projekční za hranol, aby totiž hranolem prostupovaly paprsky sluneční jak původně jsou, t.j. téměř rovnoběžné a nikoli čočkou konvergentními učiněné. Ovšem že pak žádá se hranol veliké délky, velikých ploch, má-li spektrum býti široké; hranoly takové jsou ovšem dražší.

Čistota spektra při tom stoupá, jednak když je štěrbina užší, jednak když se spektrum promítá dále, aby jeho šířka byla větší, t.j. aby aby se barvy více od sebe oddělily. Ale ovšem jeden i druhý prostředek seslabuje jasnost spektra.

§ 75. Čáry Fraunhoferovy.

Šetří-li se při demonstrování spektra slunečního pravidel v § předešlém vytknutých, a užije-li se hranolu (60°) z lepšího skla flintového, nebo ještě lépe thalliového anebo také sirouhlíkového, ukáže se že posloupnost barev není v tomto spektru nepřetržitá; že barvy neplynou jedna v druhou, nýbrž že jich kontinuita je přerušena velmi četnými, ostrými, tmavými čarami kolmými na délku se spektra. Čáry tyto zovou se čarami Fraunhoferovými.

První jenž je objevil a pozoroval, nebyl sice Fraunhofer, nýbrž Wollaston (1802); nicméně Fraunhofer objevil čáry ty samostatně a pozoroval je a popsal obšírněji.

Aby čáry se objevily v celém rozsahu spektra na stínítku rovinném co možná současně ostrými, dlužno pro projekci užíti čočky achromatické; o této bude jednáno níže.

Hlavní z čar těchto označil Fraunhofer velikými písmenami latinské abecedy; jsou to následující:

A na počátku barvy červené
B téměř uprostřed " "
C na počátku barvy oranžové
D téměř uprostřed " "
E " " " zelené
b Systém tří čar velmi charakteristických v blízkosti čáry E.
F na počátku barvy modré
G na kolmci " "
H v barvě fialové.

Tyto ostré čáry označují nám s velikou přesností určitá místa ve spektru slunečním; každá je jakoby indexem a sice daleko určitějším než by bylo označení barvy; neboť jistá barva na př. zelená jeví se ve spektru v různém odstínění; naproti tomu ukazuje na př. čára E zcela určité místo v této barvě zelené.

Pokusy o rozkladu bílého světla v barvy prováděl v četných způsobech již Newton, i je s podivením, že týž nepozoroval také čáry Fraunhoferovy; že by byly jeho pozornosti ušly, nelze si mysliti; naproti tomu je pravděpodobno, že hranoly, jichž k pokusům svým užíval, nebyly dobře rovinně broušeny a hlazeny.

Po Fraunhoferovi pozoroval čáry ve spektru slunečním Kirchhoff (1861) způsobem velice dokonalým, o němž později bude pojednáno. Týž napočítal mezi A a G již asi 2000 čar více méně jasných a ostrých.

Čáry Fraunhoferovy označujíce určité místo ve spektru odpovídají též určitému exponentu lomu n. Kde tedy jde o nejpřesnější stanovení tohoto exponentu, udává se pro jistou čáru Fraunhoferovu.

§ 76. Disperse.

Exponent lomu n mění se s délkou λ vlny světelné. Zákon dle kteréhož

se mění, musí býti zkoumán na základě skutečných pozorování. O methodách zde užívaných jedná spektrometrie. Pozorováním zjednává se číselný materiál, který pro určitá ústředí k různým délkám λ dává příslušné exponenty lomu n. Při pozorování těchto konají velmi dobré služby čáry Fraunhoferovy tím, že ve spektru naznačují jakoby indexy, kteréž odpovídají určitým délkám λ. Proto jest obyčejem stanoviti exponenty lomu n zvláště pro jednotlivé čáry Fraunhoferovy.

Když výsledky pozorování takových sestavíme tabellárně, anebo když zjednáme si grafické znázornění, ukazuje se, když od čáry A postupujeme dále až k čáře H, že u některých látek exponent lomu je menší a stoupá pozvolna, u jiných pak že je větší a stoupá prudčeji. Ukazuje se dále, že toto stoupání není nikterak stejnoměrné. Když nanášíme λ za úsečku, n za pořadnici, obdržíme křivky pro každou látku jinou, a když sledujeme křivku ve směru od čáry A k čáře H, tedy ve směru zpátečném, ve smyslu ubývajících λ, vidíme, že křivky stoupají dosti nepravidelně. Mathematicky jeví se tato nepravidelnost tím, že je velice nesnadno pro křivky ty nalézti příslušné rovnice, t. j. ono stoupání exponentu lomu n s klesající délkou vlny vyjádřiti relací jistou mezi n a λ.

Za příklad uvádíme relativní exponent lomu n pro jisté sklo korunové a flintové odpovídající různým čarám Fraunhoferovým.

	Silné sklo flintové (borové)	Slabší sklo flintové	Sklo korunové
B	1,7697	1,6277	1,5258
C	1,7718	1,6297	1,5268
D	1,7777	1,6350	1,5296
E	1,7853	1,6420	1,5330
F	1,7924	1,6483	1.5361
G	1,8062	1,6603	1,5417
H	1,8186	1,6710	1,5465

Pozorovatel.

(Dutiron), (Fraunhofer).

Je patrno, že ústředí, u něhož průměrná hodnota exponentu lomu – nebo hodnota odpovídající střední části spektra, na př. čáře E a pod. – je větší, dává větší deviaci.

Co se však disperse týče, o té rozhoduje, jak prudce se exponent lomu mění s délkou vlny. Abychom zde obdrželi jednoduchá čísla ke srovnání, stanovíme tuto změnu od čáry B k čáře H, tedy stanovíme

$$\text{dispersi} = n_H - n_B.$$

Dle toho by tedy byla disperse:

onoho silného skla flintového = 0,0489
" slabšího " " = 0,0433
" skla korunového = 0,0207.

Patrně, že tím obdržíme jakousi dispersi průměrnou.

Podobně se udává:

n	Voda 18° C	Sírouhlík (24° C)
B	1,3309	1,6114
H	1,3442	1,6956
Disperse =	0,0133	0,0832

Důležitá je však poznámka následující. Disperse látek nestoupá stejným krokem s lámavostí. Ta je na př. disperse onoho silného skla flintového proti dispersi skla korunového více než dvojnásob tak veliká — máme zde čísla 0,0489 proti 0,0207; naproti tomu lámavost není v tom poměru větší; pro čáru D máme zde čísla 1,7777 proti 1,5296.

Sklo flintové láme tedy světlo ovšem silněji než korunové, ale poměrně daleko silněji je rozkládá.

Z toho následuje: Máme-li dva hranoly (různých úhlů lámavých), flintový a korunový, a dávají-li (na př. pro čáru D) stejnou deviaci, tedy převládá značně disperse hranolu flintového.

Naopak, dávají-li stejnou dispersi, pak zase převládá deviace hranolu korunového.

Tyto poznámky jsou důležité pro otázku hranolů (a tedy i čoček) achromatických. Pozoruhodno je, že na př. sírouhlík má menší lámavost, ale větší dispersi oproti sklu flintovému.

Když hranolem sobě zjednáme spektrum, jeví se — při určitém úhlu lámavém na př. 60° — větší disperse materialu tím, že — při určitém postavení

stínítka — je délka spektra od čáry B k čáře H větší. To znamená, že změna deviace δ je větší, když od exponentu n čáry B postoupíme k exponentu n čáry H. Také zde odpovídá úhrnná délka spektra dispersi průměrné.

Jinak, počítá-li se disperse tato pro intervally dané jednotlivými čarami Fraunhoferovými, a srovnává-li se pak s intervally odpovídajícími délkám vlny, ukazuje se, že disperse není ve spektru rozdělena stejnoměrně, nýbrž že stoupá směrem k fialovému konci spektra. Jest tedy spektrum čím dále sem, tím více poměrně roztáhlejší.

Věc tato objasní se nejlépe číselně konkrétním příkladem.

Volme hranol z toho silného skla flintového (borového), pro které nahoře jsou exponenty lomu různým čarám Fraunhoferovým odpovídající udány. Úhel lámavý φ budiž $= 60°$. Postavme dále pro čáru D do polohy minimální. Z podmínky této udá se jednoduše úhel dopadu α světla bílého.

Neboť je pak:

$$\beta = \tfrac{1}{2}\varphi,$$

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\frac{\varphi}{2}} = n.$$

Z toho:

$$\sin\alpha = n \sin\frac{\varphi}{2}.$$

Pro $n = 1,7777$ vychází $\alpha = 62°43',7$.

Majíce tímto spůsobem určený dopad, počítejme, jak postupují dále hranolem paprsky různým čarám Fraunhoferovým odpovídající, dle rovnic:

α dáno $= 62°43',7$

β dle $\sin\beta = \dfrac{\sin\alpha}{n}$

β' " $\beta + \beta' = \varphi$

α' " $\sin\alpha' = n \sin\beta'$

δ " $\delta = \alpha + \alpha' - \varphi$.

Počet dává výsledky následující:

$\alpha = 62°43',7$

δ minimum pro D.

Čára	n	β	β'	α'	δ	λ $\mu\mu$
A						759,4
B	1,7697	30° 9,0	29° 51,0	61° 44,5	64° 28,2	686,7
C	1,7718	30 6,6	29 53,4	62 0,0	64 43,7	656,3
D	1,7777	30 0,0	30 0,0	62 43,7	65 27,4	589,3
E	1,7853	29 51,6	30 8,4	63 41,5	66 25,2	527,0
F	1,7924	29 43,8	30 16,2	64 37,3	67 21,0	486,1
G	1,8062	29 28,7	30 31,3	66 32,2	69 15,9	430,8
H	1,8186	29 15,5	30 44,5	68 22,4	71 6,1	396,9

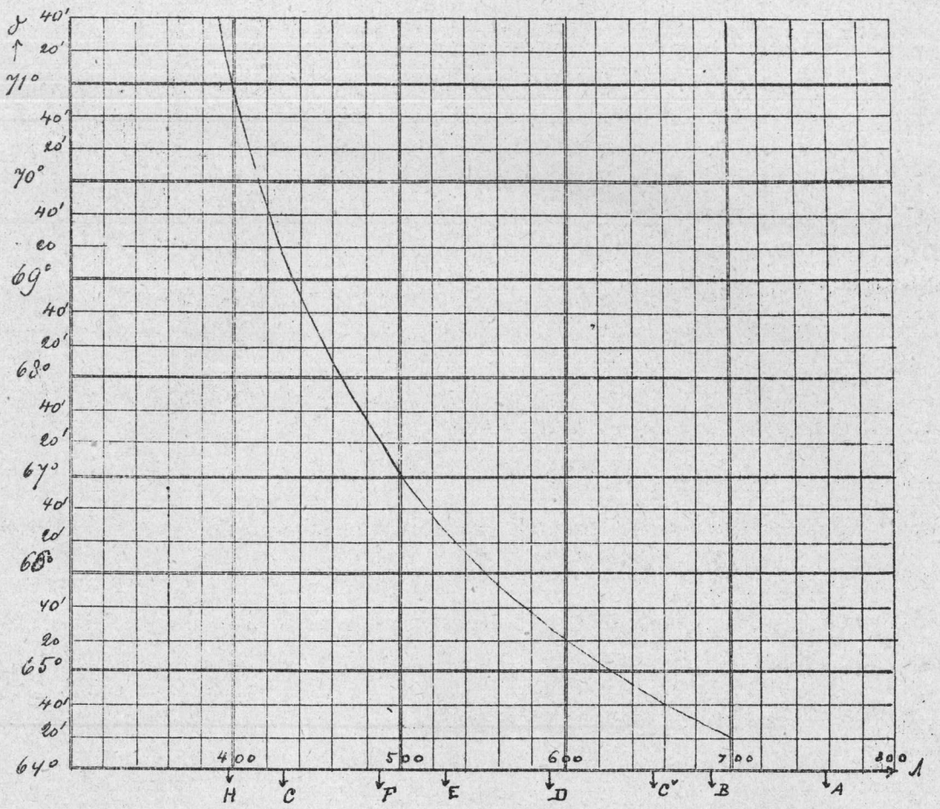
Abychom souvislosť deviace δ s délkou vlny jednoduše přehlédli, sestrojme příslušný diagramm nanášejíce za úsečku λ a za pořadnici δ. Tak vznikl obr. 113. Deviace δ je nanášena od hodnoty 64° počínajíc, rovněž délka vlny od hodnoty 300 $\mu\mu$ počínajíc, aby diagramm nenabyl velikých rozměrů; však se jedná jen o rozdílové hodnoty.

Křivka je velice poučnou. Vidíme, jak prudce stoupá deviace, když se blížíme konci spektra fialovému. Křivkou je lépe než slovy znázorněno, že ve spektrech hranolových nejsou barvy stejnoměrně rozloženy. Tím se důležitě rozeznávají od spekter mřížkových, u nichž na místě dispersní křivky nastupuje přímka, kde tedy rozložení barev je stejnoměrné, t. j. úměrné délce vlny, pro kterouž příčinu se spektra mřížková zovou normálními.

(* §77. Pokračování. Disperse lokální. *)

(* Kdybychom znázornili graficky, jak se mění úhel α', — pod kterým paprsky z hranolu opouští druhou lámavou plochu — s exponentem lomu n pro různé λ, obdrželi bychom křivku; se stoupajícím n by též stoupal α'. Avšak nikoli dle zákona přímky, nýbrž nějaké křivky. Proto také rychlost tohoto stoupání, t. j. $\frac{d\alpha'}{dn}$, by byla pro různé n různá. Tato rychlost stanoví dispersi lokální, t. j. pro určité místo ve spektru.

ob. 113.



Abychom seznali, jak se hranolem utváří disperse lokální ve spektru, sestavíme rovnice pro hranol platící a hledáme differenciací výraz $\frac{d\alpha'}{dn}$. Počet stojí takto:

Rovnice dané:

$$\sin\alpha = n \cdot \sin\beta$$
$$\sin\alpha' = n \sin\beta'$$
$$\beta + \beta' = \varphi .$$

Differenciací vyjde:

$$\cos\alpha \, d\alpha = n \cos\beta \, d\beta + \sin\beta \, dn$$
$$\cos\alpha' \, d\alpha' = n \cos\beta' \, d\beta' + \sin\beta' \, dn$$
$$d\beta + d\beta' = 0.$$

Ze tří rovnic snadnou vyloučíme $d\beta$ a $d\beta'$ hledíce k poslední rovnici. Násobíce prvou výrazem $\cos\beta'$, druhý výrazem $\cos\beta$ a sečtouce obdržíme

$$\cos\alpha\cos\beta' d\alpha + \cos\alpha'\cos\beta\, d\alpha' = \sin\varphi\, dn$$

čili

$$\cos\alpha\cos\beta'\frac{d\alpha}{dn} + \cos\alpha'\cos\beta\frac{d\alpha'}{dn} = \sin\varphi .$$

Odvozujíce tuto rovnici předpokládali jsme, že by také bylo α různé pro různé n, t. j. že by na hranol dopadalo světlo již rozložené – tedy spektrum.

Rovnice pak udává, jak se původní lokální disperse $\frac{d\alpha}{dn}$ hranolem mění v novou $\frac{d\alpha'}{dn}$.

Rovnice je symmetrická vzhledem k $\alpha, \beta, \alpha', \beta'$ –, t. j. postup paprsků lze obrátiti.

Pro ten jednodušší případ, kdy na hranol nedopadá světlo již rozložené, nýbrž bílé, t. j. kdy $\frac{d\alpha}{dn} = 0$, obdržíme dispersi $\frac{d\alpha'}{dn'}$, hranolem teprvé spůsobenou, z rovnice:

$$\frac{d\alpha'}{dn} = \frac{\sin\varphi}{\cos\alpha'.\cos\beta} .$$

Je tedy viděti, že se lokální disperse ve spektru hranolem spůsobeném od místa k místu mění, ovšem nikoli dle jednoduchého zákona; neboť když roste n, klesá β a stoupá α', tudíž stoupá $\cos\beta$ a klesá $\cos\alpha'$, takže v součinu obou nelze bez dalšího vyšetření si utvořiti představu, jak se mění. – K objasnění toho počítáme dispersi lokální pro ten hranol borový, který jsme v § předcházejícím propočítali, hledíce k různým čarám Fraunhoferovým. Výsledek počtu ukazuje tabulka následující.

$\alpha = 62° 43,7$

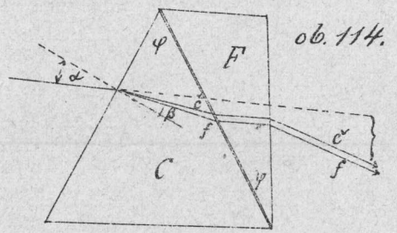
Čáry.	n	β	α'	$\frac{\sin\varphi}{\cos\beta\cos\alpha'}$
B	1,7697	30° 9,0	61° 44,5	1,2213
C	1,7718	6,6	62 0,0	1,2312
D	1,7777	0,0	43,7	1,2600
E	1,7853	29 51,6	63 41,5	1,3009
F	1,7924	43,8	64 37,3	1,3435
G	1,8062	28,7	66 32,2	1,4425
H	1,8186	15,5	68 22,4	1,5550

Vidíme z těchto číselných dat, že disperse lokální $\frac{d\alpha'}{dn}$ (což je totéž jako $\frac{d\delta}{dn}$) stoupá, když se blížíme k fialovému konci spektra. *)

§ 78. Hranoly achromatické.

Jak jsme viděli, má hranol dvojí účinek: deviaci a dispersi. Jednak totiž uchyluje se jím paprsek bílého světla z původního směru, jednak se rozkládá v barvy. Je otázka, zdali je možno docíliti účinku jednoho a vyhnouti se druhému, tedy zdali je možno docíliti deviace bez disperse – hranoly achromatické – anebo disperse bez deviace – hranoly přímohledné.

Hranol achromatický skládá se ze dvou hranolů, jednoho korunového C s větším lámavým úhlem φ a druhého flintového F s menším úhlem lámavým ψ a obráceně postaveného. Oba jsou kanadským balsámem k sobě přituceleny (obr. 114.)



ob. 114.

Sklo flintové rozkládá světlo silněji než korunové; možno tudíž při hranolu F docíliti jíž menším úhlem ψ téže disperse, jako ji dává hranol C s velkým úhlem, následkem čehož při opáčném postavení hranolu F se disperse hranolu C opět ruší. Úchylka však hranolem C spůsobená zmenší se značně hranolem F, avšak neruší se úplně, poněvadž lámavost skla flintového není v té míře větší jako jest větší jeho síla rozkladná. Zde má platnost poznámka v § předešlém v příčině achromasie uvedená.

Obr. 114. ukazuje, jaký je asi chod paprsků krajních, červeného a fialového, v takovém hranolu achromatickém.

Lomem na hranolu korunovém paprsky červený a fialový divergují; při přechodu do hranolu flintového, kde lom se děje obráceně, se poněkud již srovnají – jich divergence se značně umenší –, až konečně vycházejíce do vzduchu postupují zcela rovnoběžně – předpokládajíc, že jsou úhly lámavé obou hranolů správně určeny.

Zbývající deviace je ve smyslu hranolu korunového.

(* §79. Pokračování. – Řešení počtem. *)

(* Důležita jest úloha hranol achromatický počítati. Dán je při tom materiál, t.j. sklo korunové a flintové; exponent lomu n a n' musí pro různé čáry Fraunhoferovy býti znám. Může dále býti dán lámavý úhel φ hranolu korunového, a může se žádati, aby paprsek bílý v počítaném úhlu α na hranol tento dopadající vycházel opět jako bílý z hranolu achromatického. Jde pak o to, počítati úhel ψ hranolu flintového.

V následujícím uvažuje se na řešení úkolu tohoto jen přibližné.

Učiň se totiž úhel ψ tak, aby paprsky krajní, t.j. červený (B Fraunhofer) a fialový (H Fraunhofer) rovnoběžně z hranolu flintového vycházely.

Jsou pak velmi přibližně také ostatní paprsky mezi těmi krajními obsažené rovněž rovnoběžně, tak že nevznikne již žádná disperse.

Když se úkol takto již zpředu zjednodušší, stává se jeho řešení velmi jednoduchým.

Dány jsou tedy:

Exponenty skla korunového n_B a n_H

" " flintového n'_B a n'_H.

Úhel lámavý hranolu korunového φ

Úhel dopadu na hranol korunový α.

Nyní se počítá – a sice pro čáru Fraunhoferovu B (světlo červené) i pro čáru Fraunhoferovu H (světlo fialové)

úhel β_B a β_H dle $\sin\beta = \frac{\sin\alpha}{n}$,

" β'_B a β'_H " $\beta+\beta' = \varphi$

" γ_B a γ_H " $\frac{\sin\gamma}{\sin\beta'} = \frac{n}{n'}$.

Označí-li nyní ψ neznámý lámavý úhel hranolu flintového, pak jest $\psi-\gamma$ úhel dopadu na poslední lámavou plochu.

Je-li α' úhel lomu, platí rovnice

$$\frac{\sin\alpha'}{\sin(\psi-\gamma)} = n' ;$$

i musí úhel α' býti týž jak pro B tak i H, t.j. musí býti součin $n'\sin(\psi-\gamma)$ týž pro B i pro H. Činí dostáváme rovnici podmiňující achromasii:

$$n'_B \sin(\psi-\gamma_B) = n'_H \sin(\psi-\gamma_H),$$

ze které se ψ má počítati.

Nejjednodušeji se upraví rovnice takto:

$$\frac{\sin(\psi-\gamma_B)}{\sin(\psi-\gamma_H)} = \frac{n_H}{n_B}.$$

$$\frac{\sin(\psi-\gamma_B)+\sin(\psi-\gamma_H)}{\sin(\psi-\gamma_B)-\sin(\psi-\gamma_H)} = \frac{n_H+n_B}{n_H-n_B}$$

$$\frac{2\sin\left(\psi-\frac{\gamma_B+\gamma_H}{2}\right)\cdot\cos\frac{\gamma_H-\gamma_B}{2}}{2\cos\left(\psi-\frac{\gamma_B+\gamma_H}{2}\right)\cdot\sin\frac{\gamma_H-\gamma_B}{2}} = \frac{n_H+n_B}{n_H-n_B},$$

z toho pak:

$$\operatorname{tg}\left(\psi-\frac{\gamma_B+\gamma_H}{2}\right) = \frac{n_H+n_B}{n_H-n_B}\operatorname{tg}\frac{\gamma_H+\gamma_B}{2},$$

z kteréžto rovnice se ψ pohodlně logarithmicky počítá.

Rovnice tato je odvozena na základě relace

$$\gamma+\gamma' = \psi,$$

kteráž je analogická s relací

$$\beta+\beta' = \varphi.$$

Může se pak státi, že úhel γ' vypadne negativní – jako také v obrazci 115 je naznačeno – tak že pak je

$$\gamma-\gamma' = \psi.$$

To záleží na úhlu α. V počtu se to hned ukáže, zdali je difference

$$\gamma_H-\gamma_B$$

positivní neb negativní. Když že vypadne negativní, platí

$$\gamma' = \gamma-\psi,$$

a difference $\psi-\frac{\gamma_B+\gamma_H}{2}$ změní znaménko.

Nejlépe objasní se postup počtu příkladem.

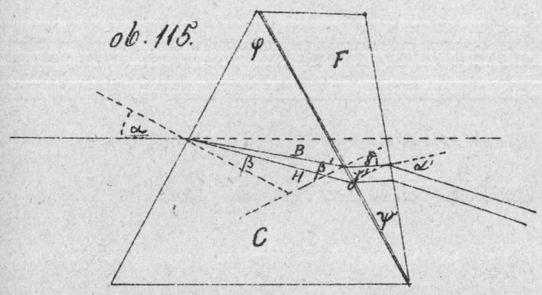
Budiž jakožto material dán.

Hranol korunový toho způsobu, jak nahoře byly exponenty lomu udány, totiž: $n_B = 1,5258$, $n_H = 1,5465$.

Úhel lámavý $\varphi = 60°$.

Kompensující hranol flintový budiž ze skla borového, pro které nahoře udáno $n'_B = 1,7697$, $n'_H = 1,8186$.

ob. 115.



Úhel dopadu α budiž $= 30°$

Počet se provede pro čáru B i H. Postup ukazuje tabulka následující:

pro čáru B	pro čáru H
$\alpha = 30°$	$\alpha = 30°$
$n = 1,5258$	$n = 1,5465$
$\beta = 19° 7' 44,''6$	$\beta = 18° 51' 47,''8$
$\beta' = 40\ 52\ 15,4$	$\beta' = 41\ 8\ 12,2$
$n' = 1,7697$	$n' = 1,8186$
$\gamma = 34° 20' 41,''8$	$\gamma = 34° 0' 58,''7$

$$\psi = 22° 17' 42,''7$$

$\gamma' = \gamma - \psi = 12° 2' 59,''1$	$\gamma' = \gamma - \psi = 11° 43' 16,''0$
$\alpha' = 21\ 40\ 52,8$	$\alpha' = 21.\ 40\ 53,0$

$$\delta = \alpha + \alpha' - (\varphi - \psi) = 13° 58' 36''$$

Kontrola počtu dána je úplnou schodou uhlů α'_B a α'_H.

V příčině úchylky δ působí hranol achromatický tak, jako hranol obyčejný úhlu lámavého $\varphi - \psi$ a jistého exponentu lomu; proto je rovnice pro δ formálně táž jako pro hranol obyčejný,

totiž $\delta = \alpha + \alpha' -$ úhel lámavý zde $(\varphi - \psi)$. *)

§ 80. Pokračování. Řešení konstrukcí.

Velmi jednoduše a elegantně řeší se úkol hranolu achromatického konstrukcí. Objasníme způsob tohoto řešení tím, že je provedeme právě pro týž případ, který jsme v předešlém § početně řešili:

Data konstrukce jsou:

Čáry	hranol korunový	hranol flintový
B	1,5258	1,7697
H	1,5465	1,8186

Připomeňme sobě konstrukci Reuschovou pro hranol.

Sestrojme kruh poloměrem 20 mm společný oběma hranolům platícím pro ústředí vzduch.

Pak pro hranol korunový kruhy poloměry

20 mm × 1,5258 = 30,52 mm pro čáru B,
20 " × 1,5465 = 30,93 " " H,

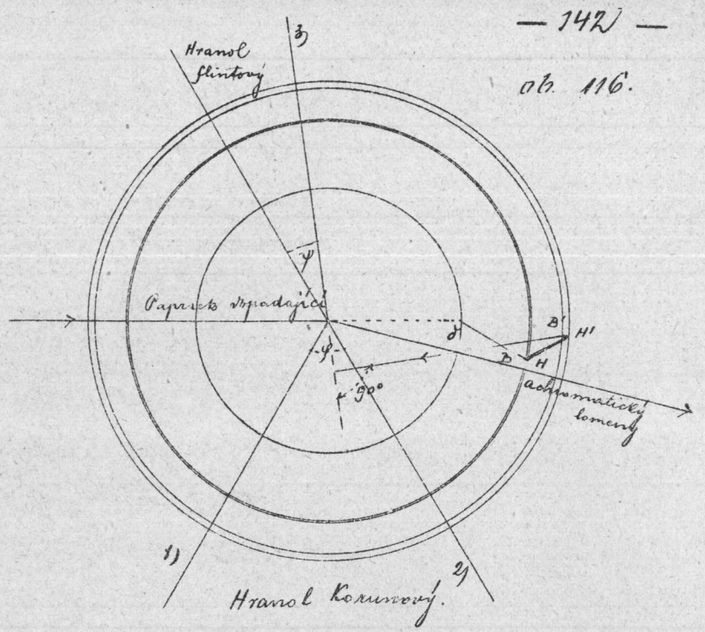
a pro flintový kruhy poloměry

20 mm × 1,7697 = 35,39 pro čáru B
20 " × 1,8186 = 36,37 " " H.

Tím je vše pro konstrukci připraveno (obr. 116.)

Při studiu podrobnějším by se odporučovaly rozměry poněkud větší, aby ony kruhy pro B a H více od sebe se rozestouply — tedy na př. pro vnitřní kruh poloměr 30 cm.

Volme nyní paprsek dopadající mířící k hraně O. Prodlužme až ke kruhu vnitřnímu pro vzduch platícímu a od průsečíku postupme ve směru kolmice dopadu na rovinu 1) ke kruhům B a H pro hranol korunový; odtud však hned dále ve směru kolmice dopadu na rovinu 2) ke kruhům B' a H' pro hranol flintový. Aby nyní paprsky bodům B' a H' odpovídající se při lomu rovinou 3) hranolu flintového spojily, musí patrně tato rovina býti kolmá ke směru přímky B H' spojující ony průsečíky na kruzích



obr. 116.

pro hranol flintový platících. V tom jest vlastní jádro konstrukce.

Polohu roviny 3) a tím úhel φ hranolu flintového těsně ke korunovému přiléhajícího je tak ihned určeno.

Zároveň jest ihned dán paprsek achromaticky vycházející a úchylka δ.

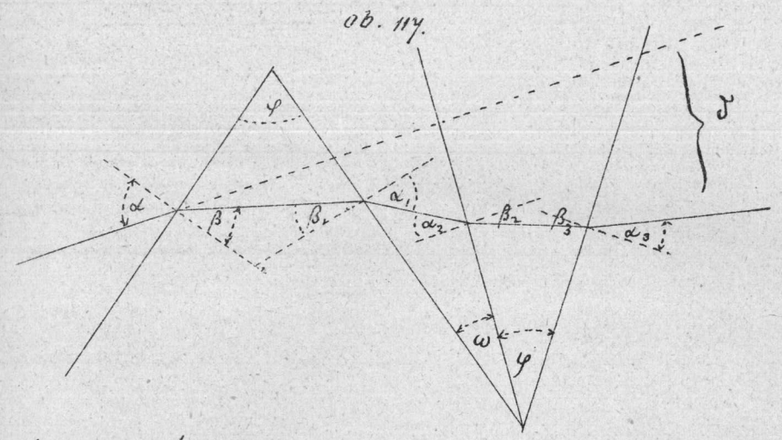
(* §. 81. Dokončení. Řešení přesné. *)

(* Mathematicky přesné a všeobecné řešení achromasie vychází od dat následujících.

Jest dán hranol korunový úhlu φ. K tomuto jest obráceně přiřazen před úhlem ω hranol flintový úhlu ψ. Vzpředu předpokládá se tedy, že by hranol flintový těsně přiléhal ke korunovému (obr. 117.)

Postup paprsku, který před úhlem α na hranol korunový dopadá, je stanoven soustavou rovnic následujících:

α	libovolné		
β	určeno rovnicí	$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = n$	
β_1	" "	$\beta + \beta_1 = \varphi$	
α_1	" "	$\frac{\sin\alpha_1}{\sin\beta_1} = n$	
α_2	" "	$\alpha_1 - \alpha_2 = \omega$	
β_2	" "	$\frac{\sin\alpha_2}{\sin\beta_2} = n'$	
β_3	" "	$\beta_2 + \beta_3 = \psi$	
α_3	" "	$\frac{\sin\alpha_3}{\sin\beta_3} = n'$	



obr. 117.

K těmto rovnicím přistoupí nyní ještě rovnice vyjadřující podmínku achromasie.

Tuto obdržíme úvahou následující.

Dokázali jsme větu: Hranolem jakýmkoliv lámavého úhlu φ změní se daná

disperse $\frac{d\alpha}{dn}$ v novou disperzi $\frac{d\alpha'}{dn}$ dle rovnice:

$$\cos\alpha\cos\beta'\frac{d\alpha}{dn} + \cos\alpha'\cos\beta\frac{d\alpha'}{dn} = \sin\varphi.$$

V této rovnici dlužno applikovati dvakrát, jednou na hranol korunový, podruhé flintový. Pro hranol korunový je při tom $\frac{d\alpha}{dn} = 0$, poněvadž dopadá na něj světlo bílé nerozložené. — Pro hranol flintový je analogicky $\frac{d\alpha'}{dn} = 0$, poněvadž má vycházeti světlo bílé, t. j. opětně složené.

Dosadíce příslušné indexy obdržíme tedy:

Pro hranol korunový:

$$\cos\alpha_1\cos\beta\cdot\frac{d\alpha_1}{dn} = \sin\varphi;$$

pro hranol flintový:

$$\cos\alpha_2\cos\beta\cdot\frac{d\alpha_2}{dn} = \sin\psi$$

Poněvadž je

$$\alpha_1 - \alpha_2 = \omega$$

čili

$$d\alpha_1 - d\alpha_2 = 0,$$

vyjde

$$\sin\varphi\cdot\cos\alpha_2\cos\beta_3\,dn - \sin\psi\cos\alpha_2\cos\beta\,dn' = 0.$$

To jest ona hledaná rovnice formulující achromasii.

Avšak rovnici této nutno bylo vyhověno pro každé λ.

Tím že k hořejšímu rovnicím přistoupí ještě tato nová, jest jedna veličina již ostatními určena — nelze ji volně disponovati, tedy na př φ nebo α.

Avšak má-li řešení býti dokončeno, musí se místo dn a dn' dosaditi příslušné hodnoty konečné. To lze jen, když je známo, jak se u obou určitých materiálů mění exponent lomu s délkou vlny.

Za příklad uvedme formuli Cauchyho, která je jednoduchou. Dle této klademe:

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}$$

a počítáme pro jistý materiál konstanty A, B, C.

Pak by bylo:

$$\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{2B}{\lambda^3} - \frac{4C}{\lambda^5}$$

a podobně:

$$\frac{dn'}{d\lambda} = -\frac{2B'}{\lambda^3} - \frac{4C}{\lambda^5}$$

Tyto výrazy by se musily dosaditi do hořejší rovnice a musilo by jí býti vyhověno pro každé λ.

Patrně by tím vznikly rovnice dvě (koefficienty s $\frac{1}{\lambda^3}$ by prostě se musily rovnati a prostě koefficienty s $\frac{1}{\lambda^5}$).

Kdybychom přestali jen na tvaru

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2}$$

přibližném, pak by bylo

$$\frac{dn}{d\lambda} = -\frac{2B}{\lambda^3},$$

t. j. činnou B, kteréž by se tedy v hořejší rovnici musilo zavésti.

Není-li B známo, pak se určí ze dvou hodnot, na př. pro n_B (červené) n_H (fialové); patrně jest:

$$n_H - n_B = B\left[\frac{1}{\lambda^2_H} - \frac{1}{\lambda^2_B}\right]$$

a podobně

$$n'_H - n'_B = B'\left[\frac{1}{\lambda^2_H} - \frac{1}{\lambda^2_B}\right].$$

Tyto differencee exponentu lomu by se pak mohly do hořejší

rovnice zavésti na místě dn a dn' přibližně.

Bylo by pak:

$$\frac{n'_H - n'_B}{n_H - n_B} = \frac{\sin\varphi \cos\alpha_2 \cos\beta_3}{\sin\varphi \cos\alpha_1 \cos\beta}.$$

Je-li pak, jakož jsme v příkladech konkrétních předpokládali, $\omega = 0$, t. j. $\alpha_1 = \alpha_2$, zjednoduší se rovnice tato v následující:

$$\frac{n'_H - n'_B}{n_H - n_B} = \frac{\sin\varphi \cos\beta_3}{\sin\varphi \cos\beta}$$

Když se tedy na př. hledá φ, bylo by

$$\beta_3 = \varphi - \beta_2$$
$$\cos\beta_3 = \cos\varphi\cos\beta_2 + \sin\varphi\sin\beta_2$$
$$\frac{\cos\beta_3}{\sin\varphi} = \cot\varphi\cos\beta_2 + \sin\beta_2,$$

tedy: $\cot\varphi = -\operatorname{tg}\beta_2 + \frac{n'_H - n'_B}{n_H - n_B} \cdot \frac{\cos\beta}{\sin\varphi \cdot \cos\beta_2}$;

β_2 je týž úhel, který jsme dříve označili písmenem γ. *)

§ 82. Hranoly průmohledné.

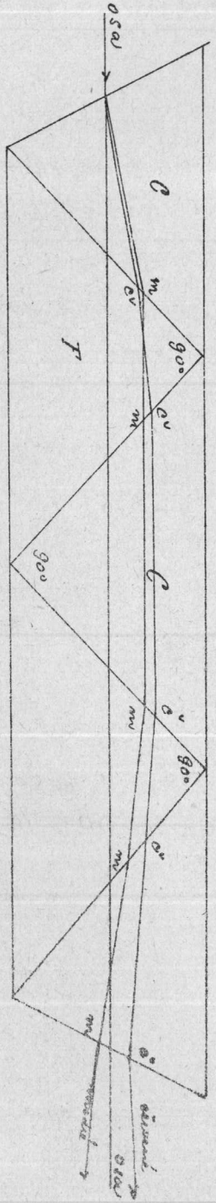
U hranolů, které průmohledními zovemee, je naopak odstraněna úchylka, ale podržena disperse. Hranol průmohledný sestavuje se kombinováním hranolů flintových F a korunových C, dva flintové jsou uprostřed a mezi ně se vkládají tři korunové (obr. 118.) Tři vnitřní hranoly jsou vždy pravoúhlé; vnější korunové mohou býti buď též pravoúhlé, nebo se jsou tupoúhlé.

Rozumí se samo sebou, že u hranolu průmohledného může jen jediný paprsek — na př. zelený — procházeti přímo — ostatní pak lámou se v jedné i druhé straně.

Takovéto hranoly připojují se k dalekohledům k účeli pozorování spektrálních u hvězd, vlasatic a pod., a mají tu výhodu, že se při tom hledí se směru přímo proti předmětu pozorovanému.

Obraze 118. ukazuje chod paprsků přímohledným hranolem složeným ze 2 hranolů flintových a tří hranolů korunových.

ob. 118.



§83. Rozklad světla při lomu plochami sférickými. Aberrace chromatická čoček.

Dálka ohnisková f čočky nekonečně neb aspoň velice tenké jest dána výrazem:

$$f = \frac{1}{n-1} \cdot \frac{r_1 r_2}{r_1 + r_2}.$$

Ve výrazu tomto přichází — mimo veličiny konstantní $r_1 r_2$ — též exponent lomu n a to v differenci $n-1$. V této značí 1 exponent lomu vzduchu, poněvadž je n exponentem relativním. Výraz $n-1$ značí tedy přebytek exponentu skla nad exponent vzduchu. Tento se však mění s qualitou světla. Z toho plyne, že dálka ohnisková čočky není stejná pro světlo červené a fialové, že tedy každé barvě přísluší zvláštní ohnisko. Jak velké jsou změny v dálce ohniskové pro různé druhy světelné, závisí ovšem na qualitě skla (neb vůbec materiálu), z něhož je čočka broušena. Při tom je pozoruhodna okolnost následující. Jak již jednou podotčeno, nejsou percentuální změny exponentu lomu n pro různé barvy tak značné — na nejvýš 5 procent.

Zde však nepřichází veličina n sama, nýbrž

$$n-1,$$

a tu ovšem jsou procentuální změny tohoto rozdílu, tohoto přebytku nad 1, značně větší. Tak je na př. pro silné sklo flintové, jak již jednou uvedeno,

$n_B = 1,741$ $\quad n_H = 1,811$

difference $= 0,070$ t.j. asi 4%;

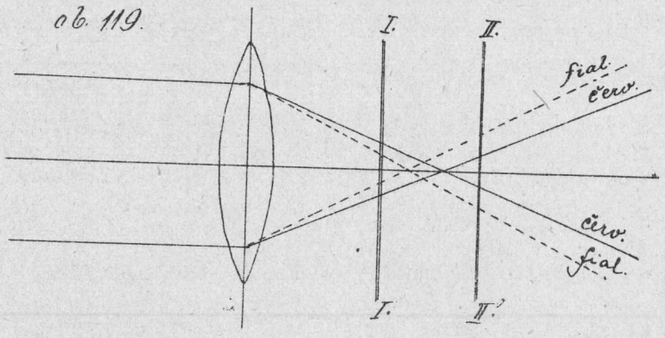
naproti tomu $n_B - 1 = 0,741$ $\quad n_H - 1 = 0,811$

difference $= 0,070$ t.j. skoro 10%.

Poněvadž se tedy výraz pro f řídí přebytkem lámavosti $n-1$ skla nad vzduch, tedy jsou také procentuální difference v dálce ohniskové f pro různé barvy téže velikosti, t.j. pro sklo flintové 9–10%, pro sklo korunové činí jen 4–5%, tedy asi polovičku.

Dopadají-li tudíž na čočku paprsky bílé rovnoběžně, t.j. z bodu nekonečně vzdáleného, nesbíhají se v bodě jediném, nýbrž v celém pásmu bodů na ose ležících, z nichž ten je čočce nejbližší, ve kterém se sbíhají paprsky fialové, a ten je od čočky nejvzdálenější, ve kterém se sbíhají paprsky červené (obr. 119.) Tím se vysvětluje úkaz, který zvláště při světle slunečním pěkně můžeme pozorovati. Zachytíme-li tyto paprsky na bílou stěnu před ohniskem (stěna I), obdržíme kruhy červeně lemované; naopak na bílé stěně za ohniskem (stěna II) kruhy modravě lemované.

ob. 119.



A jako paprsky parallelní, tak také paprsky bílého světla divergentní, t.j. od blízkého nějakého bodu svítícího vycházející nesbíhají se v jediném bodě, nýbrž následkem rozkladu světla při lomu sbíhají se paprsky každé barvy v bodě zvláštním.

A jde-li o obrazy bílých předmětů, vznikají pro každou barvu, kteráž ve světle bílém je obsažena, příslušné obrazy v různých vzdálenostech, následkem čehož, když se všechny na téže ploše zachytí a tím kryjí, vznikají přece barevné obrysy obrazu.

Pravíme, že čočky mají (vedle aberrace sférické) aberraci chromatickou. Tuto vadu čoček lze odstraniti, t.j. sestrojiti čočky achromatické.

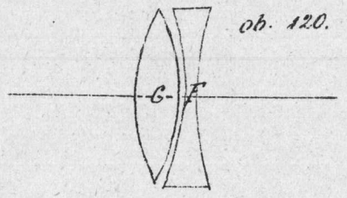
Základem této možnosti jsou tytéž úvahy, které jsme učinili v příčině

zhotovení achromatického hranolu v § předcházejícím.

Mějmež čočku bikonvexní ze skla korunového. Tato láme paprsky a zároveň je rozkládá, lámajíc paprsky fialové silněji než červené.

Tento rozklad můžeme kompensovati čočkou rozptylnou ze skla flintového, t. j. můžeme paprsky barevné přivésti do téhož směru. Při tom se ovšem také lom zmenší, ale nekompensuje se úplně proto, poněvadž sklo flintové poměrně silněji světlo rozkládá než je silněji láme u porovnání se sklem korunovým, tak že jistý lom ještě zůstává. Čočka achromatická v úpravě nejjednodušší je tedy ta, jak ji znázorňuje obr. 120. – Čočka flintová bývá často plankonkávní, jejíž rovina bývá pak obrácena směrem k předmětu.

(ku př. u mikroskopů)



ob. 120.

Čoček užívá se v optice při rozmanitých apparátech. Účelem jejich jest na místě jistého světlého předmětu substituovati jeho obraz, který čočkami vzniká. – Má-li obraz tento býti jen virtuálný, musí vzdálenost předmětu od čočky býti v mezích 0 . . . f, má-li býti reálný a zvětšený, musí tato vzdálenost býti v mezích f . . . . 2f; má-li konečně býti reálný a zmenšený, v mezích 2f . . . . ∞. Obraz reálný je vždy obrácený, obraz virtuálný vždy přímý.

Ve všech těchto případech užívá se čoček achromatických, aby obraz byl prost barevných okrajů; zejména v některých případech (dalekohledy, drobnohledy) jest otázka achromasie pro výkonnost přístroje velice důležitou.

(* Budiž dána spojná čočka I bikonvexní velice tenká, na př. korunová, optické mohutnosti $\frac{1}{f}$, kteráž je dána jakožto součin

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right);$$

jeden faktor $\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}$ odpovídající střední (dvojnásobné) křivosti čočky jest nezávislý na qualitě světla; jenom faktor $n-1$ ukazuje, že čočka má pro každý exponent lomu jinou délku ohniskovou.

Kombinujme čočku tuto s druhou II velmi tenkou jiného materiálu, na př. flintovou, pro níž je podobně

$$\frac{1}{f'} = (n'-1)\left(\frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4}\right).$$

Kombinace má optickou mohutnost $\frac{1}{F}$ rovnající se součtu mohutností čoček daných t. j.

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{f} + \frac{1}{f'}$$

Tato kombinace by byla přísně achromatickou, kdyby výraz $\frac{1}{F}$ byl pro všechny barvy, t. j. délky vlny λ, tudíž i pro všechny exponenty n a n', kteréž jsou tou délkou podmíněny, konstantním.

Mathematicky se požadavek tento formuluje rovnicí:

$$\frac{\partial}{\partial \lambda} \frac{1}{F} = 0.$$

Provedení differenciace vedlo by k výrazům:

$$\frac{\partial n}{\partial \lambda}, \quad \frac{\partial n'}{\partial \lambda};$$

i musila by závislost exponentů n a n' na λ býti známou, musila by rovnicí býti vyjádřena, aby se pak naznačené differenciace daly provésti.

Rovnice takové bývají však velmi zřídka známy – neboť pro závislost exponentu lomu na délce vlny existují jen empirické rovnice – více méně theorií odůvodněné – jichž konstanty lze počítati jen na základě četných měření exponentu lomu, na př. pro různé čáry Fraunhoferovy, methodou nejmenších čtverců, tedy způsobem dosti obtížným.

Takovou rovnicí je na př. Cauchyho: $n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} + \ldots$

Pro účely naše postačí problém restringovati, a sice podobným způsobem jako se stalo pro hranoly achromatické.

Postačí totiž žádati, aby výraz $\frac{1}{F}$

byl identický pro kraje spektra, na př. pro čáry Fraunhoferovy B a H, tedy aby bylo

$$\frac{1}{F_B} = \frac{1}{F_H}$$

čili $$\frac{1}{F_K} - \frac{1}{F_B} = 0.$$

Jest však: $$\frac{1}{F_B} = (n_B - 1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) + (n'_B - 1)\left(\frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4}\right)$$

$$\frac{1}{F_K} = (n_K - 1)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) + (n'_K - 1)\left(\frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4}\right)$$

Odečteme-li tedy obě rovnice, obdržíme:

$$0 = (n_K - n_B)\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) + (n'_K - n'_B)\left(\frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4}\right),$$

a z toho jakožto formulaci hořejší podmínky:

$$\frac{\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}}{\frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4}} = -\frac{n'_K - n'_B}{n_K - n_B}.$$

Podmínka achromasie v hořejším (rostlinovaném) smyslu stanoví tedy, v jakém poměru má býti summární křivost $\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right)$ a $\left(\frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4}\right)$ jedné a druhé čočky. Znamení – ukazuje, že je-li jedna čočka pozitivní (sběrnou), musí druhá býti negativní (rozptylnou). Místo zakřivení summárního vzorem se může bráti (s koefficientem $\frac{1}{2}$) zakřivení středové. Rovnici lze vyhověti na nekonečně rozmanitý způsob – neboť disponujeme čtyřmi veličinami r_1, r_2, r_3, r_4. Obyčejně se volívá

$$r_2 = r_3 \text{ (numericky)},$$

t. j. stanoví se, aby čočky přiléhaly k sobě těsně. Pak se stmelí kanadským balsámem. Tím disponujeme pak ještě třemi veličinami.

Lze tedy dále stanoviti, jakou dálku ohniskovou má míti kombinace obou čoček – čili kolik dioptrií $\frac{1}{F}$ má býti optická mohutnost kombinace.

Pak zbývají ještě 2 veličiny.

Můžeme tedy na př. r_1

volíti a pak r_4, anebo stanoviti poměr mezi jednotlivými poloměry atd.

Tato veliká volnost disposice má oproti svůj původ právě v tom,

že řešení jest jen approximativním, a mimo to, že zanedbáváme tloušťku čoček, považujeme tedy čočky za nekonečně tenké.

Nejlépe se věc objasní příkladem konkrétním.

Příklad. Budiž dán materiál:

	Korunové sklo.	Flintové sklo.
B)	$n = 1{,}5258$	$n = 1{,}6277$
H)	$n = 1{,}5465$	$n = 1{,}6710$
	difference $= 0{,}0207$	$= 0{,}0433$,

poměr $= \frac{207}{433}$.

Kombinace nechť má dvě dioptrie, tedy

$$\frac{1}{F} = 2$$

$$F = \frac{1}{2}\ m.$$

Podmínka achromasie stanoví poměr summárních křivostí obou ploch u jedné i druhé čočky. Zavedeme, což je pro počet pohodlné, faktor proporcionality k, vzorem neznámý.

$$\text{čočka I}: \frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} = 433 \times k$$

$$\text{čočka II}: \frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4} = -207 \times k$$

Má-li kombinace míti určitou optickou mohutnost, na př. jak řečeno $\frac{1}{F} = 2$ čili $F = \frac{1}{2}$ metru (počet tedy provedeme v metrech), musí pro světlo na př. červené býti:

$$0{,}5258 \times 433 \times k - 0{,}6277 \times 207 \times k = 2.$$

Touto rovnicí je pak určen faktor proporcionality k.

Vychází:

$$227{,}6714\,k - 129{,}9339\,k = 2$$

$$97{,}7375 \times k = 2$$

$$k = 0{,}0205.$$

Čím jest nyní určena:

summární křivost čočky I i čočky II.

Musí tedy býti: u čočky I : $\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} = 8{,}698$

u čočky II : $\frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4} = -4{,}235.$

Až dosud byl veden počet zcela všeobecně; vidíme, co podmínka achromasie — při dané dálce ohniskové čočky achromatické — předpisuje, a co dále jest zůstaveno volbě libovolné. Stanovme: $r_3 = r_2$,

a volme dále: $r_1 = 2r_2$

(Wüllner, optika, str. 260, týž příklad).

Pak je rovnicí prvou ihned dán poloměr r_1. Neboť jest:

$$\frac{1}{r_1} + \frac{2}{r_2} + \frac{3}{r_1} = 8{,}698;$$

z toho: $\underline{r_1 = 0{,}33\bar{9}}$,

tudíž dále $\underline{r_2 = 0{,}169}$;

čočka I jest tím <u>dána</u>.

Nyní má býti: $\frac{1}{r_3} + \frac{1}{r_4} = -4{,}235;$

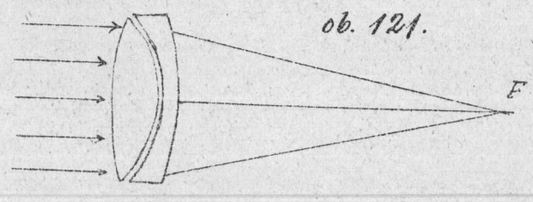
čočka II musí tedy býti <u>negativní</u>. Má-li těsně přiléhati k prvé, musí $r_3 = r_2$, ale <u>znamení</u> zde — u prvé plochy — nutno bráti <u>záporně</u>, poněvadž musíme vždy přihlížeti k <u>typické</u> čočce bikonvexní.

Jest tedy: $\underline{r_3 = -0{,}169.}$

Z toho pak plyne: $\frac{1}{r_4} = \frac{1}{0{,}169} - 4{,}235,$

což dává $\underline{r_4 = +0{,}598.}$

Čočka je tedy zde <u>positivně</u> zakřivená, t.j. jako prvá — tedy je <u>konvexkoukávní</u>.



ob. 121.

Jest viděti, jak by se počet vedl, kdyby na př. čočka I korunová byla <u>dána</u> a měla se k ní hledati kompensující a téměř k ní přiléhající čočka flintová, aby celek byl achromatický. Faktor k byl by čočkou prvou ihned <u>dán</u>,

a rychle by se našel poloměr r_4 zbývající pro druhou.

Volnost disposic je však jenom proto tak veliká, že přestáváme na výrazu

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2};$$

kdybychom přibrali ještě člen $\frac{C}{\lambda^4}$, tedy by základní rovnice achromasie dala <u>dvě</u> podmínečné rovnice, čímž by volnosť disposic o jednu veličinu byla zmenšena. *)

§ 84. Experimenty o rozkládání a skládání světla bílého.

Při experimentech, kteréž lze prováděti o rozkládání a skládání světla bílého, a kteréž v podstatě provedl a popsal ve své optice již <u>J. Newton</u>, lze s výhodou užívati jak hranolů přímohledných tak achromatických, čímž se často dosáhne pohodlnějšího uspořádání anebo variace pokusu.

1.) Barvy spektrální se dále již hranolem nerozkládají, nýbrž jen uchylují a to tím více, čím blíže jsou ve spektru straně fialové. Velmi pěkně dokáže se tato věta dvěma stejnýma hranoly flintovými lámavého úhlu asi 30°, z nichž jeden se postaví vertikálně rovnoběžně s vertikální štěrbinou, druhý hned za ním horizontálně. Spektrum prvým hranolem vytvořené uchýlí se druhým vzhůru, ale nemění se nijak, jenom že se rozestírá pod úhlem 45° minimum úchylky u obou hranolů předpokládajíc. Tímto experimentem se zároveň dokáže, že příčinou spektra je různá lámavosť barev.

2.) <u>Experimentum crucis</u> (Newton). Připraví se dvě štěrbiny vertikální; dvěma <u>stejnými</u> hranoly <u>vertikálními</u> vytvoří se spektra opáčně rozložená tak, <u>aby padla na sebe</u>. Barvy se míchají; neboť na <u>červený</u> konec jednoho spektra padá <u>fialový</u> druhého a naopak. Když se nyní na tento barevný proužek díváme hranolem horizontálně postaveným, objeví se obě spektra uchýlená, ale tak, že křížem padají přes sebe. Výhodně béře se za tento horizontální hranol místo obyčejného přímohledný, pak celý zjev zůstane o téže poloze, ale obě spektra tvoří přes sebe kříž.

3.) Barevné paprsky vycházejíce z hranolu dají se zase složiti, čímž vzniká opět barva bílá. Experiment provádí se výhodně hranolem přímohledným a čočkou cylindrickou, kteráž se za hranol postaví, aby na stínítku barvy spektrální se stáhly – složily – v bílý pruh.

4.) Je-li za čočkou cylindrickou, ne daleko od ohniska, malý uzounký hranolek malého úhlu lámavého, lze jím některé paprsky odchýliti stranou, tím vznikne na stínítku barevný pruh zvláštní následkem čehož onen dřívější bílý se též zbarví, neboť do světla bílého ona barva schází; poněvadž pak obě barvy by dohromady dávaly bílou, zovou se komplementárními. Spůsobem tímto lze velmi pěkně předvésti celou řadu barev komplementárních v nepřetržité posloupnosti.

5.) Také dvěma stejnými hranoly lze ukázati, že spektrum jedním hranolem vznikající připojením druhého protivně působícího se skládá v barvu bílou.

6.) Toto skládání, jak dosud bylo popsáno, je fysikální; barvy padnou fakticky na sebe a v oku vzniká dojem barvy bílé. Totéž lze i fysiologicky ukázati na základě trvání dojmu grakového, kde tedy barvy zůstávají rozloženými a jenom v oku se skládají.

K tomu cíli slouží rotační apparát s horizontální rotační osou. Do něho vloží se přímohledný hranol tak sestavený, aby červená barva byla neuchýlena a ostatní barvy spektra aby se uchylovaly.

Když se tento hranol otáčí, zůstává červená barva na svém místě na stínítku, ostatní barvy se otáčejí spolu, vznikne tedy barevná deska s kruhovým uspořádáním barev spektrálních.

K tomuto hranolu přímohlednému připojí se ještě achromatický. Lámavé hrany obou mohou pak býti buď rovnoběžné nebo kolmé.

Při postavení rovnoběžném vzniká na stínítku opět barevná deska, jenom že jiného průměru než dříve dle toho, působí-li oba hranoly co do odchylky summačně nebo differenčně.

Zajímavé zjevy vznikají však, při vzájemném postavení kolmém. Spektrum se šíří po tečné kruhu, ve kterém se otáčí; tudíž padnou barvy

z největší části při otáčení na sebe a dávají pak proužek bílý. Pěkné jsou přechody v blízkosti postavení kolmého lámavých hran buď na jednu neb druhou stranu.

7.) Hranol jehlancový, na př. čtyřboký, dává čtyři spektra, hranol kuželový překrásné spektrum kruhově.

8.) Experimenty o skládání barev na základě fysiologickém lze též prováděti kotouči s barevnými sektory. Velmi dobře hodí se k tomu kotouče průsvitné ze gelatiny na projekci. Pokusy lze uspořádati ve veliké rozmanitosti.

V. Optické stroje.

§ 85. Komora temná.

(Camera obscura.)

Komory temné užívá se hlavně ve fotografii. Nejdůležitější součástkou je objektiv, jehož vzdálenost lze relativně vzhledem k zadní stěně komory měniti. Zadní stěna bývá z mléčného skla, kde vzniká reálný převrácený obraz předmětu. Přístroje, které nemají takové desky, opatřeny jsou druhou menší čočkou, která orientuje fotografa o tom, jak obraz vypadne (hledač.)

Fotografický objektiv má míti následující vlastnosti:

1.) Musí býti achromatický a to tak, aby paprsky chemicky nejúčinnější (tedy kolem H čáry Fraunhoferovy) a pak paprsky nejjasnější (kolem D čáry) byly homocentrickými

2.) Musí co možná světlo propouštěti.

3.) Nesmí míti vadu sférickou (nesmí skreslovati)

4.) Obrázek vytvořený musí býti všude stejnoměrně ostrý a přirozený (orthoskopický).

5.) Nesmí míti působivých vnitřních odrazů.

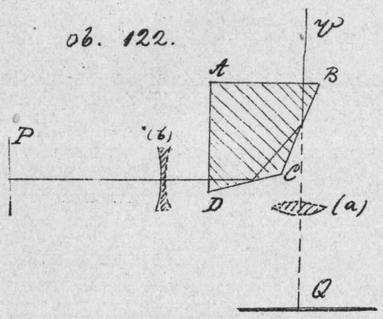
6.) Má míti velikou hloubku ohniska – t. j. kresliti předměty za sebou položené ostře v jedné rovině.

§ 86. Komora světlá.

(Camera lucida).

Komora světlá (Wollaston) je čtyřboký hranol A B C D, při A pravoúhlý, při C 135 stupňový, při B a D 67,5 stupňový.

ob. 122.



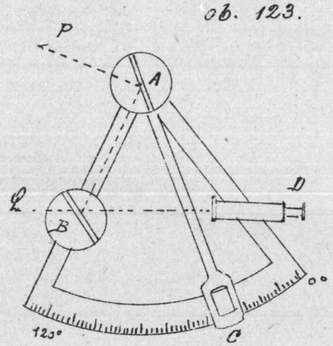
Paprsky z P vycházející odrážejí se totálně na plochách D C a C B a vycházejí normálně plochou A B do oka pozorovatele V, který vidí obraz P v Q.

Plocha A B zakryta je diafragmatem, jehož otvor hrana B půlí, tak že pozorovatel vidí jednak hranolem obraz Q a jednak přímo plochu nákresnou. Z pravidla bývá předmět v daleko větší vzdálenosti od oka než plocha nákresná, následkem čehož oko akkomodováno na velkou vzdálenost nevidí jasně papír, na který se kreslí. Tomu odpovídá se dvojím spůsobem, buďto (a to je výhodné pro zrak normální) klade se pod hranol čočka spojná (a) tak postavená, aby rovina nákresná byla v její ohnisku, čímž se rovina nákresná opticky pošine do velké vzdálenosti, na niž oko je akkomodováno, nebo se v cestu paprsků od předmětu přicházejících postaví čočka rozptylná (b) (t. j. zase výhodné pro krátkozraké), čímž se opticky předmět přiblíží do vzdálenosti roviny nákresné od oka.

§ 87. Hadleyův sextant (1731).

Přístrojem tímto se měří úhlová vzdálenosť dvou vzdálených objektů; má podobu kruhového sektoru, jehož oblouk jest dělen, po tomto oblouku lze pohybovati rameno A C, které je v A opatřeno zrcádkem, jež s ramenem je pevně spojeno. Vedle toho je v B jiné zrcádko z polovice průhledné, které pevně s přístrojem souvisí. Dalekohledem D lze spatřiti předmět Q přímo, předmět v P nepřímo po dvojnásobném odrazu při A a při B.

ob. 123.



Splývají-li oba obrazy, pak úhel obou směrů P A a Q B je patrně roven dvojnásobnému úhlu, o který bylo rameno A C do této polohy otočeno z polohy, v níž obě zrcádka byla rovnoběžna. Tato poloha bývá zároveň počátkem (nullou) dělení, kteréž je provedeno v půl-stupně; tyto se pak odčítají jako celé, čímž odpadá násobení dvěma. Rovnoběžnosť zrcadek čili poloha nullová kontroluje pozorováním předmětu nekonečně vzdáleného.

§ 88. Horizontální a vertikalní apparát projekční.

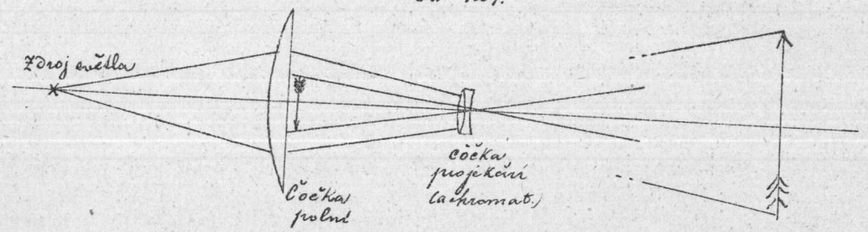
Podstatnou částí všech apparatů projekčních je achromatická čočka dostatečně opticky silná, kteráž dává reálné a zvětšené obrazy daných předmětů. Tyto předměty kladou se do kužele paprsků, kterýž vzniká čočkou osvětlovací, t. zv. pohní, dávající totiž optické pole. Paprsky konvergují na to místo, kde je projekční čočka, následkem čehož může tato býti malého průřezu a přece zobrazuje „celé pole" i s předměty v něm se nalézajícími. Okolnost tato je důležita, poněvadž čočky achromatické velkého průřezu jsou velmi drahé.

Zdrojem světelným je nejlépe světlo sluneční, které je výhodno soustřediti pomocnou čočkou do bodu, od něhož teprve paprsky dopadají na čočku pohní. Světlo elektrické i Drumondské vychází již samo sebou divergentně od takového bodového místa.

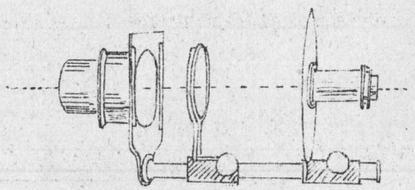
Podle toho, zda-li jde o předměty vertikálně neb horizontálně rozložené, sestrojují se buď horizontální neb vertikální apparaty projekční. Obr. 124, 125, 126, 127 podávají schematické jich uspořádání jakož i pohled perspektivní.

U horizontálních apparátů projekčních ruší často okolnosť, že obrazy jsou obrácené. Ne vždy je možno učiniti je přímými obrácením předmětů — u diagrammů, fotografií atd., to sice jde, ale při projekci na př. úkazů

ob. 124.

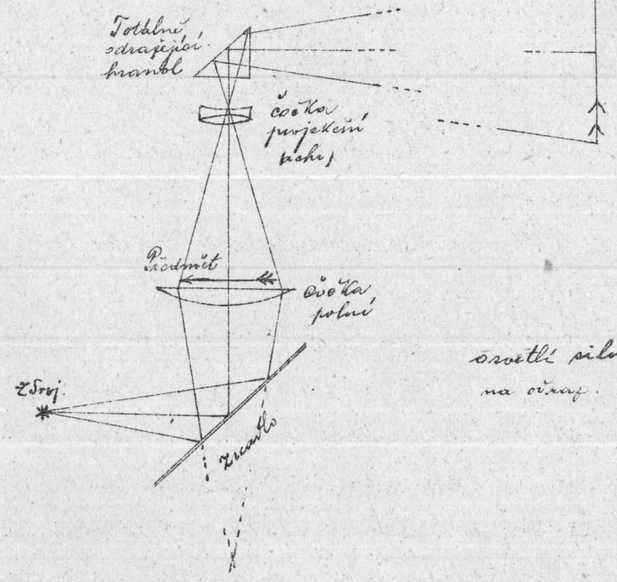


ob. 125.



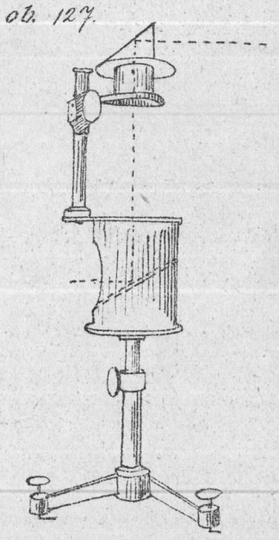
kapilárních, elektrolytických
atd. to ovšem možno není. V případech
takovýchto lze však užíti zvláštního
pravoúhlého hranolu reflexního,
kterým se pak obraz na stěně obrátí,
ovšem na úkor světlosti, poněvadž
mnoho světla četnými reflexy
se ztrácí. Také předměty neprů-
hledné lze promítati, když se
osvětlí silně na odraz.

ob. 126.



osvětlí silně
na odraz.

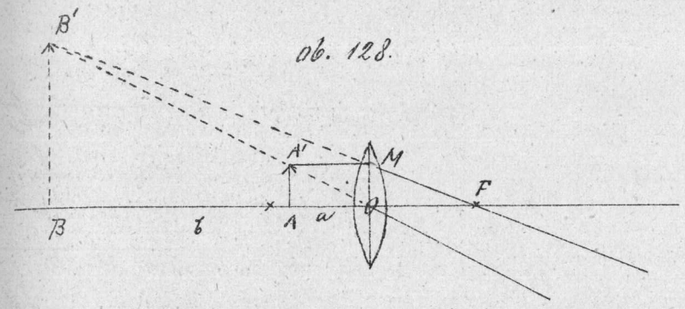
ob. 127.



§89. Jednoduchý mikroskop (lupa.)

Každé poněkud silnější spojné čočky lze při pozorování subjektivním užíti ku zvětšení pozorovaného předmětu, jako se užívá v projekčních appa-
rátech ke zvětšení při pozorování objektivním. Tamo je obraz objektivní
reálný, zde je obraz naopak subjektivní virtuální. Předmět AA' (ob. 128)
musí tedy býti mezi čočkou a
jejím ohniskem F v jisté od čočky
vzdálenosti $OA = a$, načež vznikne
virtuální obraz BB' ve vzdále-
nosti $OB = b$. Pro zvětšení
$\frac{BB'}{AA'}$ plyne z trojúhelníků
OAA' a OBB'.

ob. 128.



$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{b}{a},$$

anebo z trojúhelníků FOM a FBB'

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{b+f}{f} = \frac{b}{f} + 1.$$

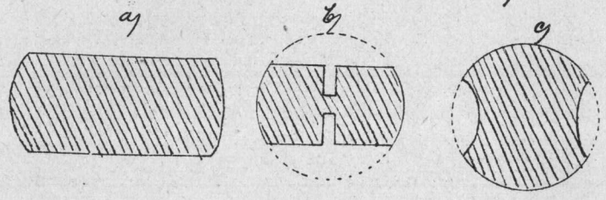
Poslední výraz je pohodlnější, poněvadž obsahuje na místě a dálku
ohniskovou f, která bývá známá.

Závisí tedy zvětšení především na dálce ohniskové f čočky, ale také
na vzdálenosti b; tato vzdálenost je předpokládající, že máme oko těsně
u lupy — dálka zřetelného vidění; tatáž lupa zvětšuje tudíž daleko-
zrakému více než krátkozrakému; pro oko normální je b asi 25 cm.
Poněvadž tedy veličina b pro určité oko je dána a nikdy ne mnoho se
mění, je možno velkého zvětšení docíliti malou dálkou ohniskovou f,
t. j. velmi silnou zakřivenou čočkou. Poněvadž by však v tomto případě
byla aberrace sférická značnou, kombinují se raději dvě slabší čočky za sebou
anebo i více jich, mezi ně vkládají se diafragmata k tomu účelu, aby
jen paprsky centrální čočkami procházely, aby tedy aberrace sférická byla

redukována na minimum. Složené lupy tohoto spůsobu zovou se často doublety (dle francouzského double - dvojí).

Zvláštními lupami jednoduchými jsou lupy válcové, jichž průřezy ukazuje obr. 129.

ob. 129.



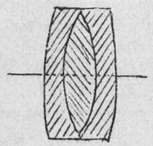
Lupa Stanhopeova a) zmírňuje vadu sférickou tím, že klademe k předmětu stranu, která je jen nepatrně zakřivena; křivější plocha přibližuje se k oku. Vadou této lupy je okolnost, že lupa musí býti velmi blízko k předmětu přiblížena – někdy předmět přímo na lupě lpí.

Druhé dvě formy mikroskopu jednoduchého jsou lupy Caddingtonova (b) a Brewsterova (c), jichž obě plochy křivé náleží téže ploše sférické. – Vybroušením hlubokého žlábku a vyplněním tohoto nějakou látkou neprůhlednou docilují se toho, že k platnosti přicházejí pouze paprsky centrální.

Základní myšlénka těchto lup pochází od Wollastona, který navrhoval slepiti dvě polokulové čočky rovinnými plochami na tenkou destičku obsahující malý otvor kruhový jako diafragma. Sluší tedy mezi „doublety" uvésti především doublet Wollastonův.

Výtečný doublet Pritchardův docilují až 300 násobného zvětšení.

Mimo doublet Chevalierův budiž ještě zmíněn aplanatický triplet Steinheilův, jehož průřez ukazuje obr. 130. – Je složen ze dvou konvexkonkávních stejných čoček flintových, obklopujících těsně konvexní čočku ze skla korunového, jejíž zakřivení je asi 2 krát takové jako vnější zakřivení lupy. Lupa tato vyniká čistotou obrazu a velikostí zorného pole.



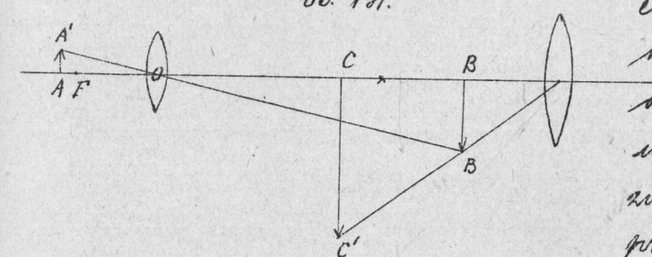
ob. 130.

§ 90. Mikroskop složený.

Důležitý tento stroj – který se též mikroskopem vůbec (v užším slova smyslu) zove, dává veliké zvětšení kombinováním dvou čoček na téže ose. Jedna z nich ku předmětu obrácená, t. zv. objektiv dává zvětšený reálný obraz předmětu. Druhá k oku obrácená, t. zv. okulár, dává opět zvětšený, ale virtuálný obraz onoho obrazu reálného. Úhrnné zvětšení je tedy součinem dvojího jednotlivého zvětšení, jednak již zvětšení objektivem, jednak zvětšení okulárem.

Schematický jeví se tedy uspořádání mikroskopu a postup paprsků pro lom charakteristických tak, jak obr. 131. ukazuje.

ob. 131.



Aby zvětšení mikroskopu bylo co možná veliké, je žádoucno, aby byl objektiv silným, t. j. malé dálky ohniskové. Je-li takový určitý objektiv dán, pak závisí zvětšení též na tom, jak blízko dáme předmět A A' k ohnisku F.

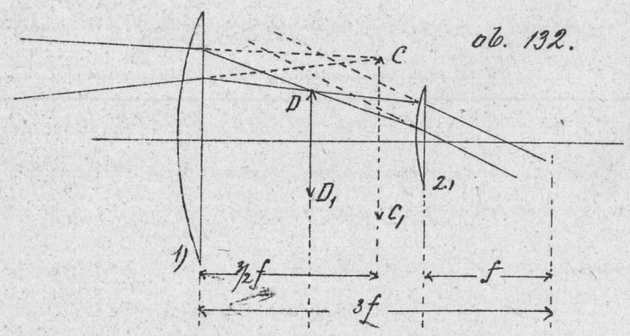
Dáme-li jej blíže, vznikne obraz reálný B B' větší, ale ovšem také ve větší vzdálenosti OB, – tak že pak by mikroskop musil býti delším. Z důvodů na snadě ležících – praktických –, aby se stroj pohodlněji dal ovládati – není žádoucno, aby byl příliš dlouhý; proto se nedá tímto spůsobem zvětšení stupňovati než až do těch mezí, které jsou délkou podmíněny. Ostatně není také z jiných ještě důvodů radno jíti s předmětem příliš blízko k ohnisku F objektivu; neboť neboť v nejbližší blízkosti k ohnisku tomuto dělá nejmenší variace v poloze předmětu již velice mnoho v poloze obrazu, jehožto vzdálenost b se pak zvětšuje rapidně s ubývající vzdáleností a. Uvážíme-li, že každý předmět mikroskopický má jistou tloštku, třebas i malou, tedy by v přílišné blízkosti k ohnisku F obraz přední plochy a obraz zadní plochy předmětu byly značně od sebe vzdáleny.

Délka stroje volí se tedy z důvodů udaných malá. Pak musí zvětšení se docíliti silným objektivem. Jediná čočka musila by tu býti velmi silně zakřivena, což by

mělo za následek silnou aberraci sférickou.

Objektivem je tedy vždy čočka složená; na mnoze užívá se tří doubletů, z nichž každý obsahuje korunovou čočku bikonvexní, k níž přiléhá plankonkávní čočka ze skla flintového. System je tak uspořádán, aby centrální paprsky byly achromatisovány. Všechny doublety jsou obráceny s rovinnými plochami k předmětu, doublet s nejmenší dálkou ohniskovou je předmětu nejblíže, diafragma jeho je také nejmenší.

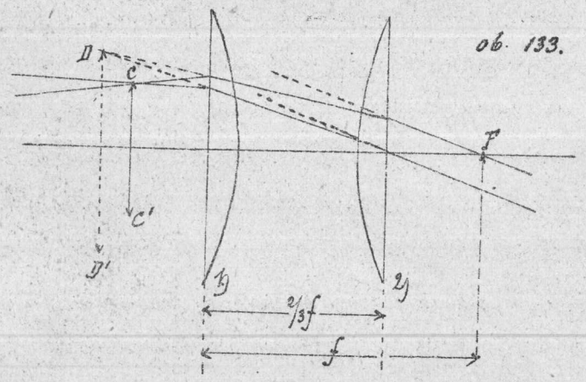
Podobně jest okulár složen obyčejně ze dvou čoček v té formě, jež je známa pod jménem okuláru Huygensova neb Campaniho. Schematicky ukazuje okulár tento obr. 132.



ob. 132.

Skládá se ze dvou čoček plankonvexních 1) a 2), z nichž 1) má třikrát tak velkou ohniskovou dálku jako 2.) Vzdálenost obou čoček je dána rozdílem jich ohniskových vzdáleností. Okulár je tak postaven, že by reálný obraz objektivem utvořený vznikl v CC_1, čočka 1) však zmenší a pošine tento obraz do DD_1, kde se potom lupou 2) pozoruje. Výhoda okuláru spočívá ve větší jasnosti obrazu.

Někdy, zvláště při quantitativních měřeních – užívá se okuláru Ramsdenova, jehož schema ukazuje obr. 133.



ob. 133.

Obě čočky plankonvexní, z nichž se také tento okulár skládá, mají tutéž ohniskovou vzdálenost a jsou postaveny tak, že jich vzdálenost 1) 2) se rovná dvě třetinám společné ohniskové dálky.

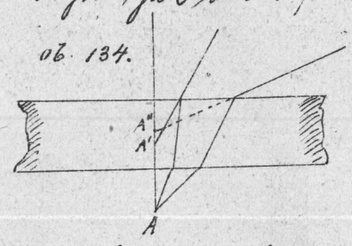
Podmínka achromasie vyžadovala by sice, aby tato

vzdálenost byla právě společná ohnisková dálka, avšak v tom případě by každý prášek na čočce 1), každá její nejmenší nepravidelnost působila nepříznivě na čistotu obrazu, poněvadž právě 1) by byla v ohnisku čočky 2).

Znamenitými okuláry jsou Abbeho apochromaty, čili okuláry kompensační, tak nazvané proto, že se jimi vady objektivu opravují, kompensují.

Předmět, který mikroskopem pozorujeme, musí býti náležitě osvětlen, nebo, neboť kolikanásobné je zvětšení, tolikrát je menší intensita osvětlení. Osvětlení předmětu, jenž pro nepatrné své rozměry ve směru vertikálném je vždy průhledný, děje se ze zdola buď pouze dutým zrcádkem, jež lze přiměřeně otáčeti anebo zrcádkem ve spojení se silnými čočkami sběracími.

Předmět pro pozorování mikroskopické upravuje se v praeparát mikroskopický tím, že se klade na podlouhlé sklíčko a přikrývá teninkým sklíčkem menším, které se na okraji přilepuje kanadským balsámem. Toto sklíčko kryjící má nemilou vadu, záležející v tom, že lomem paprsky přestávají býti homocentrickými, jak o tom poučuje obr. 134. Pozorovatel místo obrazu bod A vidí body A', A'', atd.



ob. 134.

Této vadě odpomáhají mikroskopy s tak zvanou immersí.

Při těchto mikroskopech ponoří se objektiv do kapky vody nebo do jiné vhodné kapaliny, která na kryjícím sklíčku spočívá. Abbe odporučuje olej dřeva cedrového, který má téměř týž index lomu jako kryjící sklíčko – tím ovšem paprsky z A vycházející vcházejí beze změny směru neb intensity do objektivu, který může býti opatřen většími diafragmaty než při strojích bez immerse.

Zvětšení mikroskopu nestanoví se nikdy počtem nýbrž pokusem. Methoda nejjednodušší je následující. Pod objektiv dá se horizontálně měřítko na skle, na př. millimetr rozdělený na desetiny neb setiny; vedle mikroskopu postaví se pak vertikálně měřítko obyčejné dobře znatelné a sice do vzdálenosti 25 cm – do dálky zřetelného vidění. V mikroskopu

vidíme tedy dělení zvětšené, po straně je pak dělení přirozené. Jedná se nyní jen o to, obě měřítka dostati jaksi vedle sebe, abychom je mohli srovnávati. To se děje umístěním malinkého zrcádka nakloněného v úhlu 45° na okuláru anebo ještě lépe malým totálně reflektujícím pravoúhlým hranolem. Oko zírajíc do tohoto zrcádka neb hranolu a současně vedle di mikroskopu vidí zrcadlením měřítko přirozené a vedle něho měřítko zvětšené.

E. Abbe a H. Hlmhsltz udávají nejzazší meze mikroskopického zvětšování dané difrakcí čili ohybem světla (o kterém jedná optika theoretická), dle nichž nejmenší viditelná vzdálenost při obyčejném mikroskopu činí $\frac{1}{3636}$ mm, při mikroskopu s immersí $\frac{1}{3313}$ mm, dle Dippela $\frac{1}{3500}$ mm.

Ze zvláštních mikroskopů uvedeny buďtež mikroskopy binokulární, jež při jednom objektivu mají dva okuláry, tak že lze pozorovati oběma očima.

Nejlepšími mikroskopy bez immerse dosahuje se zvětšení lineárního až 1500, s immersí lze pošinouti tyto meze až přes dvojnásobné, tedy na zvětšení přes 3000.

§ 91. Dalekohledy.

Princip dalekohledu je velmi jednoduchý. Chtějíce pozorovati velice vzdálený předmět, pozorujeme na místě něho blízký reálný jeho obraz, který sobě zjednáme buď zrcadlem neb čočkou. Poněvadž pak tento obraz za příčinou veliké vzdálenosti předmětu je velice malý, zvětšujeme si jej lupou, tak aby zvětšený obraz vznikl v dálce jasného vidění.

Máme tedy dvojí druh dalekohledů (teleskopů).

První jsou katoptrické. Obraz vzdáleného předmětu vzniká dutým zrcadlem.

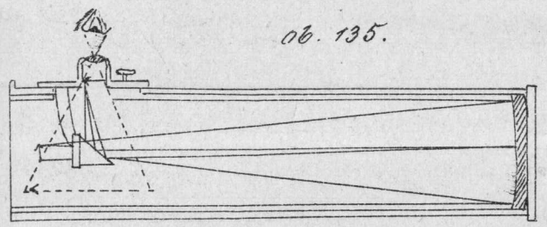
Druhé jsou dioptrické. Obraz vzdáleného předmětu vzniká čočkou.

Dalekohledy katoptrické zovou se též krátce reflektory, podobně jako se dioptrické nazývají refraktory.

§ 92. Reflektor Newtonův (1663).

Obraz velice vzdáleného předmětu, který dává zrcadlo umístěné na konci dalekohledné trubice, vznikl by uprostřed dalekohledu a nemohl by tudíž býti pozorován. Proto se paprsky srážejí (obr. 135.) malým rovným zrcádkem šikmo v úhlu 45° postaveném na bok dalekohledu, tak že se sbíhají a dávají obraz po straně; na obraz tento se pak dívá pozorovatel okulárem, t. j. lupou. Malé ono zrcádko zadržuje ovšem některé z paprsků, které od vzdáleného předmětu dopadají do dalekohledu, ale to nevadí, poněvadž průměr dutého zrcadla je proti rozměrům onoho malého zrcádka velmi veliký.

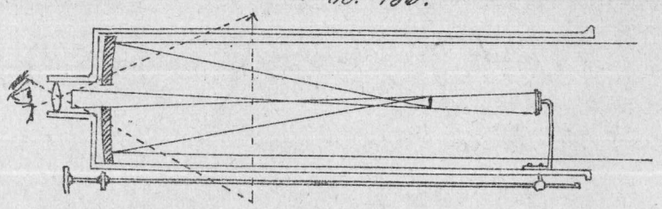
ob. 135.



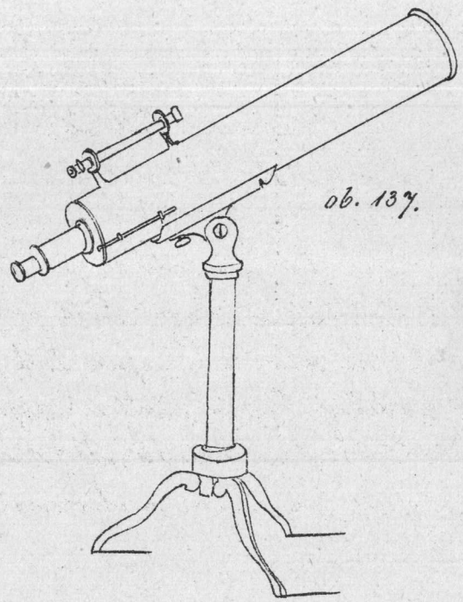
§ 93. Reflektor Gregory-ho (1663) (obr. 136, 137).

Jest ve své konstrukci komplikovanější než předcházející. Paprsky od zrcadla hlavního odražené sbíhají se a dávají malý reálný a obrácený obrázek vzdáleného předmětu; tento obrázek je zase předmětem malému dutému zrcádku, které je pošinovatelné a které se umístí tak, aby tento obrázek přišel před jeho ohnisko; tím vznikne druhý zvětšený reálný a obrácený — tudíž vzhledem k hlavnímu předmětu přímý — obrázek a na tento teprvé dívá se pozorovatel lupou.

ob. 136.



K tomu cíli je hlavní zrcadlo uprostřed provrtáno.



ob. 137.

Okulár sám je pevný, ale malé ono zrcádko je pošinutelné sroubem mikrometrickým.

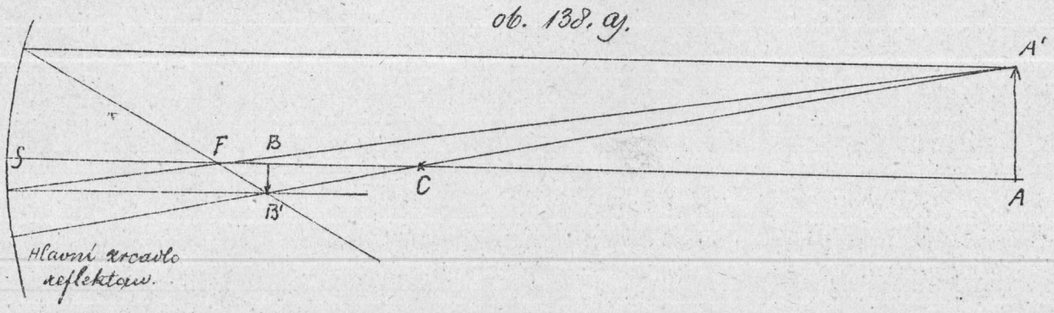
Obr. 137. ukazuje takový reflektor montovaný. Je ihned patrno, že jest – (proti dalekohledu Newtonovu) – konstrukce výhodnější, poněvadž pozorovatel se dívá v týž směr, ve kterém je předmět.

§ 94. Reflektor Cassegrain-ův (1672).

Podobá se předešlému; jen že na místě malého zrcádka konkávního je zrcádko konvexní, ale tak postavené, že by hlavní obrázek vznikl až za ním; dříve tedy než vznikne, odrážejí se paprsky a dávají obraz zvětšený, na který se pozorovatel dívá okulárem.

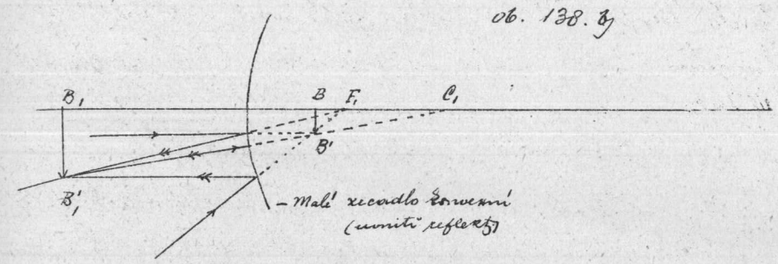
[* Zařízení tohoto dalekohledu je pěkným příkladem k tomu,

ob. 138. a)



co dříve o „virtuálných předmětech" u zrcadel bylo uvedeno.

ob. 138. b)



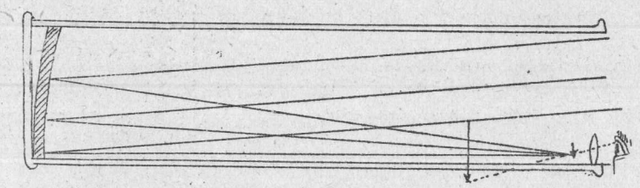
V skutku je zde pro malé konvexní zrcádko předmět virtuálným, poněvadž se paprsky předmětové teprve za zrcadlem soustřeďují; aby vznikl obraz reálný, musí onen virtuálný předmět padnouti mezi zrcadlo a ohnisko jeho.

Budiž srovnáno s tím, co dříve se zrcadel uvedeno při konstrukcích na základě novější geometrie. Přesné provedení konstrukce obvyklými paprsky vedenými středem a ohniskem zrcadel ukazuje obr. 128, a), b). *]

§ 95. Reflektor Herschelův (1795).

Hlavní zrcadlo je u tohoto poměrně nejnovějšího a nejlepšího reflektoru poněkud nakloněno, tak že jeho osa tvoří s osou dalekohledu jistý mírný úhel; obrázek vzdáleného předmětu vznikne tedy (obr. 139) na kraji trubice dalekohledné tam, kde v předním stvoru vnikají paprsky od vzdáleného předmětu; tento obrázek se pak direktně pozoruje hypon.

ob. 139.



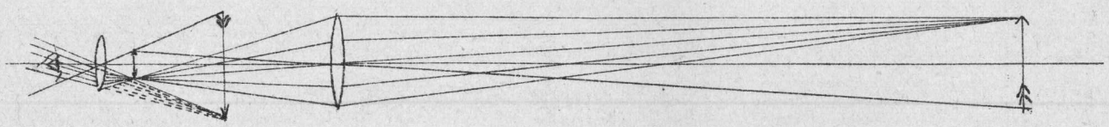
Při tomto uspořádání zaclání si ovšem pozorovatel hlavou; avšak to zde nevadí proto, poněvadž průměr zrcadla bývá vždy velmi veliký, tak že malé toto zacláněni úplně mizí. Za to však má tento dalekohled tu výhodu, že se centrální část zrcadla, – právě ta, která je opticky nejcennější – nemusí provrtávati, jako je tomu u obou systémů předcházejících.

Největší dalekohled, který William Herschel (1738–1822) zbudoval, měl délku 12 m, průměr téměř 1½ m; jím objevil nové dva satellity Saturna a určil dobu jeho rotace, mimo to pozoroval četné dvojhvězdy. Rozměry jeho dalekohledu překonal daleko lord William Rosse (1800–1867), jehož reflektor byl 16¾ m dlouhý a měl 1,83 metru v průměru; zrcadlo takové vážilo 3800 kg, trubice dalekohledné 6600 kg. Obrovským tímto dalekohledem studoval hlavně mlhoviny.

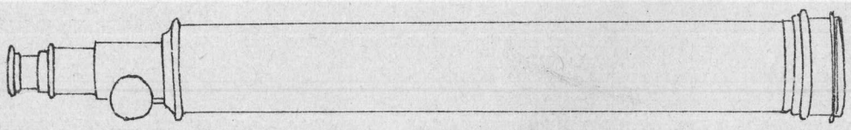
§ 96. Reflektor astronomický. (Keplerův).

Objektiv (achromatický) dává reálný, obrácený obrázek vzdáleného předmětu; na obrazek tento díváme se okulárem jakožto lupou; obraz zůstává tudíž obráceným (obr. 140 a 141).

ob. 140.



ob. 141.

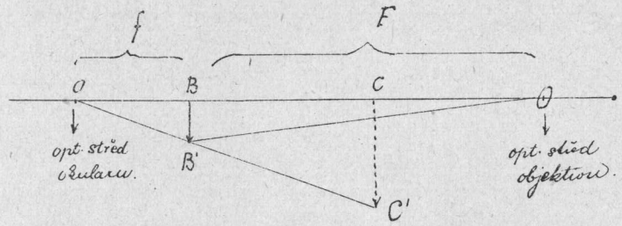


Při pozorováních astronomických nevadí tato okolnost nikterak; díváme-li se na př. na měsíc v meridianu, vidíme severní kraj dole a jižní nahoře, podobně západní kraj na levo a východní na pravo; z této příčiny kreslívají se také již mapy měsíce nikoliv tak, jak jej vidíme okem pouhým, nýbrž jak jej vidíme dalekohledem. Ve stejném smyslu upravují se podrobné mapy jednotlivých souhvězdí, aby poloha hvězd jednotlivých byla taková, jaká se jeví při pozorováních teleskopických.

Dalekohledu tohoto užívá se též při pozorováních fysikálních k odečítání na př. teploměrů, škál atd. – V těchto případech mívá na tom místě, na kterém reálný obraz vznikne, tak zv. „nitkový kříž", totiž vzláštní kulatý rámeček, na kterém jsou napjata vlákna kokonová anebo nitky pavučinové. V okuláru je pak viděti obraz škály a současně v téže rovině obraz nitkového kříže; nitkou horizontální – anebo vertikální – označuje se pak přesně určitý dílec škály.

Podobně bývá zařízen dalekohled u všech strojů s děleným kruhem, jako theodolitů, spektrometrů atd.

ob. 148.



Tak z trojúhelníka OB'o vysvítá, je zorný úhel zvětšen velmi přibližně v poměru $= \frac{F}{f}$, kdež je F dálka ohnisková objektivu a f dálka ohnisková okuláru. Výraz je přibližný, poněvadž obraz BB' padne sice velmi blízko k ohnisku objektivu – odchylka vůči velké dálce ohniskové není procentuálně veliká – ale ne tak těsně k ohnisku okuláru; mimo to béřeme úhly na místo jich tangent.

Výraz $\frac{F}{f}$ udává zvětšení dalekohledu.

§ 97. Refraktor terrestrický.

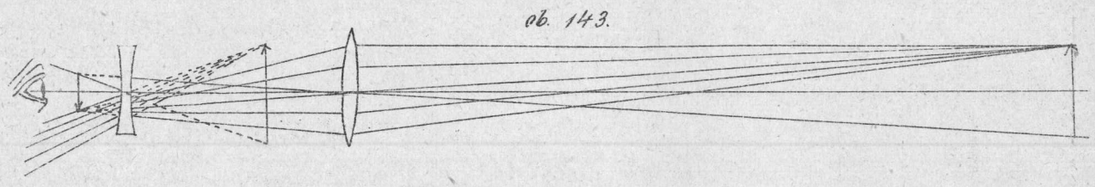
Pro účely praktického života nebylo by vhodné míti dalekohled, který by dával obrácené obrazy pozorovaných předmětů, jako to činí dalekohled astronomický. Tomu lze však odpomoci velmi jednoduše tím, že se reálný obraz, který dává objektiv, jistou střední čočkou obrátí, a teprve tento obrácený – a tudíž vzhledem k předmětu pozorovanému přímý reálný obraz, že se

okulárem pozoruje. Často počítá se tato střední čočka také k „okuláru“ a pak jmenuje se takovýto okulár specielně „terestrickým.“ Tak náleží na př. každý větší dalekohled astronomický vedle obyčejných různě silných okulárů také okulár terestrický, tak že se pak jednoduchou výměnou dá dalekohled přizpůsobiti ku pozorování předmětů na zemi.

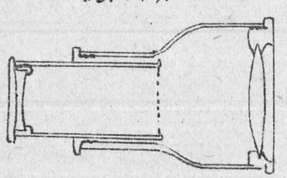
§ 98. Refraktor Galileův. (Hollandský).

U nejstaršího tohoto dalekohledu, jehož vynalezení se datuje z prvních let století sedmnáctého, nevznikne vůbec reálný obraz předmětu pozorovaného objektivem; neboť paprsky dříve než se protínají, zachytí se čočkou rozptylnou a jsouce před tím konvergentními stávají se lomem divergentními; následkem toho dávají jen v prodloužení svém obraz, který je tudíž virtuální a přímý (obr. 143).

ob. 143.



ob. 144.



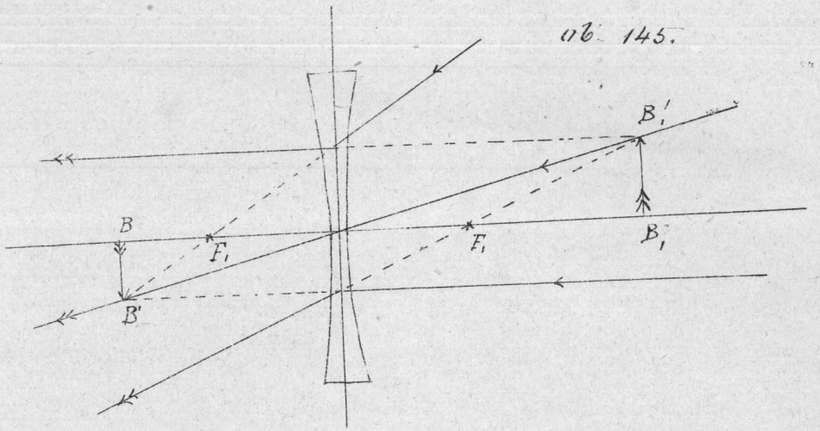
Dle toho systému bývají upravovány dalekohledy polní, kukátka divadelní — obyčejně kinokulární — a pod. Jich délka může zde býti velmi malá (obr. 144).

Poněvadž tedy u tohoto dalekohledu obraz reálný vůbec nevznikne, proto nemůže tento dalekohled býti opatřen nitkovým křížem jako dalekohled astronomický neb terestrický.

[* Dalekohled tento dává pěkný příklad k tomu, co jsme dříve o času pravili o virtuálních předmětech u čoček jednajících a konstrukci na základě novější geometrie.

Je-li okulárem jeho předmět geometrickým, poněvadž paprsky na čočku dopadající konvergují k bodu B' (obr. 145.) Kdyby tento bod byl k čočce blíže než ohnisko, tedy by paprsky lámající se zůstaly konvergentními, ač méně než při dopadu, a vznikl by pak obraz reálný ve směru paprsků postupujících.

ob. 145.



Zde však má vzniknouti obraz virtuální ve zpátečním prodloužení paprsků; proto musí bod B' býti dále od čočky vzdálen než je její délka ohnisková. V obr. 145. je konstrukce obvyklými paprsky středem optickým a ohniskem vedenými přesně provedena. *]

§ 99. Paralleta mezi reflektory a refraktory.

Obrazy vznikající odrazem paprsků na zrcadlech sférických mají před obrazy, kteréž čočkami vznikají, důležitou předností, že jsou přísně achromatickými. Proto byly reflektory oblíbenějšími ve století předešlém proti refraktorům, dokud technika optická nedovedla bronziti čočky dostatečně achromatické. V dobách našich nabyly refraktory velmi nad reflektory. Příčina toho jest jednak ta okolnost, že moderní technika v bronzení čoček učinila pokroky skvělé, tak že otázka čoček achromatických je řešena velmi dokonale, jednak proto, že čočky skleněné jsou daleko stálejší než kovová zrcadla, jichžto lesk vlivem atmosférickým velice trpí.

VI. Emisse a absorpce světla.

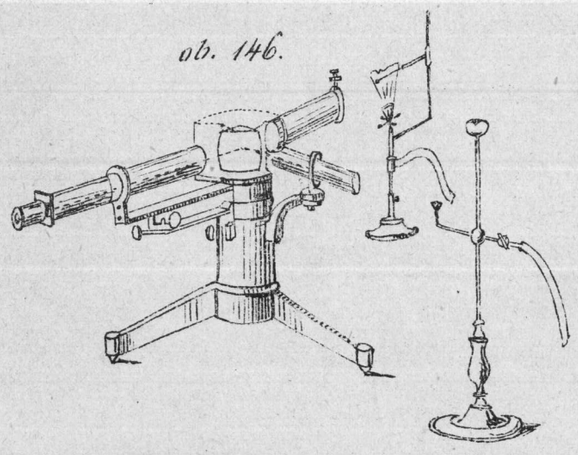
§100. Apparát spektrální.

V oddílech předchozích seznámili jsme blíže původ a povahu světla, jehož odvaz, barvu a rozklad jsme v základních úkazech studovali; považovali jsme za dané světlo bílé, z pravidla slunečné, pro případě Drummondské, elektrické a jiné.

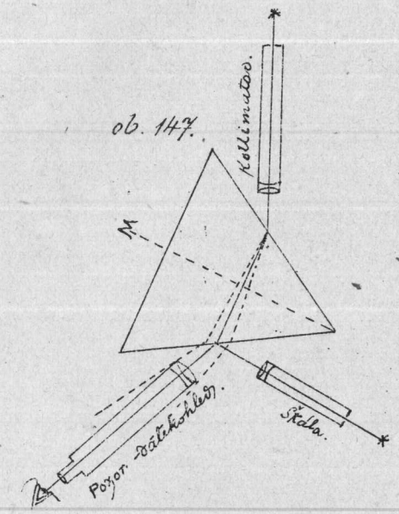
V oddílu, který nyní začínáme, jde o to, seznámati povahu rozmanitých zdrojů světelných, jakož i podmínky jich vzniku, jedním slovem studovati emissi světla (emittere = vysílati), ale též seznámati směry, jakéž nastávají s tímto světlem, když prošlo nějakým ústředím, tedy studovati absorpci světla (absorbere = pohlcovati).

Při tomto studiu je stálým naším původcem apparát, který dlužno tuhož hned z předu popsati, totiž apparát spektrální v té dokonalé úpravě, jakouž mu dali Kirchhoff a Bunsen (obr. 146.) Schematický objasňuje uspořádání jeho obr. 147.-

obr. 146.



obr. 147.



Podstatnou částí jeho je hranol jakožto analysator světla.

Hlavní jeho řez bývá z pravidla trojúhelník rovnostranný, úhel lámavý φ je tudíž = 60°. Hranol je ze skla flintového, tedy ze skla těžkého, aby papisky bílé značně rozkládal, přídavkem kyseliny borové (H_3BO_3) povstávají hranoly borové (žlutavé), přídavkem thallii hranoly thallové (zelenavé), kteréž světlo bílé ještě mohutněji rozkládají než obyčejné hranoly flintové. Hranol staví se tak, aby úchylka papisků světla natriového (čára D Fraunhofer) byla minimum. Požadavkem velmi důležitým jest, aby skelná massa hranolu byla úplně homogenní, jakož i aby plochy jeho byly přesně rovinnými a dobře hlazenými.

Další části apparátu spektrálního jsou:

α.) Kollimator,
β.) Dalekohled pozorovací.
γ.) Trubice se stupnicí.

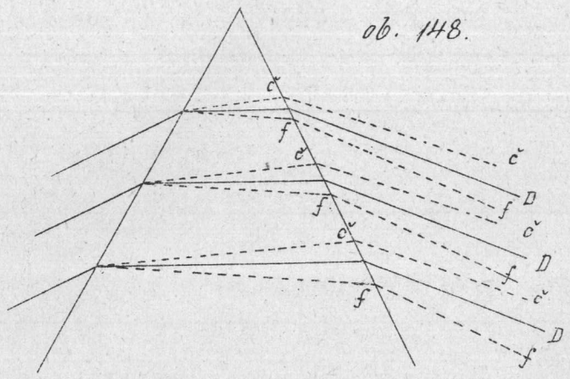
α.) Kollimator. Účelem jeho je zjednati k pozorování papisky na hranol rovnoběžně dopadající, když jinými slovy, přimouti zdroj světla, který se má analysovati, opticky do nekonečné dálky. Neboť jinak, dopadají-li na hranol papisky od zdroje blízkého, tudíž divergentně, zobrazuje se lomem každý světící bod celou plochou kaustickou. Kdyby se pozorování dálo prostým okem, nebyla by věc tato valnou závadou, ale děje-li se pozorování dalekohledem, mohly by ony plochy kaustické na ostrost obrazů obr škodlivý.

Aby se z daného zdroje světelného vymezila úzká, lineární část, má kollimátor v předu na straně ke zdroji světla obrácené lineární štěrbinu, kterouž lze mikrometrickým šroubem zúžovati neb rozšiřovati. Tato štěrbina je v ohniskové rovině achromatické spojné čočky, která je rešroubována na druhém konci do trubice kollimátoru.

Tímto zařízením dopadají tedy papisky světelné na hranol rovnoběžně, lámou a rozkládají se hranolem a vycházejí též rovnoběžně, ale svazek papisků každé barvy ve svém určitém směru, jakož obr 148. zvlášť objasňuje.

β) Pozorovací dalekohled. Tyto paprsky rovnoběžné vstupují do pozorovacího dalekohledu, kterýž ovšem musí býti pro rovnoběžné paprsky – čili jak říkáme, na nekonečnou dálku – zařízen; neboť štěrbina, na kterou zíráme, nalézá se opticky v dálce nekonečné.

ob. 148.



V dalekohledu vidíme tedy obraz štěrbiny a sice tolikrát vedle sebe, kolik jednotlivých barev je ve zdroji světelném, který analysujeme, obsaženo. Tyto jednotlivé obrazy štěrbiny následují buď nepřetržitě vedle sebe anebo přetržitě, tak že se jeví pozorovateli v určitém rozestavení.

γ) Stupnice. Aby se toto rozestavení dalo též pozorovati a popřípadě měřiti, je apparát ještě opatřen dalším přístrojem, totiž trubicí se škálou. Poněvadž však dalekohled je zařízen na nekonečno, musí také škála býti – opticky – v nekonečné dálce. Toho docílí se pak týmž spůsobem jako při kollimátoru. Škála fotograficky zmenšená nalézá se na jednom konci trubice, na jejímž konci druhém je opět čočka. Škála je v ohniskové dálce čočky, osvětlí se pomocným, na př. plynovým (malým) plamenem; paprsky rovnoběžné z čočky vycházející odrážejí se na ploše hranolu, i musí trubice škálová býti tak postavena, aby tímto odrazem paprsky přišly do pozorovacího dalekohledu. Pak vidí pozorovatel spektrum i stupnici současně.

Z popisu tohoto jest též patrno, jak dlužno apparát spektrální k pozorování připraviti.

1.) Dalekohled se zařídí na nekonečno – zíráním na velmi vzdálený pozemský předmět – eventuálně na měsíc.

2.) Dalekohled takto zařízený postaví se proti kollimátoru a zde pošinuje se štěrbina tak, aby v dalekohledu zcela ostře vynikla. Tím docílí se, že štěrbina je – opticky – též v dálce nekonečné.

3.) Štěrbina se osvětlí světlem natriovým (viz níže) a hranol postaví se empiricky do polohy minimální, t. j. stáčí se tak, – mezi tím co pozorovatel dalekohledem pozoruje – aby obraz štěrbiny právě stanul na tom místě, kde se jeho pohyb obrátí; při tom se hranol ve svém postavení přiměřeně upevní.

4.) Naposled zařídí se trubice se škálou; škála se osvětlí malým plamenem plynovým (značněji vzdáleným), a trubice stáčí se tak, aby odrazem na ploše hranolové vůbec paprsky do dalekohledu přišly; pak teprve pošinuje se škála tak, že obraz její stane se zcela ostrým.

Obraz štěrbiny nesmí proti obrazci škály při pošinování oka sem a tam ukazovati „parallaxu" t. j. musí státi na jistém dílci škály. Obyčejně se škála stáčí tak, aby obraz štěrbiny světlem natriovým osvětlené padl na určitý dílec, na př. 50 (Bunsen) neb jiný, dle toho, jak je škála dělena.

Škála má býti osvětlena jen tak, aby právě byla viditelnou; jinak je-li osvětlena více, vadí světlost čar její pozorování čar spektrálních; proto také, jde-li o čáry spektrální velmi slabé, je lépe škálu vůbec pro první orientaci – zastíniti.

K analysi lze užíti též dvou, po případě též více hranolů (Kirchhoff a Bunsen čtyř hranolů); spektrum se tím velmi značně prodlouží, ale v intensitě světla seslabí. Proto pro přehled a úhrnný dojem je lépe užíti jen jediného hranolu. K pozorování detailů je pak výhodno užíti silnějšího okuláru u pozorovacího dalekohledu.

§ 101. Spektra emissní a absorpční.

Apparatu spektrálního možno užíti ve dvojím spůsobu: buď ke zkoumání zdroje světelného – k analysi světla, kteréž zdroj takový přímo vysílá (emittere). Spektrum zde vznikající zove se emissní, anebo ke zkoumání ústředí nějakého, kterým bílé světlo projde než je hranolem analysujeme; zde jde tedy o změnu spektra, jaké dává světlo bílé, ústředím, kteréž jisté druhy světla zadržuje, pohlcuje (absorbere.) Proto

spektrum tím modifikované se zove absorpční.

Zdálo by se, že dle definice této není možno spektrum emissní v přísném slova smyslu obdržeti. Neboť když osvětlíme nějakým světlem přímo štěrbinu apparátu spektrálního, musí paprsky, nežli přijdou do oka našeho, projíti jednak vzduchem, jednak skleněnými čočkami kollimátoru a dalekohledu, dále hranolem samým a konečně i optickým apparátem oka našeho. V této příčině dlužno však poznamenati následující. Vliv vzduchu mizí úplně; totiž v tak velice krátké dráze, jakou zde světlo vykonává, může se vzduch za úplně průhledný považovati. Co se týče oka našeho, musíme od eventuální absorpce úplně abstrahovati. Neboť tím je dána přímému pozorování našemu přirozená mez; kde je absorpce, tam přestává přímé vidění – i musíme pak zkoumání své chtějíce jíti přes tuto mez založiti na účincích jiných (tepelné, chemické a pod).

Jak později seznáme, šíří se záření i přes viditelnou část na obě strany, jednak před krajem spektra červeným (záření infračervené), jednak za fialovým (záření ultrafialové). Pro prvé, charakteristické svými účinky tepelnými, užívá se hranolů (i čoček) křišťálových. U látek jmenovaných je absorpce příslušných paprsků nejmenší.

§ 102. Emissní spektra žhoucích látek pevných a kapalných.

Žhoucí látky pevné neb kapalné dávají spektrum spojité. Vidíme při něm, any jednotlivé barvy spektrální v souvislosti – jako continuum – jedna ve druhou přechází, od červené počínajíc všemi odstíny až k fialové. Příklady: drát platinový rozžhavený na př. proudem elektrickým, křída při světle Drummondském, síťka při Auerově, uhlík při elektrickém, částečky uhlíka, jež nejsou dokonale spáleny, při světle plynovém, při světle lampy petrolejové, svíčky atd. Anebo: spektrum platiny roztavené v kapalinu, spektrum železa roztaveného v kapalinu atd.

§ 103. Emissní spektra žhoucích par neb svítivých plynů.

Žhoucí páry neb svítící plyny dávají spektrum rozpojité. Spektrum takové skládá se z jednotlivých více méně jasných, ostře anebo i neurčitě ohraničených barevných čar (spektrum čárové). Tím vzniká při spektrech takových velká rozmanitost. Kdežto spektra spojitá jsou mezi sebou zcela stejná – rozeznávajíce se snad jen větší neb menší jasností – je spektrum rozpojité každé pro sebe zjevem zvláštním; neboť se může jedno od druhého lišiti počtem čar, jich jasností, ostrostí, jich rozestavením. Připojme ihned, že každé spektrum takové je charakteristickým pro zdroj světelný. Právě na tom zakládá se „spektrální analysa," kteráž z povahy spektra takového soudí zpět na povahu zdroje světelného.

Aby pro úsudek takový zjednán byl široký základ, je nutno spektra celé řady žhoucích par a svítivých plynů pozorovati a podrobně popsati.

Žhoucí páry zjednáme si nejjednodušeji pomocí nesvítivého plamene hořáku Bunsenova. Do kraje tohoto plamene vkládáme platinové drátky s ouškem, v němž se nalézá nějaká látka – na př. sůl; horkem promění se v páru, která plamen zbarví. Ukazuje se, že jsou to jen jisté prvky, jimiž toto zbarvení vzniká. Na př. ve sloučenině $NaCl$ nikoliv Cl, nýbrž Na, podobně ve sloučenině Na_2CO_3 opět Na atd. Tak přicházíme k tomu, mluviti o spektru, jež charakterisuje jisté prvky, jež v nějaké sloučenině se vyskytují.

Buďtež zde uvedeny některé příklady zvláště zajímavé.

V nesvítivém plamenu hořáku Bunsenova dávají charakteristická spektra látky následující:

1.) Thallium. Spektrum je dáno jedinou čarou zelenou, velmi ostrou, jasnou, sytou, tak že se i po případě ve skupině jiných čar ihned svou skvělostí pozná. Záře par thalliových podobá se tedy akusticky jedinému znějícímu tonu. Thallium (θαλλός, 0°, pučící ratolest, analogie skvělé zeleni), bylo právě spektrálně

nalezeno (Crookes 1861).

2.) Natrium. Jeho jhoucí páry, kteréž barví plamen Bunsenův skvostně žlutě (zejména v chloridu $Na\,Cl$), dávají spektrum na první pohled rovněž tak jednoduché jako thallium, totiž jedinou žlutou čáru obsažnější, kteréž se však objeví jen i jedinou silnější lámajícím hranolem flintovým (při vaké šířce) dvojitou. Takto tedy podobá se tedy spektrum toto souzvuku dvou tonů výškou sobě velice blízkých. Přesněji možno světlo toto za velmi přibližně homogenní pokládati. Tak se ho též ve fysice velmi mnoho užívá, daleko více než thallia, kteréž je drahé. Reakce spektrální na přítomnost natria je neobyčejně citlivou. Poznává se ze natrium i tenčí všude v prachu obsažené, přicházející do vzduchu z moře, jehož vlny rozprašují se na malinké kapky, chlorid natria obsahující, kteréž větrem se přenášejí přes pevniny. Při pracích spektrálních užívá se buď chloridu ($Na\,Cl$), kterýž dává skvělé zbarvení, ale krátce trvající, kdežto uhličitan (Na_2CO_3 neb $Na\,HCO_3$) vytrvá déle.

3.) Lithium. Spektrum jeho červeně žhnoucích par dává skvělou ostrou čáru červenou, vedle toho pak ještě daleko slabší čáru oranžovou.

Komplikovanější spektra dávají již Kalium (čára červená, spektrum částečně zpožité, čára fialová); Baryum (čáry zelené charakteristické); Strontium (čáry červené charakteristické a čára modrá); Calcium, Rubidium (skvostné čáry červené), Caesium atd.

Plyny stávají se světivými, jsou-li zředěny (v trubičkách Geisslerových) výboji elektrickými (Ruhmkorff).

Zde zejména dlužno vésti vodík, jehož spektrum se skládá ze tří skvostných ostrých čar, červené, zelené a modré. Jeho spektrum je tedy jakoby akkordem tří tónů. Velmi skvostné spektrum dává dále dusík, argon a j.

Při rozboru spektrálním dlužno na dvě otázky důsledně upozorniti. První z nich zní: Má každá sloučenina chemická své vlastní emissní spektrum nebo ukazuje spektrum jedné nebo více ze svých součástek?
Druhé pak: Má každá látka pouze jediné spektrum?

K první otázce odpovídají již Kirchhoff a Bunsen, dle nichž spektra kovů jsou vždy totožná, ať onen kov je obsažen v jakékoli sloučenině. Dává tudíž

totéž spektrum chlorid sodnatý, bromid sodnatý a jodid sodnatý. Vysvětlení v tomto případě je ovšem jednoduché — soli tyto v žáru plamene se rozkládají a spektrum povstává pouze parami kovu, zde natria.

A. Mitscherlich přidává se k náhledu, že každá sloučenina má své vlastní, ovšem pokud trvá nezměněna v té temperatuře, jíž pozorování vyžaduje. Náhled tento potvrzují pokusy, při nichž částečně rozkladu soli bylo zamezeno.

Soli strontnaté, chlorid, bromid a jodid v plamenu Bunsenově dávají totéž spektrum. Zavádí-li se rozkladu působením Cl, $H\,Br$ a $H\,J$ do plamene, ukazuje každá sloučenina své vlastní spektrum.

Co se druhé otázky týče, ukazují se jisté rozdíly ve spektrech, hlavně při změně temperatury, ale změny tyto (pokud se týkají spektra pouhého) jsou povrchní, tak na př. že se stoupající temperaturou pouze nové čáry vystupují, některé z dřívějších mizí; dle toho lze za to míti, že každý prvek má své určité spektrum a dle něho že může býti určitě poznán.

§ 104. Absorpční spektra látek pevných a kapalných.

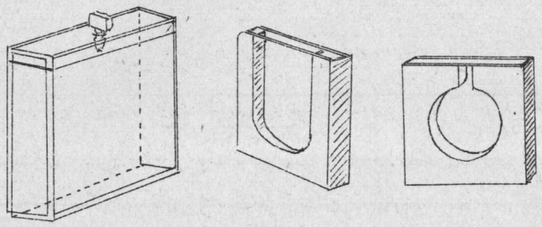
Při studiu absorpce volíme za zdroj světelný takový, který dává jasné spektrum spojité — tedy plamen drogandský nebo Auerův při subjektivním pozorování, světlo slunečních nebo elektrické nebo Drummondské při objektivním předvedení.

Co se látek pevných týče, náleží sem skla různě zbarvená, desky gelatinové a pod.

Zajímavá je absorpce skla červeně zbarveného, na př. kysličníkem měďnatým Cu_2O (cuprit, rudomědek). Sklo takové propouští jasně jasným červené světlo, takže spektrum absorpční dává se mnoho širokým červeným pruhem. Proto se tímto sklem zjednává červené světlo dosti homogenní.

Rovněž zajímavou je absorpce sklem modrým kobaltovým, jehož absorpční spektrum ukazuje pruh v červeném světle, široký pruh v žlutém a ku konci fialového.

ob. 149.



Velice rozmanitá jsou absorpční spektra různých kapalin. K jich zkoumání užívá se zvláštních absorpčních nádobek, forem na př. takových, jako obr. 149 znázorňuje.

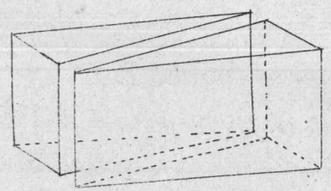
Praktické jsou nádobky prismatické pravoúhlé, z nichž dvě náleží k sobě a tvoří absorpční nádobku jisté tloušťky, kteráž se mění, když se jedna nádoba podél druhé na ploše hypotenusní posunuje.

Uvedíme některé zajímavé příklady. Abychom se mohli stručněji vyjadřovati, předpokládejme, že ve spektru máme na levo konec červený, na pravo fialový, takže barvy stoupají od nižších k vyšším — dle analogie akustické — od levé k pravé jako klaviatura.

Roztok dvojchromanu draselnatého ($K_2Cr_2O_7$) absorbuje celé pravé křídlo spektra od zelené (téměř od čáry E) k fialovému. Naopak roztok síranu kuproammonatého ($CuSO_4 \cdot 4NH_3 \cdot OH_2$) část centra a celé křídlo levé, propouštěje pouze paprsky modré a fialové. Obě — jinak průhledné látky — za sebou v nádobkách skleněných postavené nepropouštějí tedy žádné světlo, jeví se oku tmavými.

Jako doplňkem k oběma přistupuje roztok permanganu draselnatého (kalium hypermanganicum $KMnO_4$), který absorbuje centrum spektra, tedy hlavně část zelenou. Ve slabém zředění objeví se však místo absorpce úhrnné jenom částečná — ukáží se v části zelené čtyři pruhy absorpční, kteréž pak při stoupající koncentraci se stávají tmavějšími při tom se rozšiřujíce, až konečně splynou dohromady. Zajímavý tento postup lze pěkně ukázati při téže koncentraci nádobami hlinovými (obr. 150) různou tloušťkou absorpční.

ob. 150.



Absorpci, při níž v jisté barvě — jako zde zelené — jenom zase jisté partie odpovídající zvláštním délkám vlny se absorbují, zoveme vybírarvou elektivní.

Krásné příklady takové absorpce dávají roztoky solí didymových (na př. dusičnan didymový $Di_2(NO_2)_6$ neb síran didymový $Di_2(SO_4)_3$, kteréž se oku jeví ve slabém zředění téměř úplně průhlednými jen se slabým nádechem růžovým, ve spektru však spůsobují absorpci pro didym zvláště charakteristickou, četnými pruhy zejména v části žluté spektra, také v zelené a modré.

Zvláště zajímavou a prakticky důležitou absorpci spůsobuje barvivo krevní, haemoglobin (značka Hb, ἀξ μα τὸ krev a globus = koule, kuličky krevní, krvenky), jehož složení je sice procentuálně známo, ale jehož chemická formule není dosud stanovena (obsahuje C 54%, O 22%, N 16%, H 7%, dále v malém množství Fe a S). Sám v sobě dává Hb absorpční pruh v zeleném, na začátku části zelené, mezi čarami D a E. Oxydovaný Hb, tak zv. Oxy-haemoglobin (OHb) dává na místě onoho jediného pruhu v zeleném pruhy dva, jakoby v jeho sousedství, t. j. blíže čáry D a E, tak že když kyslík — jsa jen velmi volně vázán — se odlučuje a haemoglobin redukuje; jest to oku patrné tím, že ony pruhy se sestupují dohromady v jediný pruh. Sloučenina OHb pouští totiž snadno kyslík, na př. pod vývěvou nebo vyvářením. Naopak redukovaný Hb snadno kyslík přijímá, na př. již třepáním se vzduchem. Krev obsahující O-Hb je šarlachová, obsahuje-li více jen Hb, fialově červená (jako červené víno).

Důležitá je sloučenina haemoglobinu s kysličníkem uhelnatým, CO-Hb, jasně červená, vznikající při zadušení tímto plynem.

Spektrálně dává absorpční spektrum podobné jako oxyhaemoglobin, avšak podstatný rozdíl je v tom, že se nedá redukovati, t. j. oba ty absorpční

pruhy nesplynou i když se užije redukujících prostředků (sirníku ammonatého $S(NH_4/_2)$.

Zajímava je absorpce alkoholického roztoku chlorofyllu, který obsahuje celé pravé křídlo spektra a propouští jen barvu červenou a zelenou, prvnější však ve větší intensitě než druhou; proto při silnější vrstvě absorbující nebo při větší koncentraci jeví se roztok v propuštěném světle tmavočerveným.

Zajímavé další příklady absorpce u kapalin dávají roztoky barviv rozmanitých, jak vodní tak alkoholické, jichž řada jest ovšem velmi rozsáhlou.

§ 105. Absorpční spektra plynů a par.

Ke zkoumání absorpce spůsobené parami neb plyny při obyčejné teplotě užívá se podobných absorpčních nádob jako u kapalin, jenom že rozměrů (tloušťky) značně větších; bývají to buď ballony neb válce značné délky, kteréž jsou uzavřeny dobrými deskami zrcadlovými.

Absorpce spůsobená parami a plyny vyniká tím, že na místě absorpčních pruhů více méně širokých a neurčitě ohraničených, kteréž – z pravidla – u těles pevných a kapalných se pozorují, vystupují zde ostré čáry – zcela na Fraunhoferovy upomínající – často ve množství velmi značném, čímž úkaz se stává – zejména při slunečním světle – zvláště skvělým a charakteristickým.

Příklady zvláště zajímavé jsou následující:

Páry iodu. Ballon obsahující kousky iodu dá se do lázně vzduchové asi 70°–80°; naplní se parami krásně fialovými (odtud jméno ἰοειδής, τὸ ἴον fialka), kteréž dávají skvostné absorpční spektrum s velmi četnými ostrými čarami.

Podobně páry bromu. Co se chloru týče, ukazuje též absorpci, ale teprve při velmi značné tloušťce (aspoň 2 metry) absorbující vrstvy.

Kysličník dusičelý (NO_2) dává spektrum absorpční s velmi četnými čarami Fraunhoferovým podobnými místy širšími, jichž počet jde na 2000 (Brewster) a kterýž jsou rozděleny přes celé spektrum. Při stoupající teplotě plynu stoupá

absorpce velmi značně, plyn, který při obyčejné teplotě je žlutavě oranžový, stává se rudým a posléze tmavorudým až tmavý a nepropouští pak světlo žádné, absorpce jest úplnou.

V příkladech zde uvedených jsou páry a plyny barevné. Zajímavo je však, že i plyny a páry úplně bezbarvé spůsobují absorpční čáry ve spektru.

Tak je tomu u vzduchu a u par vodních. Tak konstatovali již Brewster (1860), že některé z čar Fraunhoferových ve spektru slunce jsou původu atmosférického, spůsobené dílem vzduchem, ale zvláště vodními parami ve vzduchu obsaženými. Jak značně páry tyto na vzezření spektra slunečního působí, lze snadno se přesvědčiti, když se spektroskop za dne obrátí proti mračnu dešťovému (nimbus); objeví se tu v levém křídle spektra, hlavně v části červené a žlutě, nové čáry, kteréž jinak ve světle denním nejsou. Ale i vzduchem samým vznikají absorpce, jakož lze rozhodnouti, když pozorujeme při teplotách vzduchu velmi nízkých (Angström – 24°); množství par vodních tím se ohromně zmenší, absorpční čáry vodních par mizí, ale některé z Fraunhoferových – zejména A a B – jeví se ve své intensitě závislými na stavu slunce a tudíž jsou původu atmosférického. Jiné naproti tomu, jako zvláště D, F atd., jsou rozhodně původu slunečního.

§ 106. Pokračování. Absorpce parami zhoucími.

Vysvětlení vzniku čar Fraunhoferových.

Jak tyto čáry Fraunhoferovy, jež jsou rozhodně původu slunečního, vznikají, ukázalo se překvapujícím spůsobem při pokusu, který nahodilé provedl Kirchhoff. Krátká publikace o důležitém jeho objevuje datuje z roku 1859. („O čarách Fraunhoferových.") Týž zkoumal spektrum plamene svíčky, do něhož dal něco kuchyňské soli. Plamen ukazoval známé

zabarvení natriové. „Sluneční paprsky, nežli dopadly na štěrbinu, nechal jsem," — tak píše — „projíti silným plamenem kuchyňské soli. Bylo-li světlo sluneční dostatečně oslabeno, objevily se na místě obou tmavých čar (Fraunhoferových) D dvě světlé čáry; když však intensita mnoho slunečního světla překročila jistou míru, objevily se ony tmavé čáry D v dalekovětší zřetelnosti než bez plamene kuchyňské soli." A dále: „Soudím z toho, že barevné plameny, v jichž spektrech přicházejí světlé, ostré čáry, papraky barvy těchto čar, když jimi procházejí, tak oslabí, že na místě jasných čar vystoupí tmavé, jakmile za plamenem se umístí zdroj světelný dostatečné intensity, v jehož spektru čáry ty jinak scházejí. Soudím dále, že tmavé čáry spektra slunečního, kteréž nejsou způsobeny atmosférou zemskou, vznikají přítomností těch látek v rozžhavené atmosféře sluneční, které ve spektru plamene světlé čáry na témže místě způsobují."

Objevem tímto vedeným Kirchhoff k podrobnějším zkoumání spektr rozmanitých barevných plamenů, kteréž provedl zároveň s Bunsenem. Ještě téhož roku 1859 vyslovil větu, že pro paprsky téže délky v ony při téže teplotě poměr mohutnosti emisní k mohutnosti absorpční je u všech látek týž. Objevy jeho objasnil a odůvodnil Kirchhoff tuto větu r. 1861.

Mohutností emisní rozumí se ta intensita paprsků určitého druhu, mohutností absorpce poměr intensity absorbovaných paprsků k intensitě paprsků (téhož druhu) na látku absorbující dopadajících.

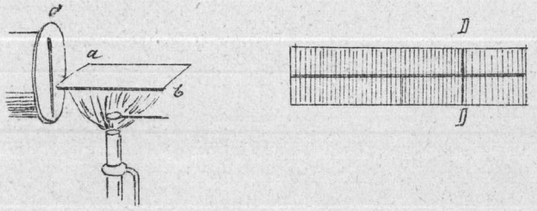
Vysvětlení zákona Kirchhoffova theorií undulačních lze provésti na základě jednoduché analogie — resonancí v akkustice. Emise určitého druhu paprsků záleží v tom, že látka sdílí své výchvěje okolnímu éthern, absorpce pak v tom, že těleso výchvěje ethern okolního přijímá. Právě tak jako jsou tělesa na jisté tony naladěny, tak že ponze na ty tony resonují, které samy vydávají, tak jsou tělesa ve smyslu optickém jsou naladěna na určitý druh paprsků, t. j. na určité výchvěje étherové, které samy (při emisi) vykonávají anebo které (při absorpci) jedině mohou sdíleti.

Pokus Kirchhoffův lze opakovati ve způsobu velice přehledném následovně. Postavme před štěrbinu spektrálního apparátu plamen lithiový. Objeví se v dalekohledu ona skvělá, ostrá červená čára (Li α). Postavme pak na štěrbinu ve směru kollimátoru paprsky světelné slunce. Objeví se spektrum slunce, ona jasná čára červená zmizí a na místě jejím se ukáže ostrá tmavá čára, která jinak ve spektru slunce na tom místě není.

Žhavé páry lithiové zadrží tedy z bílého světla slunečního ten určitý ton barevný, který páry lithiové samy světlice vysílají.

Pokus v tomto způsobu je proto pozoruhodným, ponévadž jde o vznik čáry tmavé, která jinak ve spektru slunce není, kdežto u par natriových jde jen o zesílení čáry, která i tak již ve spektru jest.

Tento pokus „obrácení čáry lithiové" lze provésti jen subjektivně vůči světlu slunečnímu nebo elektrickému a Drummondskému. Pro objektivní provedení pokusu slunečním nebo elektrickým světlem nemá světlo lithiové dostatečné intensity. Za to lze pokus takový objektivně provésti parami natriovými, na př. dle Fraunhofera způsobem následujícím (obr. 151.)



V lampě elektrické vyznačuje se dolejší uhlík za obyčejnou tyčinku uhelnou, která byla ponořena do zředěného roztoku chloridu sodného a vyznačena. Před štěrbinu složíme horizontálně plíšek (a, b,) aby štěrbinu půlil. Plech tento zahříváme kahanem nesvítivým, do jehož plamene vedeme platinovou lžičku s kouskem natria.

Dokud natrium nehoří, ukazuje spektrum jasnou žlutou čáru natriovou, ponévadž oblouk elektrický vaklada chlorid sodnatý a rozžhavuje páry natria. Jakmile však zaplane natrium ve lžičce platinové, objeví se v příslušné polovině spektra (v projekci je to obrácené polovice hořejší) natriová čára tmavá, obrácená.

24. mch

Jinak lze užíti též par chloridu sodnatého v nesvítivém kahanu Bunsenově. Užije-li se světla slunečního, objeví se absorpce na témže místě, kde je Fraunhoferova čára D, která se ukazuje značně sesílenou, po případě dvojitou.

Pravíme, že tmavé čáry vznikají ve spektru slunečním na témže místě, na kterém by vznikly čáry jasné, kdyby ony páry v obalu slunečním samy svítily, t. j. kdyby bylo možno paprsky od centrálního tělesa slunečního zadržeti. To však děje se v míře velkolepé při totálním zatmění slunce! Zde tedy, když fotosféra samojediná svítí, musíme pozorovati obrácení spektra slunečního - jasné čáry Fraunhoferovy na témže místě. Pozorování při zatmění totálním slunce konané potvrdily tento důsledek plnou měrou.

Srovnáváním tmavých čar Fraunhoferových s jasnými čarami látek na zemi známých lze konstatovati, které to látky se nalézají ve fotosféře co páry rozžhavené. Tak je konstatováno, že se nalézá na slunci Natrium, Kalium, Magnesium, Železo a j. - naproti tomu nikoli na příklad Lithium a j.

Tím nabyly čáry Fraunhoferovy významu netušeného pro zkoumání fysikální povahy těles nebeských (Astrofysika).

§ 107. Užívání spektrální analyse.

Na základě předešlých úvah můžeme souborně sestaviti případy, v nichž spektrální analyse se stává důležitou. Tato slouží:

1.) K rychlému a snadnému se orientování o přítomnosti prvků (zvláště ovšem kovů) ve sloučeninách i když ony prvky jsou tam obsaženy v míře pranepatrné. Již $\frac{1}{3\,000\,000}$ mg některé soli natriové prozrazuje se žlutou čarou ve spektru, kterážto citlivost je tak ohromná, že se téměř nelze při prácech spektrálních ubrániti vznikání čáry natriové, neboť v těch nepatrných množstvích jsou soli natriové ve vzduchu, prachu atd. vždy a všude obsaženy.

U jiných prvků není ovšem citlivost této methody tak veliká, ale přece daleko přesahuje jakákoliv zkoumání jiná.

2.) Spektrální analysou objeveny byly nové prvky; tak nalezl Bunsen rubidium, Dürkheimer caesium, Crookes thallium, Reich a Richter indium, Lecoq de Boisbaudran gallium atd.

3.) Spektrální analysa je důležitou pomůckou ke zkoumání fysikální povahy těles nebeských, určujíc na př. látky, které se nalézají na slunci, dokazuje, že mohutné ony sloupy ohnivé, které v chronosféře sluneční pozorujeme, jsou ohromné výbuchy žhavého vodíku atd.

4.) Při měření rychlosti těles nebeských užívá se analysy spektrální. Dle principu Dopplerova (viz akustika: § 46) snadno vysvitne, že barva zdroje světelného musí se měniti, pohybuje-li se tento zdroj k pozorovateli nebo od něho s rychlostí, která proti rychlosti světla nemizí. Při pozorování protuberancí pošinuje se modravá čára vodíka F k fialovému konci spektra, když ona protuberance děje se ve směru k pozorovateli (počet výchvějů za vteřinu se zvětšuje); naopak děje-li se protuberance ve směru opáčném (počet výchvějů se zmenšuje), pak se čára F pošine ke konci červenému.

Lockyer počítal na základě takovýchto pozorování rychlost protuberancí na slunci a určil ji na 32 mil za sekundu.

Podobně Huggins (1868) určil rychlost, jíž se od nás vzdaluje Sirius, Airy určil (1881) rychlosti: Siria na 32 $\frac{km}{sec}$, Kapelly 43 $\frac{km}{sec}$, Aldebaranc 32 $\frac{km}{sec}$; hvězdy ty pohybují se od země, oproti tomu Arcturus s rychlostí 53 $\frac{km}{sec}$, Pollux 42 $\frac{km}{sec}$ a α Ursae maj. 43 $\frac{km}{sec}$ pohybují se k naší zemi.

5.) Pozorování spekter absorpčních je velmi důležité v poznávání barvio, potravni, léků atd., pokud lze tyto upraviti tak, aby byly průhlednými. Spektrálním pozorováním lze zjistiti, zda-li na př. červené víno je uměle barvené, pravost másla, sýrů, šafránu lze tak zkoušeti, ano i v lékařství přítomnost jedu v krvi, žluči v krvi atd., bílkovin v moči zkouší se analysou spektrální.

6.) Dějí-li se s látkami processy chemické, pak spektrální pozorování je pro svou jemnost a dokonalost na svém místě. Při chemických titracích s hypermanganem draselnatým je velmi spolehlivým znamením ukončené reakce vystoupení absorpčních pruhů. Podobně důležitým je spektroskop při přípravě

oceli z litiny způsobem Bessemerovým. Záleží totiž proces Bessemerův v tom, že se roztavenou litinou železnou umístěnou v tak zvaném konvertru prohání atmosferický vzduch, aby přítomný uhlík v litině spálil se až na 2% z původních 5%. Konec reakce ohlásí se rychlými zjevením se 4 modrých a jedné fialové čáry ve spektru, které dává plamen z konvertru mocně šlehající.

§ 108. Znázornění spektra.

Nejvěrnější obraz spektra byl by ten, který by v barvách úplně věrných spektrum předváděl. Poněvadž zvláštní a živé ty tony barevné, jak se ve spektru v přerozmanitých odstínech ukazují, je velmi nesnadno vyšetřovati, kreslí se výkres spektra jednoduše tak, že se v něm dbá pouze relativní jasnosti čili intensity osvětlení. V tomto způsobu bývá pak výkres nejčastěji proveden negativně – t. j. kreslíme-li na bílou půdu, označují se místa nejjasnější nejtmavšími pruhy.

Horizontální rozměr spektra řídí se škálou anebo délkou vlny, když pro určitý hranol je význam škály znám. Takováto graduace škály spektroskopu provede se pro určitý hranol pozorováním emissních spekter prvků jako jsou: Kalium, Lithium, Natrium, Thallium, Strontium, vodík atd. Určité místo škály zvolí se pro určité světlo, nejčastěji natriové, za základní.

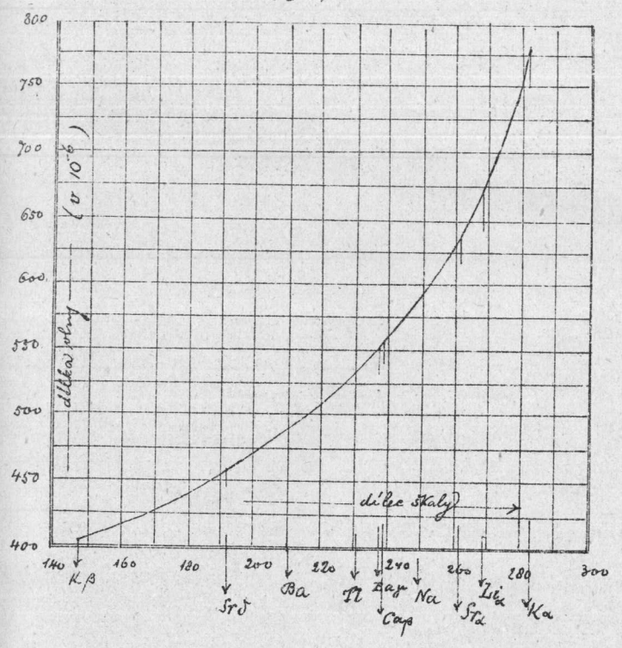
Příklad takové graduace obsahuje následující tabulka, dle níž sestrojen diagram 152.

Označení čáry	Dílec škály střed čáry	délka vlny v 10^{-6} mm	barva
Kalium α	282,6	768,0	červená
Lithium α	268,7	670,8	
Strontium α	261,9	641,0	oranžová
Natrium	250,0	589,0	žlutá
Calcium β	238,5	558,8	
Baryum γ	237,4	553,6	zelenožlutá
Thallium	231,3	534,9	zelená
Strontium δ	192,5	460,7	modrá
Kalium β	147,6	404,0	fialová

§ 109. Spektrometr.

Ke spektrálnímu apparátu druží se stroj zařízení podobného, tak zvaný spektrometr (obr. 153). Účel jeho jest, jak jméno samo naznačuje, měřiti

ob. 152.



a to jisté úhly; proto má dělený kruh se vším, co k odečítání náleží, tedy s noniy, mikroskopy a pod.

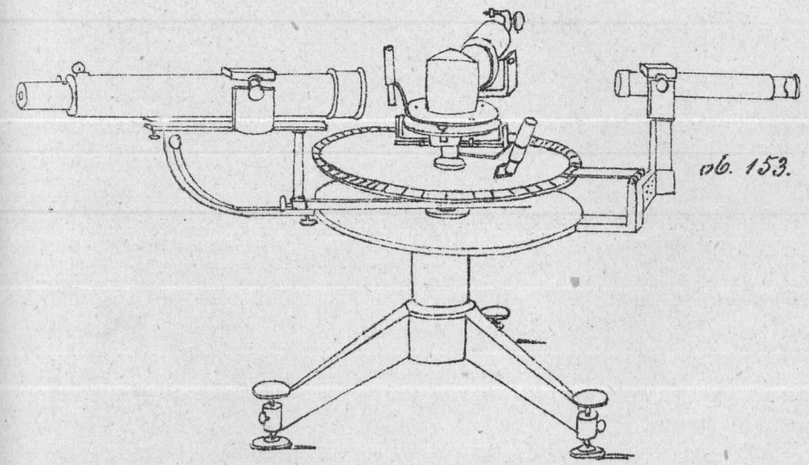
Jinak obsahuje také dalekohled pozorovací a kollimátor jako apparát spektrální, dále stolek, na nějž klade se hranol, jehož exponent lomu n pro různé druhy světelné se má měřiti. Toto měření provádí se buď methodou minimální úchylky (Fraunhofer) anebo možno-li methodou normální incidence (Meyerstein).

Jak jsme svého času odvodili platí tu vzorce

$$n = \frac{\sin \frac{1}{2}(\varphi + \delta)}{\sin \frac{1}{2}\varphi}$$

resp.

$$= \frac{\sin(\varphi + \delta)}{\sin \varphi}$$



ob. 153.

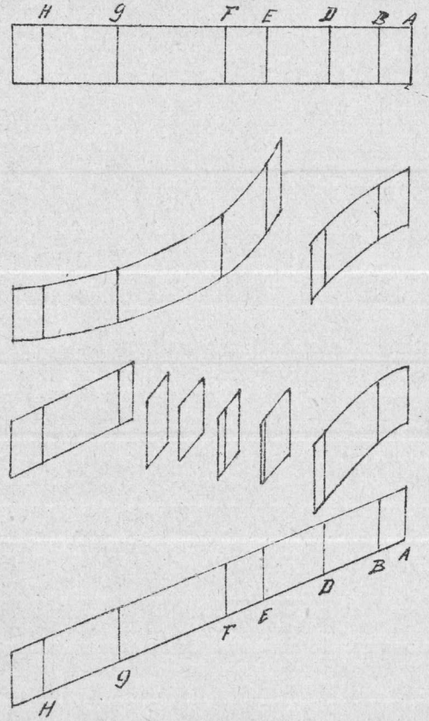
Jest tudíž ke stanovení exponentu lomu nutno měřiti především úhel φ hranolu a pak úhel δ, t. j. úchylku paprsku určitého druhu – určité délky vlny – buď při úchylce minimální neb při normální incidenci. Měření vztahuje se vždy na jistou čáru ostrou ve spektru – poněvadž taková čára

representuje vzdálenost čárou dělící vlny k světla — ať již je to čára světlá neb čára tmavá; různá se tu hlavně jasných čar, jež dávají Natrium, Lithium, Thallium, Kalium, Strontium, vodík a j. aneb tmavých čar Fraunhoferových ve spektru slunce. Podrobnosti o spektrometru náleží do fysiky praktické. —

[* § 110. O disperse anomální.

[* Důkaz o absorpci světla druží se zjev jiný, kterýmž se rozšiřuje názor o lomu světla. Tělesa, která dávají ve spektru absorpčním tmavé pruhy, lámou paprsky blíže těchto pruhů se nalézající rozdílně od těch pravidel, která jsme dosud při lomu poznali.

Obr. 154.



Představme si, že obyčejné spektrum A, B, ... L, jak je dává skleněný — zplna bezbarvý — hranol, pozorujeme prodlužujíc hranolem, jehož hrana lámavou však postavíme k předešlé kolmo. Spektrum se tím uchýlí a to tak, že nejvíce odchýlen bude konec fialový, avšak celý proužek zachová pravidlo, že postupně více jsou uchýleny paprsky barev k fialovému konci bližších. Užijeme-li však hranolu, jehož látka tvoří ve spektru absorpčním tmavé pruhy, tedy na př. pronostu s fuchsinem neb hypermanganem draselnatým, pak vzniknou spektra formy velmi nápadné, jak to ukazuje obr. 154. Od konce červeného až k prvnímu pruhu absorpčnímu přibývá tu úchylky usychleně, za prvním absorpčním jsou pak, paprsky méně lomené než červené, jichž lámavosti zase přibývá až k následujícímu pruhu absorpčnímu atd., a úkaz tento se ve pruhu k pruhu opakuje.

Tato změna lámavosti je při roztoku fuchsinu, který zelené světlo úplně absorbuje, tak velika, že paprsky barvy žluté a červené jsou silněji nežli paprsky barvy modré a fialové. Exponenty lomu pro různé Fraunhoferovy čáry ukazují zde tento sled:

Čára Fraunhoferova:	B	C	D	F	G	H
exponent lomu:	1,387	1,392	1,398	1,361	1,367	1,376.

Úkaz tento plyne disperse anomální, souvisí patrně velmi úzce s absorpcí a lze jej tudíž velmi dobře pozorovati při plynech, které ve spektrech absorpčních jeví pruhy absorpční.

Tak na př.: páry jodové pro světlo červené, mají exponent lomu $n = 1{,}00205$
" " fialové " " " $n = 1{,}00192$.

§ 111. Barva předmětu

Na absorpci světla záleží, jak patrno z předešlého, barva předmětu ve světle procházejícím. Sklo zbavené kyslíčníkem manganatým jeví se ve světle procházejícím býti červeným, poněvadž všechny ostatní paprsky absorbuje a pouze paprsky barvy červené propouští. Avšak i barva předmětu ve světle rozptýleně odraženém na absorpci záleží. Odráží se totiž paprsky světelné nejen od nejhořejší plochy předmětu, ale vnikají poněkud i pod ni a vycházejíce jsou částečně absorbovány, když těleso na povrchu zbarveno je z částeček barevných. Vidíme tudíž křídu, mramor, kondensovanou páru vodní v světelném bílém jako předměty bílé, poněvadž světlo vnikající do těchto látek prochází částicemi bezbarvými, které světlo neabsorbují. Naproti tomu vidíme v odraženém světle list květiny zelený právě tak jako ve světle propouštěném, poněvadž paprsky bílého světla jsou povrchovými vrstvami částečně absorbovány, tak že pouze paprsky zelené se odrážejí. Tím také se vysvětlí, proč ty předměty jeví se býti červenými, když na ně

dopadne světlo, jemuž scházejí paprsky, které ono propouští.

Instruktivní v té příčině je, předměty barevné jako zejména květiny vkládati do spektra na př. slunečního a provésti je od konce červeného k fialovému a pozorovati, jak se oku jeví v různých částech spektra. Rovněž poučný je pokus zachytiti spektrum slunce na př. zeleným neb červeným suknem a pod.

§ 112. Barvy povrchové a lesk kovový.

Často ukazují i tělesa bez odrazu rozptýleného, tedy na povrchu v rovinné neb jinak pravidelné plochy upravené, zvláštní zabarvení, jehož původ dlužno hledati v absorpci, neboť všechna tato tělesa vynikají zvláštní mohutností absorpční pro některé lomy barevné. A právě ty barvy, které silně jimi jsou pohlcovány, jeví značnou intensitu při pravidelném odrazu bílého světla.

Tak se vysvětluje živé zbarvení povrchu barev anilinových, které je vždy komplementární s barvou ve světle procházejícím. Totéž platí i pro pravidelný odraz na plochách kovových. Zlato na př. jeví se býti v tenkých vrstvách ve světle procházejícím zeleným, absorbuje zvláště intensivně paprsky žluté, proto je také intensivně odráží, proto se ukazuje žlutým i při odrazu na ploše pravidelné. Kovy vůbec vynikají velikou mohutností absorpční téměř pro všechny druhy paprsků ve spektru obsažených, proto je také odraz na broušených plochách kovových tak intensivní. Tím vysvětluje se lesk kovový (Krovky brouků ku př.)

Odraz na plochách kovových připomíná odraz totální, proto často říkáme v plochách totálně reflektujících, že se lesknou jako stříbro.

[* § 113. Koefficient extinkce a quocient absorpce.

[* Vniká-li světlo intensity J do vrstvy nějakého předmětu, jejíž tloušťka je $= 1$; pak se absorpcí redukuje původní intensita na $\frac{J}{n}$, při průchodu druhou stejně silnou vrstvou redukuje se opět v tomto poměru, tak že na třetí vrstvu dopadá světlo intensity $\frac{J}{n_2}$ atd., tak že vrstvou

o tloušťce d vychází světlo intensity $J' = \frac{J}{n^{\alpha}}$;

není tedy absorpce úměrna tloušťce předmětu, ale přibývá jí v řadě geometrické, když tloušťce přibývá v řadě arithmetické.

Vezmeme-li logarithmy (mat.), obdržíme

$$\lg J' = \lg J' - d \lg n$$

čili

$$\log J - \lg J' = d \cdot \lg n;$$

jest tedy logarithmický dekrement intensity světla úměrný tloušťce absorbujícího ústředí. Konstanta úměrnosti

$$\lg n = \alpha$$

nazývá se koefficient extinkce (též absorpce). Je tedy

$$\alpha = \frac{1}{d} \lg \text{nat} \frac{J}{J'} = \frac{1}{d} \cdot 2{,}30 \lg \text{brigg} \frac{J}{J'}.$$

Jiná forma rovnice je

$$J' = J \cdot e^{-\alpha d}.$$

Zkoumáme-li absorpci roztoku barvio, pak je patrno, že roztok c-kráte koncentrovanější ve vrstvě $\frac{d}{c}$ kráte tenší působí jako roztok původní; z toho vychází koefficient extinkce

$$\alpha = \frac{\lg \frac{J}{J'}}{\frac{d}{c}} \quad \text{čili} \quad \alpha = c \frac{\lg \frac{J}{J'}}{d}$$

čili koefficient extinkce jest přímo úměrný koncentraci.

Jsou-li α_1, α_2 koefficienty extinkce pro koncentrace c_1 a c_2, pak patrno, že

$$\frac{c_1}{\alpha_1} = \frac{c_2}{\alpha_2} = A.$$

A sluje poměrem nebo quocientem absorpce (Vierordt).

Koncentrace c měří se v tomto případě obyčejně množstvím látky v grammech, které je rozpuštěno v 1 cm³ roztoku. Známe-li veličinu A, lze koncentraci stanoviti měřením koefficientu extinkce dle vztahu

$$c = A \cdot \alpha.$$

Všechny tyto úvahy platí ovšem pro světlo homogenní.

Při měření koefficientu α nastává seslabení světla též reflexy na př. na skle. Dle Fresnela reflektuje se část $\left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$ světla při kolmém odrazu. Při skle tedy proti vzduchu, kde je $n = \frac{3}{2}$, činí tato ztráta $\left(\frac{\frac{3}{2}-1}{\frac{3}{2}+1}\right)^2 = \frac{1}{25} = 4\%$.

Takovéto ztráty nutno při měření koefficientu absorpce eliminovati nejlépe methodami differenčními. Učiní se totiž jedno pozorování při jisté tloušťce a pak druhé při tloušťce o d větší v differenci obou pozorování se ony ztráty vyloučí.

Působení světla absorbovaného.

§ 114. Fluorescence.

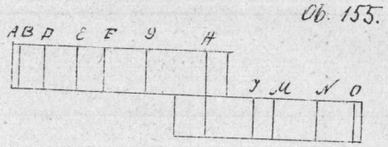
S absorpcí světla souvisí ještě jiné zjevy opticky velmi zajímavé. Dopadá-li bílé světlo na roztok chlorofyllu, jeví se tento ve světle procházejícím zeleným, ve světle odraženém rudým. Podobný úkaz objevil Cumberland na kazivci, fluoritu, jenž ve světle procházejícím je jasně zelený, pozorujeme-li krystal ze strany, ukazuje se cesta paprsků tmavě modrým zabarvením.

Podobnou změnu světla pozorujeme na eosinu, fluoresceinu, aesculinu (látce obsažené v kaštanové kůře), síranu chininovému, skle uranovém, petroleji atd. Dle fluoritu nazván byl zjev tento fluorescencí. Vysvětlujeme si pak fluorescenci změnou světla, kterou způsobuje látka, jež světlo přijímá. K objasnění poslouží následující pokus: Kostka skla uranového, dopadá-li na ni světlo modré, „svítí" zeleně, naopak ve světle červeném mizí tento úkaz. Podobně nápis učiněný kamidem platičitobarnatým (látka ve světle bílém žlutá) vidíme pod modrým sklem zářící intensivním světlem zelenavým, naopak mizí veškerá fluorescence ve světle červeném. Pokusy bylo potvrzeno v té příčině pravidlo Stokesovo, dle něhož fluorescencí mění se vždy světlo větší lámavosti ve světlo lámavosti menší. Důkazem tohoto pravidla je pokus, při němž světlo procházející látkou fluorující dopadá na jiný předmět fluorescence schopný — na tomto druhém tělese fluorescence již nepozorujeme.

Zvláště názorně a přesně vynikne pravidlo Stokesovo užitím method

spektrálních. Na proužek papíru, jenž je potřen do dolejší polovice roztokem síranu chininového nebo kyanidem platičitobarnatým, vrhneme slunečné spektrum, tak že rozhraní mezi papírem potřeným a bílým je kolmo k štěrbině. Obr. 155. ukazuje výsledek pokusu. V hořejší polovici papíru vidíme obyčejné spektrum s čarami Fraunhoferovými. Dolejší polovice svítí zelenavým světlem fluorescence, které se rozkládá daleko za fialový konec spektra obyčejného. Tím se nejen potvrzuje pravidlo Stokesovo, že barva fialová tu mění se fluorescencí v barvu zelenou, menší lomivosti, ale objevuje se jiný nový a velmi zajímavý úkaz, že spektrum nekončí světlem fialovým, nýbrž že za tímto viditelným „koncem" spektra je ještě celá řada paprsků větší lámavosti, které na základě fluorescence můžeme spatřiti. Také toto část spektra za obyčejných poměrů neviditelná, již nazýváme vzhledem k poloze její ultrafialovou, obsahuje čáry Fraunhoferovy, jak i v obrazci naznačeno.

Ob. 155.



Ještě hlubšího názoru o fluorescenci nabýváme užitím dvou skřížených hranolů. Spektrum obyčejné dopadá při tom na látku fluorující na př. od štěrbiny vertikální; toto spektrum pozorujeme hranolem, jehož hrana lámavá je horizontální. Tím se ukazuje, že světlo fluorescence není homogenní, nýbrž se skládá z paprsků velmi různé lomivosti.

Konečně poučným je též pozorování spekter absorpčních látek, které fluorují. Ukazuje se, že ty paprsky jsou absorbovány, které fluorescenci působí. Avšak tato absorpce je velice rozdílná od té, kterou jsme dříve seznali. Při absorpci obyčejné mění se energie světelná paprsků absorbovaných v teplo, kdežto při absorpci, která způsobuje fluorescenci, forma energie se nemění, pouze jen lomivost paprsků.

Pravidlo Stokesovo nepřipouští ve spektru fluorescenčním paprsků s menší lomivostí, nežli je lomivost paprsků původních fluorescenci vyvolavších. Proti tomu tvrdí Lommel, že nalezl látky, které vysílají světlo fluorescenční, obsahující také paprsky větší lomivosti. Dle toho lze látky

fluorující rozděliti ve tři třídy:

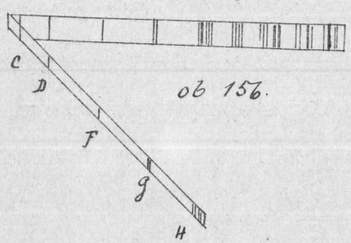
I.) Látky, při nichž každý paprsek fluorescenci vyvolávající dává celé spektrum fluorescenční. Absorpční spektra těchto látek jeví mnohé tmavé pruhy absorpční, látky ty vznikají živou intensivní barvou, fluorující spektrum jich je všude stejně zbarveno. Sem náleží: chlorofyll, červeň naftalinová, eosin, purpurin rozpuštěný v aethem, fluorescein a uranové sklo.

II.) Látky druhé třídy jsou ty, jež vysílají paprsky nanejvýš stejné a vyšší lomivosti, než jsou paprsky původní. Jsou to látky barvy zažloutlé anebo bezbarvé, fluorující spektrum jich ukazuje nestejné zbarvení, barevné tony jeden v druhý přecházejí a jsou teprve tam stejně zabarveny, kde spektrum původní mizí. Všechny tyto látky dedují pravidlo Stokesovo. Jsou to na př. Sandarak, Diphenilamin, Kurkuma, sladový cukr, anthracen v alkoholu rozpuštěný, síran chininový, petroleum, aeskulin, kazivec atd.

III.) Látky třetí třídy jeví vlastnosti látek obou předešlých tříd společné. Sem náleží: zeleň, modř a červeň chameleonová, lakmus, fluoramilin, brasilein atd.

Obrazce 156., 157., 158. ukazují spektra hranolu křišťálového vržená na různé látky fluorující a pozorovaná hranolem skřížením.

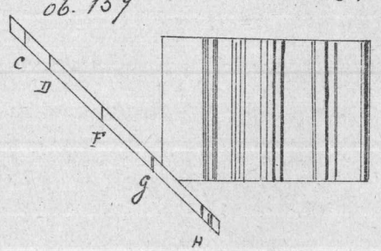
I. Chlorofyll.



ob. 156.

II. Aeskulin.

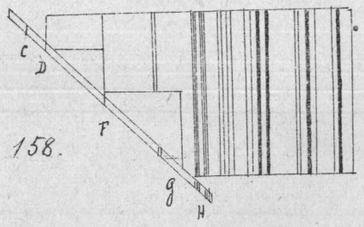
ob. 157



Pozorování děje se methodou Pierrovou (1866), jenž obyčejné spektrum zjednané hranolem křišťálovým, (aby nebyly paprsky fialové absorbovány) odrazil kovovým zrcadlem na povrch kapaliny fluorující, křišťálovou cylindrickou čočkou bylo spektrum koncentrováno na úzký proužek, jenž byl pozorován hranolem skřížením. Původní spektrum skřížením hranolu vzniklé je pro větší názor k obrazcům připojeno. Rozdíl tří uvedených tříd látek fluorujících na

těchto representantech v obrazcích velmi pěkně vyniká.

III. Lakmus.



ob. 158.

§ 115. Fosforescence.

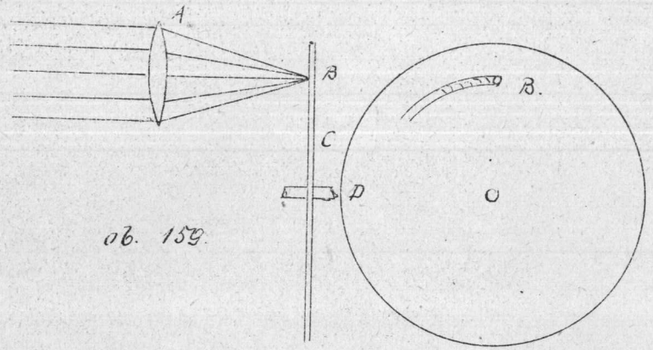
Některé látky bývše osvětleny světlem slunečním nebo elektrickým, nebo výbojem elektrickým ve zředěném ústředí světlo potom kratší nebo delší dobu vysílají, aniž by při tom měnily svou temperaturu nebo konstituci chemickou. Podle známého světelkování fosforu byl nazván tento úkaz fosforescencí. Souvisí patrně jako fluorescence se zvláštní absorpcí světla a je jakousi fluorescencí, která pokračuje a trvá, neboť nalézáme nejen látky, které pouze fluorují, ale i jiných celou stupnici, které fosforují po dobu velmi různou od několika vteřin až do mnoha hodin.

Velmi pěknou fosforescenci ukazují sirníky kalcia, strontia a barya a zvláště směsi z nich připravené. Důležitou podmínkou jich přípravy jest úplné vypuzení a zabránění vysokou temperaturou několika set stupňů. Proto dodávají se nejčastěji v zatavených trubicích, často v takových, které obsahují vnitřní trubici vyčerpanou a dvěma elektrodama opatřenou, tak že lze velmi účinnou fosforescenci vzbuditi střídavými výboji z přístroje Ruhmkorffova.

Zkoumání fosforescence dálo se dříve tak, že pozorovatel v zatemnělé světnici přijímal předměty před tím určitý čas světelnému zdroji vystavené. Zkoumání toto ovšem postrádalo dokonalosti, hlavně pokud se týkalo velmi krátkých exposicí předmětu nebo fosforescencí, brzy mizících.

E. Becquerel zařídil zvláštní přístroj — fosforoskop — jímž možno vyšetřiti fosforescenci pouze 0,0006 sec trvající.

Těleso, jehož fosforescenci zkoumáme, klade se ve fosforoskopu mezi dvě kruhové desky na téže ose společné se otáčející a takovými otvory opatřené, že, je-li těleso z jedné strany osvětleno, druhá deska je zakrývá, naopak, není-li těleso osvětleno, bez s druhé strany pozorovati fosforescenci.



ob. 159.

Na desce skleněné lze ukázati fosforescenci zařízením, jež jest obr. 159. dostatečně illustrováno. Čočka A sbírá paprsky slunečné do bodu B na desku skleněnou C, která se kol osy D velmi prudce otáčí. Bod B jeví se na roztočené desce jakoby protažený ve směru stačení ve světlý proužek, jehož intensita pozvolna se ztrácí. Zvláště sklo slovnaté nebo uranové fosforuje pěkně zeleně. Korundy, safíry a rubíny fosforují jasným světlem červeným, vůbec jako při fluorescenci má i zde každé těleso svůj zvláštní vliv absorpční, jenž se jeví pak barvou při fosforování. Ke zkoumání spektrálnímu nejlépe hodí se praeparát rozmělniti (někdy ne v příliš jemný prášek) a posypati jim (pomocí sýtka) papír stejnoměrně arabskou gumou potřený.

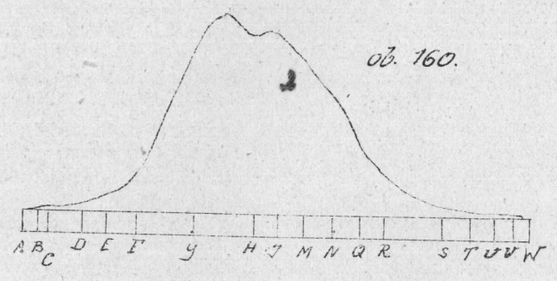
Ačkoliv fosforescence tak je příbuzným úkazem fluorescence, je zajímavo, že fluorují hlavně kapaliny, naopak fosforují pouze tělesa pevná, téměř veškerá tělesa, která fluorují, fosforují, jsou-li ztuhlá v želatině. Tato pravidla od E. Wiedemanna pocházející mají ovšem své výjimky.

§ 116. Změna energie světelné v energii chemickou.

Fotochemie.

Světelné energie paprsků mění se absorpcí obyčejně v energii tepelnou aneb, jak právě bylo uvedeno, při úkazu fluorescence a fosforescence nastává pouze změna v lomivosti paprsků. Velmi zajímavou změnou energie světelné je případ, kdy tato mění se v energii chemickou. Tak jako mnohé reakce chemické provázeny jsou zjevy světelnými, tak naopak světlo může se státi příčinou reakcí

chemických. Zjevy takové nazýváme fotochemickým neb aktinitickým působením světla. Ty paprsky, které zjevy popsané vyvolávají, aktinickými neb fotochemickými. Bunsen zkoušel aktinické působení světla na směsi rovných dílů chloru a vodíku, kteráž ve světle slunečním tvoří sloučeninu (H Cl) za náhlého výbuchu podobného výbuchu třaskavého plynu. Akce chemická ukázala se býti proporcionálnou intensitě světla. Ne všechny paprsky světelné nalezeny rovně aktinickými. Obr. 160. představuje spektrum zjednané čočkou a hranolem křišťálovým, u něhož jsou naneseny ordinaty označující svou velikostí mohutnost aktinickou příslušných paprsků. Patrno z tohoto výkresu, že paprsky červené a žluté nepatrně působí chemicky, za to však modré a fialové, tyto i v části neviditelné, kde teprve mezi čarou T a U jich působnost chemická mizí. Maximální působnost chemickou nalézáme mezi čarami G, H a druhé takové maximum poblíže čáry I.



ob. 160.

Zajímavo je, že chemické působení paprsků aktinických nenastává ihned, jakmile tyto dopadnou na látky reakce schopné, ale teprve po nějakém čase. Tuto fotochemickou indukci dobře lze studovati při slučování chloru a vodíku ozářením paprsky slunečními. Zdá se, že světlo nepůsobí tu ihned sloučenství vodíku a chloru na H Cl, ale že povstávají jakési sloučeniny předběžné, kterých teprve jisté množství podmiňuje tvoření se chlorovodíku. Poznámku tuto doplňuje zkušenost, která učí, že suché plyny H a Cl slunečním zářením velmi nesnadno se slučují – naopak že přítomnost vodních par úkaz ten podporuje.

Příklady chemického působení světla jsou: Bílý fosfor přechází světlem v červený, síra mění svou modifikaci, selen stává se osvětlením krystallinickým a nabývá tím zvláštních vlastností elektrických, že totiž vede lépe elektrický

proud jsa osvětlen než ve tmě (fotofon), červená rumělka světlem černá, achat mění svou barvu atd.

Zvláště zajímavými a důležitými zjevy jsou ty při nichž světlo spůsobuje chemický rozklad. Jododusík, chlorodusík rozkládají se světlem, kyselina dusičná rozkladem takovým barví se žlutočerveně, soli jodové vylučováním se jodu barví se na žluto, šírouhlík podobně, soli kyselny chromové, chlorid železnatý redukují se světlem za přítomnosti organických sloučenin. Zvláště pak působí světlo na sloučeniny kovů: zlata, platiny a stříbra s halogeny chlorem, bromem a jodem. Na tomto rozkladu chloridu, bromidu a jodidu stříbrnatého zakládá se fotografie. Tyto látky byvše osvětleny pro dobu kratší než by nastal viditelný rozklad nabývají vlastnosti srážeti stříbro z roztoku dusičnanu stříbrnatého, k němuž bylo přidáno nějakého prostředku redukujícího. Proces tento nazývá se vyvoláním fysikálním - vedle něho rozeznáváme vyvolání chemické, jehož užíváme při chloridu a bromidu stříbrnatém, jenž byl jen krátce osvětlen. Kov se tu redukuje chemicky redukčními roztoky, které nazýváme vývojkami.

(* První počátky fotografie padají do začátku tohoto století, kdy Wedgwood (1802) pokoušel se, obrázky vzniklé v temné komoře zachytiti na desce potřené chloridem stříbrnatým. Po jiných marných pokusech (Davy, Niepce) podařilo se Daguerre-ovi nalézti spůsob, kterým bylo možno ficovati reálné obrázky vzniklé čočkou na měděnné desce pokryté slabou vrstvou stříbra.

Čistou takovouto desku vystavil Daguerre účinku par jodových, tak že na povrchu povstala vrstva jodidu stříbrnatého. Takto ve tmě připravená deska bložena byla do komory fotografické na místo, kde vnikal ostrý obraz čočkou utvořený a ponecháno světlu na ni působiti po jistý čas - dle intensity osvětlení zvolený. Potom deska, - na níž působení světla dosud nebylo nikterak znáti - položena nad páry rtuti a konečně, když se dosti rtuti usadilo, vymyta roztokem sirnatému sodnatého, který rozpouští přebytečný jodid stříbrnatý. Rtuť kondensuje se pouze na těch místech, kde světlo účinkovalo - tedy na místech jasných a to velmi

drobných krůpějích, které světlo dopadající v odrazu rozptylují tak, že odrážíli se od ostatních částí desky (stříbrného zrcadla) paprsky temného nějakého předmětu, spatřujeme na desce obrázek, fotografii (daguerrotypii).

Kdyby světlo v temné komoře na desku déle působilo, pak se jeho působení ukáže bez jakéhokoliv „vyvolávání," deska na místech osvětlených zčerná, povstane obrázek, při němž místa na předmětu světlá jsou temná a naopak, obrázek, jemuž říkáme negativ.

Roku 1840 Talbot a pak 1847 Niepce de St. Victor zavedli mnohem dokonalejší methodu fotografování nežli byla daguerrotypie.

Fotografií získán totiž především negativ na desce průhledné, z níž mohlo býti průsvitem, kopírováním na papír citlivý zjednáno jakékoliv množství positivů.

Původní desky fotografické připravovány byly přímo před exponováním tím, že se deska skleněná bílkem, jemuž bylo něco jodkalia přimíseno, pokrytá ponořila do roztoku soli stříbrnaté. Zlepšení nastalo zavedením kollodia na místě bílku a značného zdokonalení a zobecnění doznala fotografie vynálezem suchých desk gelatinových (Harrison 1868 a Maddon 1871).

Provedení fotografie od těchto dob vede těmito pěti stadiemi:

1., – přípravou desk fotografických,
2., – exposicí,
3., – vyvoláním negativů,
4., – ustálením negativů a jeho úpravou,
5., – zhotovením positivu, kopie.

1.) Příprava suchých desk děje se nyní ve velkých továrnách, a to různým spůsobem dle toho, k jakému účeli desky se hotoví. Nejdůležitější na desce je citlivá vrstva gelatinová, obsahující stříbrnatou sůl (nejčastěji bromid stříbrnatý); desa sama musí ovšem býti průhledná a čistá (bez kazů ve skle). V novější době užívá se též tak zvaných filmů, tenkých, ohebných a pružných lístků z celluloidu.

Desky neb filmy takovéto uschovávají se v temném a suchém prostoru po delší 26. arch.

dobu (kolik měsíců), aniž by pozbyly své citlivosti.

2.) Exposicí nazýváme dobu, po kterou světlo na desku v apparátu fotografickém působilo. Když totiž matná deska temné komory apparátu byla tak postavena, že na ní se jeví určitý, ostrý obrázek předmětu, který fotografovati chceme, vloží se na místo matné desky kasetta, v níž se nalézá deska fotografická pečlivě od prachu jemnou plochou štětkou očistěná. Délka exposice řídí se intensitou osvětlení předmětu a citlivostí desky fotografické a ovšem i povahou objektivu. Tak jsou exposice „momentní" trvající 0,01 až několik desetin vteřiny při osvětlení sluncem neb při fotografování venku, naproti tomu exposice až několik minut trvající při fotografování interierů, reprodukci obrazů a rytin, zvětšování atd.

Voliti správnou exposici za daných poměrů je velmi důležitou okolností pro zdar fotografie; poněvadž pak posouzení intensity osvětlené matné desky pouhým díváním se vyžaduje delší zkušenosti, sestrojeny byly přístroje k měření exposice – fotografické fotometry (Decoudun, Goerz, Watkins). Při daném osvětlení možno měniti exposici užitím větších neb menších diafragmat na objektiv připevněných neb k tomu cíli již upravené „clonky irisové", již můžeme v mezích objektivu jakkoliv veliký otvor realisovati.

3.) Vyvolání desky exponované děje se (jakož i vkládání desk do kaset) v temné komoře při červeném světle zjednaném buď lampou s červeným sklem neb tím, že okénko komory je červeným sklem zaskleno.

Roztoků, jimiž se vyvolávání děje, je nyní veliké množství. Připravuje se pak každá „vývojka" obyčejně ze dvou neb více roztoků, které se v jistém poměru před upotřebením teprve smíchají. Takovými vývojkami jsou: síran železnatý a štovan draselnatý, pyrogallol smíšený se sodou neb ammoniakem, hydrochinon se sodou, eikonogen, metol se sodou, amidol, glycin, rodinal. Zvláště intensivních vývojek docíluje se směsí dvou vývojek různých jako: eikonogen – hydrochinon, glycin – pyrogallol atd.

Deska fotografická klade se do ploché misky, v níž se vývojkou polévá, aneb kde už se vývojka nalézá. V tomto druhém případě deska dříve se ve vodě

dobře smočí. Miskou se neustále kolébá tak, aby vývojka se promíchavala a působila stejnoměrně na všech místech desky. Vyvolávání děje se tak dlouho, až i místa na předmětu nejméně osvětlená přijímají poněkud šedé zabarvení a až negativ proti světlu pozorovaný ukazuje se býti do detailu propracován. Negativ v tomto stadiu jest obyčejně tmavší než po fixaci – okolnosti této nesmí býti opomenuto. Opraný negativ nejlépe jemně rozptýleným proudem vody klade se do lázně fixační. Rychlý postup vyvolání zdržuje se přidáním bromidu draselnatého, pozvolný urychluje se přidáním ammoniaku neb kapkou lázně fixační.

4.) Lázeň fixační – obyčejně 15–20% vodní roztok sirnatanu sodnatého rozpustí v několika minutách na desce dosud nerozložený bromid stříbrnatý – deska, která před tím s druhé strany kde není vrstva citlivá – jeví se nažloutlá, stane se průhledná a jeví se v odraženém světle jako úplně černá. Po tom se negativ řádně v proudící vodě vypere od zbytků fixáže a postaví (nejlépe na roh desky) svisno k oschnutí na suchém místě, kde se nepráší a kde nevystoupí temperatura nad 30°. Má-li negativ býti na některých místech poopraven, retušován, musí býti lakován. Na místech, kde retuš hodláme provésti, učiní se lak pomocí succinolu drsnatým, takže chytá velmi dobře tuhu i barvu.

5.) Kopie – obraz positivní provádí se na papíře podobně připraveném jako je deska fotografická. Papír pokryt je vrstvou albuminu, želatiny nebo kollodia a impregnovaný chloridem neb bromidem stříbrnatým. Papíry takové různě praeparované vyrábí se jako desky fotografické v továrnách pod různými jmény (papír celloidinový, aristový atd.) Negativ položen do rámu kopírovacího vrstvou želatinovou dovnitř, pokryje se citlivým papírem, dále vrstvou měkkého papíru neb látky a rám se zavře tak, že papír a deska jsou všude v stejnoměrném kontaktu. Na papír necháme pak působiti rozptýlené denní světlo (nejlépe od oblak) skrze negativ, dívajíce se občas, otevřevše část rámu, jak daleko kopie pokročila. Také tu ve většině případů je radno obrázek učiniti trochu tmavším, poněvadž v následujících lázních kopie stává se světlejší.

Kopie kladou se pak do ploché misky, kde jest zlatá lázeň,

roztok obsahující chlorid zlatový neb chlorid sodnato-zlatový. V této lázni dostávají kopie postupně nejdříve barvu temně hnědou, pak světle hnědou, červenou, znovu pak přechází barva hnědá, modrá, tmavomodrá neb červenohnědá dle povahy papíru a užité lázně. Oprané kopie se pak ustalují v lázni fixační a konečně perou dokonale a suší. Někdy bývají obě lázně, zlatá a fixační, spojeny. Suché neb raději poněkud ještě vlhké kopie oříznou se dle potřeby a nalepí čistým přepuštěným škrobem na kartou. Fotografie — po případě s dostatečnou retuší positivní — e konečně satinuje a tím dohotoví.

Dle § 116. nemají paprsky všech barev stejnou působivost chemickou, následkem čehož při fotografii předmětu barevného na obyčejnou desku fotografickou jsou některé části předmětu nedoexponovány a některé po případě preexponovány. Tak vypadne barva žlutá neb červená na positivu velmi tmavá, kdežto barva modrá zase velmi světlá. Vadě této odpomáhá se užíváním zvláštních desk, které jsou i pro barvu červenou a žlutou velmi citlivými. Tyto desky jmenují se orthochromatickými. H. V. Vogel (1873) a J. M. Eder nalezli barviva, která přimíchána byvše do emulse (neb do kterých se deska hotová před upotřebením ponořuje), činí vrstvu citlivou pro ty paprsky, které barvivo absorbuje. Barviva tato slují sensibilisatory; pro paprsky žluté a zelené sensibilisují se desky tetra-jod-fluorescein-natriem (erythrosinem), pro paprsky červené chinolinovou červení.

Citlivost desky pro paprsky modré a fialové musí býti však zároveň zmírněna, to se děje filtrací paprsků do apparátů vcházejících žlutým sklem. Doba exposice ovšem se musí přiměřeně (až na devítinásobné) zvětšiti.

Fotochromie. Obyčejná fotografie (positiv, kopie) podává obrázek předmětu v jedné barvě, která nestejnou intensitou poukazuje k různým barvám předmětu. Poněvadž pak úkolem fotografie je podati co možná a přesný obrázek originálu, čelí snahy doby nejnovější ke zhotovení barevného obrázku.

Indirektní spůsob takové fotochromie navrhl již 1865 Ranconnet, fotografovati totiž barevný předmět třikrát a to jednou skrze sklo červené,

podruhé žluté a po třetí modré. Tyto fotografie nanesou se na kámen a provede se lithografie tiskem třelní barvami odpovídajícími příslušným fotografiím na lýž papír.

Methodu tuto zdokonalil, takže jí v praksi — v chromolithografii — mohlo býti užito, H. W. Vogel, který pro každou desku fotografickou z sněch tří vynalezl zvláštní sensibilisator, který spektroskopicky zkoumal a k němu vyhledal pak pro tisk barvu co možná s barvou sensibilisátoru souhlasící.

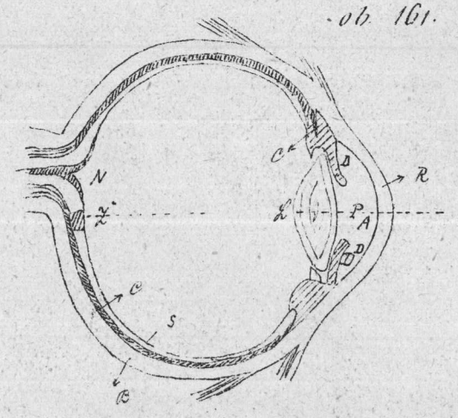
Direktní fotografie v barvách, ale netrvanlivé, provedli první E. Becquerel a Niepce de St. Victor, kteří fotografovali spektrum slunečné. Methoda tato záleží v tak zvaných barvách tenkých vrstev (viz optika theoretická) a byla v nejnovějším čase Lippmannem a Wienerem zdokonalena tak, že mohou býti zhotoveny trvalé obrázky barevné. *]

VII. Optika fysiologická.

§ 117. Popis oka.

Oko lidské má celkem podobu kulovou, mimo přední stranu, kde vyniká část více zakřivená. Vrchní tuhá jeho obálka (B) nazývá se bělinou (sclerotica) podle své barvy; tato vrstva je na zakřivenější části průhledná a nazývá se zde rohovkou (cornea). (R)

ob. 161.



Bělina pokryta je na vnitřním povrchu cevnatkou C (choroidea), jejíž vnitřní plocha pokryta je černým pigmentem, jehož účel je paprsky světelné proniknuvší retinou, sítnicí, (S) absorbovati. Cevnatka zakončena je duhovkou

D (Iris) opatřenou kruhovým otvorem-pupillou (P) který duhovku samočinně při světle intensivním zmenšuje a naopak ve tmě zvětšuje. Přední plocha duhovky je u různých lidí různě zbarvena a dle ní řídí se barva očí.

Cevnatka obsahuje za duhovkou zvláštní záhyby (počtem 70 až 72), které obklopují čočku (lens crystallina); tyto záhyby ciliární (C) souvisí s bělinou svalem ciliarním složeným z vláken radiálně vybíhajících. Retina je jemná polo průsvitná membrána složená z vláken a buněk nervových, které vyplňují vnitřní stěny oka až k ciliárním záhybům. Uprostřed retiny nalezá se žlutá skvrna ž, místo poněkud vyvýšené v průměru asi 1,25 mm měřící. Žlutá skvrna obsahuje „fovea centralis," místo, na retině nejcitlivější. Stranou od žluté skvrny tam, kde nerv zrakový do oka vchází, je místo pro světlo úplně necitlivé, které se nazývá slepým bodem (N).

O existenci slepého bodu přesvědčíme se, díváme-li se, zakryvše levé oko okem pravým na křížek (obr. 162). V určité vzdálenosti oka od papíru černá tečka zmizí a objeví se jen, pohneme-li okem.

ob. 162.

Čočka (lens crystallina) je těleso měkké, průhledné, mající podobu čočky dvojvypuklé, jejíž přední část je méně zakřivena než zadní. Držena je záhyby ciliárními. Čočka tato není homogenní, nýbrž složena z vrstev o nestejné lomivosti a to tak, že indexu lomu čím dále do středu čočky, tím více přibývá. Tím je docíleno větší lomivosti než kdyby čočka v téže podobě byla homogenní a měla lomivost nejvnitřnějšího jádra, a zároveň je odstraněna aberrace sférická.

Prostor mezi rohovkou a čočkou vyplňuje mok vodnatý, průhledný „humor aqueus," vnitřek mezi čočkou a retinou kapalina hustší, sklovitá, která sluje „humor vitreus." Obě tyto kapaliny jsou úplně obaleny velmi jemnými a průhlednými blanami. Indexy lomu obou zmíněných kapalin neliší se příliš od indexu lomu vody, naproti tomu úhrnný index lomu

čočky je poněkud větší než u vody.

Dioptrický apparát lidského oka složen je tedy ze čtyř ústředí: rohovky, moku vodnatého, čočky a sklovatky.

Má-li tento apparát býti přesně (quantitativně) stanoven, pak je třeba znáti:

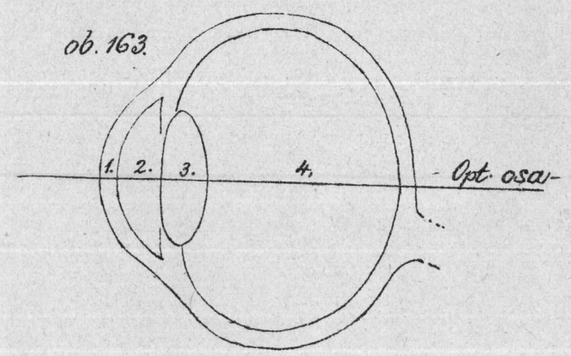
především exponenty lomu oněch ústředí,
dále poloměry křivosti oněch ploch sférických
a konečně vzdálenosti jich vrcholů na ose.

Avšak věc komplikuje se ještě více. Čočka není totiž ústředím homogenním — jak jsme dosud předpokládali — nýbrž ústředím, jehož lámavost stoupá od vnějších ploch čočky směrem do jejího vnitřka. Je to asi tak, jakoby čočka ta složena byla z jednotlivých lístků, jichž lámavost je směrem dovnitř čočky větší. Bylo by tedy, přísně vzato, také třeba znáti exponent lomu vrstev jednotlivých a jich ohraničení.

Aby se však věc co možná zjednodušila, substituujeme na místě oka skutečného, oko, jak říkáme, schematické.

Především nemusíme ústředí rohovky vůbec bráti v úvahu. Plochy sférické rohovky jsou totiž vespolek rovnoběžné. Avšak ústředím, rovnoběžnými plochami omezeným, nenastane lom, nýbrž jen posunutí paprsku. Z téže příčiny netřeba míti zřetel k tomu, že vlastně plocha rohovky je z předu oka svlažována slzným mokem.

ob. 163.



Můžeme tedy rohovku pokládati za jedinou sférickou plochu. Tak odpadne jedno ústředí a jedna plocha hraničná.

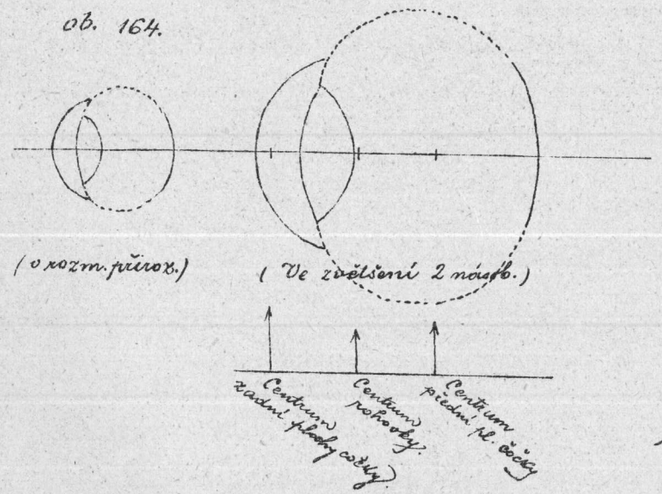
Dále můžeme čočku pokládati za ústředí homogenní t. j. substituovati takový index lomu (na místě různých indexů skutečných), kterým by se při stejném ohraničení čočky dosáhlo téhož účinku dioptrického. Index tento sluje totální

Konstanty zbývajících ploch a útvarů jsou pak následující:

1.) Cornea. Poloměr = 7, 7 mm
2.) Humor aqueus. Exponent lomu = 1, 377
3.) Lens (čočka) Poloměr vnější = 10, 3 mm
" vnitřní = 6, 1 mm
Exponent lomu (totální) = 1, 454.
4.) Corpus vitreum. Exponent lomu = 1, 336
5.) Vzdálenosti vrcholů lámavých ploch sférických.
Cornea . . . . vnější plocha čočky = 3, 4 mm
Vnější plocha čočky . . vnitřní plocha čočky = 4, 0 mm
Vnitřní " " . . . sítnice " " = 14, 6 "

Dle těchto číselných dat kreslíme v obr. 164. „oko schematické" a to jak v rozměrech původních tak i v rozměrech 2 krát zvětšených.

Oko schematické
obr. 164.



Konstrukci lze pak snadno postup paprsku světelného v takovémto oku sledovati.

Avšak ve snaze zjednodušovati optický problém, o kterýž tu jde, postupujeme ještě o krok dále. Na místě oka schematického zavádíme" totiž tak zvané,

oko redukované.

To, oč vlastně jde, jest obraz předmětu na sítnici vznikající. Poznati jeho polohu a velikost, toť je vlastní problém dioptriky. Nespočívá tedy na tom, jak paprsky světelné v skutku okem postupují, nýbrž jak bychom je konstrukcí co nejjednodušeji vedli, abychom dostali týž obraz, jaký vzniká v pravdě postupem paprsků komplikovanějším.

Zjednodušení toto je uvnitř zavedením oněch základních čili kardinálních

bodů a rovin, jakéž charakterisují každý systém dioptrický (na př. čočky) ať již kollektivní nebo disperse.

Především jsou to: roviny hlavní; dále: body (roviny) ohniskové; konečně body uzlové.

Význam těchto rovin a bodů známé. Jich poloha dá se na základě číselných dat dříve uvedených dle jistých vzorců — které zde odvozovati nemůžeme — vypočísti. Nás zajímá především výsledek:

1.) Roviny hlavní. Určí se polohou bodů hlavních na ose. Vzdálenosti jejich od vrcholu rohovky je

= 2, 17 a 2, 57 mm

Vzdálenost obou rovin je tedy: = 0, 40 mm.

2.) Body (roviny) ohniskové. Určí se ohniskovou dálkou počítanou na ose od příslušné hlavní roviny.

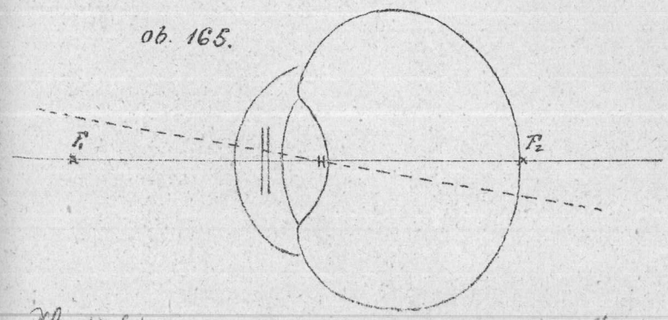
První dálka ohnisková je = 15, 00
druhá " " " = 19, 48.

Z toho lze snadno počítati, kde leží — od vrcholu rohovky vycházejíc — ohniskové první (před rohovkou) a druhé (za rohovkou). Dálky ohniskové nejsou zde totožné. To souvisí — jak již svého času bylo řečeno — s tím, že paprsky světelné vycházející ze vzduchu nevracejí se zpět do vzduchu; nýbrž naposledy procházejí tělesem skelným.

3.) Body uzlové. Jich odlehlost od sebe je taková jako odlehlost bodů hlavních od sebe, t. j.

= 0, 40 mm.

obr. 165.



Každý z nich je pak od příslušné hlavní roviny o tolik vzdálen, o kolik je jedna dálka ohnisková rozdílná od druhé, tedy

= 19, 48 − 15, 00 = 4, 48 mm.

Dle těchto číselných dat je postaveno kardinálních rovin a bodů (v sítě 27 sech.

dvojnásobné) v obr. 165. nakresleno.

Uvážíme-li konečně, že vzdálenost jak obou bodů hlavních od sebe, tak i obou bodů uzlových je velmi malá, sotva $\frac{1}{2}$ mm, totiž

$$= 0,40 \text{ mm},$$

můžeme je nechati splynouti v jediný bod hlavní a v jediný bod uzlový, tak že položíme

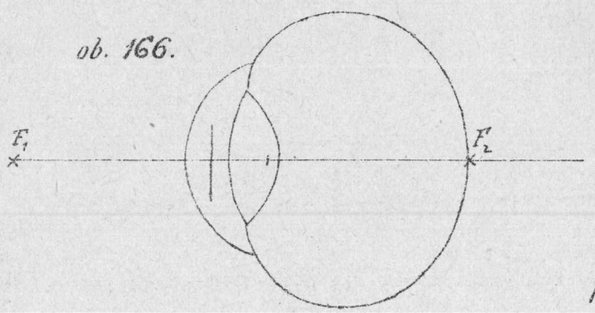
jedinou hlavní rovinu do vzdálenosti 2,37 od rohovky
jediný bod uzlový " " 4,48 od této roviny hlavní.

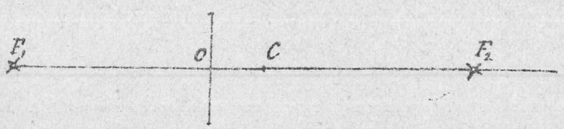
K tomu pak přistupuje:

prvé ohnisko F_1 ve vzdálenosti 15,20 od této hlavní roviny v před
druhé " F_2 " " 19,68 " " " " v zad.

Tato soustava tvoří oko redukované (obr. 166).

ob. 166.





Vzpomeneme-li, že jsme pro lom na jediné ploše sférické poloměru r obdrželi rovnici

$$\frac{1}{a} + \frac{n}{b} = \frac{n-1}{r},$$

ze kteréž pro obě dálky ohniskové f_1 a f_2 plyne:

$$b = \infty,\ a = f_1 = \frac{1}{n-1} \cdot r$$

$$a = \infty,\ b = f_2 = \frac{n}{n-1} r$$

čili $\frac{f_2}{f_1} = n$,

a že při tom střed této jediné plochy sférické tytéž měl vlastnosti jako bod uzlový C, tedy můžeme vysloviti následující větu.

Lom v našem oku děje se tak, jako při jediné lámavé ploše sférické poloměru $r = OC = 4,48$ mm,

která by dělila vzduch od ústředí, jehož exponent lomu je

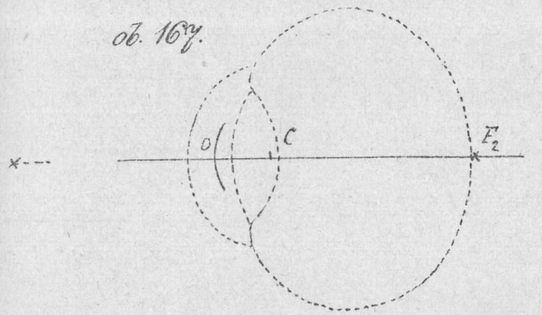
$$n = \frac{f_2}{f_1} = \frac{19,68}{15,20} = 1,30,$$

což jest téměř exponent lomu sklovatce (corpus vitreum) a co do velikosti téměř tak veliký, jako exponent lomu vody.—

Vidíme tedy, že zavedením „oka redukovaného" dioptrický problém lomu světla v oku je zjednodušen měrou největší. Jinak řečeno:

Obrazy v oku skutečném vznikají skoro tak, jakoby sklovatec (corpus vitreum) sahal až k jisté ploše sférické určité v oku polohy (t. j. o určitém poloměru a určitém středu) a jakoby zde ihned hraničil se vzduchem. (obr. 167.)

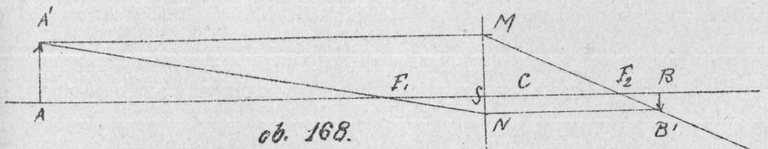
ob. 167.



Budiž zde ku konci poznamenáno, že se číselné konstanty oka od různých pozorovatelů poněkud různě uvádějí, čemuž nelze se diviti vzhledem k tomu, že jich stanovení není tak snadné, aby nevznikly chyby pozorovací. Konstanty, jak jsme my je uvedli, zdají se býti pravdě nejpodobnějšími.

§ 118. Pokračování. Akkomodace.

Majíce „oko redukované" můžeme nyní ke každému svítícímu bodu danému nalézti velmi jednoduše jeho obraz. Na místě výkladu pozorujme obr. 168., který je kreslen v rozměrech oka redukovaného přirozených.



ob. 168.

C je „střední" bod uzlový, F_1 a F_2 obě ohniska.

Z konstrukce plyne poměr mezi velikostí předmětu a obrazu následující:

$$\frac{AA'}{BB'} = \frac{a-f_1}{f_1} \quad \text{z trojúhelníků } AA'F_1 \text{ a } F_1SN, \quad BB' = SN;$$

$$\frac{BB'}{AA'} = \frac{b-f_2}{f_2} \quad \text{" " } BB'F_2 \text{ a } F_2SM, \quad AA' = SM.$$

Z čehož pak dále plyne:

$$(a-f_1)(b-f_2) = f_1 f_2 .$$

(srovnej §60)

Z relací těchto je možno velikost obrázku v oku vznikajícího ze vzdálenosti jeho a pře okem vypočísti. Obrázek tento, reálný a obrácený, je vždycky zmenšený; neboť je vždy

$$a > 2 f_1 .$$

Pro $a = 2 f_1$ = asi 30 mm bylo by $BB' = AA'$.

Důležita je však poznámka následující:

Při určitém exponentu lomu n a poloměru r byla by dálka obrazu b měnliva s dálkou předmětu a. Změny tyto nebyly by sice velmi veliké, poněvadž jest a vždy velmi značná, a je známo, že když a dostoupí jisté velikosti, pak další jeho vzrůstání nemá již tak značného vlivu na dálku b.

Oko normální čili, jak říkáme, emmetropické je tak uspůsobeno, že ve stavu klidu ohnis F_2 padne do sítnice. Jinak řečeno: předměty velice (nekonečně) vzdálené zobrazí se na sítnici, a tudíž je oko vidí zřetelně. Z toho plynulo by nutně, že při vzdálenostech a menších by obraz předmětů padl za sítnici.

Avšak tomu není tak. Oko vyniká tou vzláštností, že jeho opticky apparát není, abychom tak řekli, ztrnulý, že může optické své konstanty poněkud měniti, tak aby i při menších vzdálenostech a obraz padl na sítnici. Vlastnost tuto zoveme akkomodací oka. Říkáme tedy, že oko akkomoduje na vzdálenosti a menší. Akkomodace tato má ovšem své konečné meze; jde až k určité hodnotě minimální veličiny a, kteráž se u oka emmetropického udává asi na 12 až i 10 cm (t. j. asi osminásobná dálka ohnisková f_1).

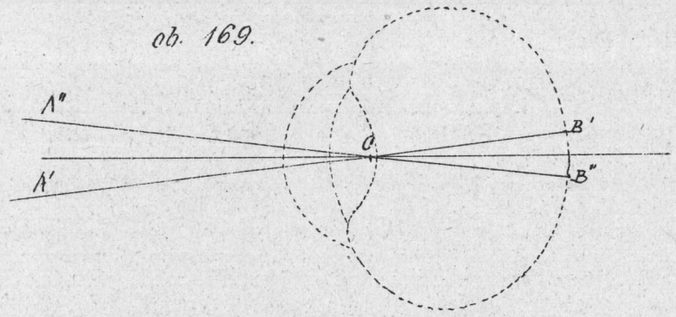
Základ akkomodace oka spočívá v jeho mohutnosti zakřivenost čočky poněkud zvětšovati. Při velmi velké vzdálenosti a je akkomodační apparát v klidu. Stává-li se vzdálenost a menší, pak zvětšuje se zakřivení čočky, kteráž tím stává se silnější; následkem toho padne obraz i předmětů málo vzdálených na sítnici.

Jaký je mechanismus této mohutnosti akkomodační, vysvětluje se blíže ve fysiologii. Zde budiž jen tolik poznamenáno, že se zvláštními svaly zakřivení

čočky zvětšuje a sice nikoliv na obou její plochach, nýbrž hlavně na její ploše přední. Čočka jakoby vystupuje tím blíže k rohovce.

Na základě akkomodace stává se konstrukce obrazů ještě zase jednodušší, než jak dosud bylo udáno. Neboť víme-li, že obraz vždycky vzniká na sítnici, pak máme úlohu velice zjednodušenou; znajíce totiž tuto plochu projekční, můžeme vésti jen hlavní paprsky, t. j. paprsky středním bodem uzlovým C procházející a kde tyto protínají sítnici, tam vznikne obraz $B'B''$ daného předmětu $A'A''$ (obr. 169). Tím nabývá střední uzlový bod C zvláštní důležitosti. Paprsky jím vedené zoveme paprsky zornými; jich úhel zove se úhlem zorným.

ob. 169.



Velmi zbytečno připomenouti, že tyto „paprsky zorné" mají význam jen geometrický – ve skutečnosti nejde žádný paprsek tak, jak u zorného paprsku kreslíme – ale ovšem obraz vzniká tak, jakoby paprsky zorné v skutku tak šly, jak je kreslíme.

§119. Ammetropie. Brejle.

Jak jsme v § předcházejícím vykládali, vidí oko emmetropické ostře ve vzdálenosti

$$a = \infty \; . \; . \; . \; . \; \text{asi } 10 \text{ cm}.$$

Jeho akkomodace je dokonalá.

Avšak ne každé oko jest emmetropické; říkáme pak, že je ametropické.

Ametropie oka jeví se však ve dvojím – jaksi opačném – smyslu, buď co myopie (krátkozrakost) neb co presbyopie (dalekozrakost);

jiné výrazy jsou: brachymetropie a hypermetropie.

Vizme především, jak se rozdíly tyto ukazují, je-li akkomodační apparát oka v klidu.

Oko emmetropické spojuje tu na sítnici paprsky rovnoběžné; oko myopické však paprsky divergentní, naproti tomu oko presbyopické paprsky konvergentní.

Jinak řečeno: oko emmetropické vidí v klidu ostře předměty nekonečně vzdálené, oku myopickému musí tyto předměty býti přivedeny blíže až do jisté vzdálenosti, aby je – bez akkomodace – zřetelně vidělo, tak že paprsky dopadají na oko divergentně. Naopak musí oku presbyopickému býti předmět ještě do větší dálky oddálen než je dálka nekonečná, aby jsou v klidu je zřetelně vidělo – což má ovšem smysl optický, nikoliv skutečný – aby totiž paprsky dopadaly konvergentně, jakoby mířily k předmětu za okem.

Bod, který oko zřetelně vidí, když jeho akkomodační apparát je v klidu, nazývá se punctum remotum; jeho odlehlost od oka = R

Blíží-li se bod takový oku, musí oko akkomodovati, a to měrou tím větší, čím onen bod oku více se blíží – až k jisté minimální od oka vzdálenosti, přes kterou akkomodace již dále stupňována býti nemůže. Bod, který zde ještě oko zřetelně vidí, zove se punktum proximum, a odlehlost jeho od oka = P.

Difference R – P označuje akkomodační intervall oka.

Při oku myopickém pošinují se oba body blíže k oku, zejména bod R až na vzdálenost jen několika metrů, ba mnohdy jen decimetrů – následkem čehož akkomodační intervall R – P ohromně zkrátí. Pošinutí bodu P k oku blíže je již poměrně malé (10 cm až 8 cm).

U oka presbyopického pošinují se oba body od oka dále, čímž P se stane negativní – akkomodační intervall zůstává velmi velikým jako u oka emmetropického, od něhož se oko presbyopické tím rozlišuje, že pro vzdálenost ∞ musí již akkomodovati a že P je značně větší.

Pokud se předmět, na nějž oko zírá, nalézá v jeho akkomodačním intervallu, vidí je zřetelně. Když předmět je mimo akkomodační intervall, tedy zejména u oka krátkozrakého ve větší dálce než je R, a u oka dalekozrakého v menší než je P, musí se oku pomáhati brejlemi, aby se, jak říkáme, korrigovalo.

U oka krátkozrakého postačí, když se brejlemi nekonečně vzdálené předměty opticky přivedou do vzdálenosti R. To se děje čočkou rozptylnou. Dálka R je pak přímo její dálka ohnisková. Oko vidí pak nekonečně vzdálené předměty zřetelně a jeho akkomodační apparát je v klidu. Jsou-li předměty blíže, může s brejlemi akkomodací je též zřetelně viděti. Netřeba však brejlí, když předmět přiblíží se oku tak, že již padne do akkomodačního intervallu.

U oka dalekozrakého není ovšem pro velkou dálku brejlí potřebí. Oko si pomůže akkomodací. Ale pro blízkost je jich potřebí, aby, když je předmět oku blíže než P, brejlemi se pošinul opticky do vzdálenosti větší než P. – To se děje čočkami spojnými. Dálka ohnisková volí se tak, aby oku se pošinul předmět do dálky > P, při níž oko bez značného namáhání ještě akkomoduje. Počtem se tyto věci nedají zjistiti, nýbrž nejlépe pokusem.

Číslem brejlí zvala se dříve dálka ohnisková f v pařížských palcích. Nyní se zavadí jich optická mohutnost $\frac{1}{f}$ v dioptriích.

V tomto smyslu mluví se též o síle optické oka našeho. Poněvadž zde je f_2 = 19,48 mm čili 0,0195 m, jest

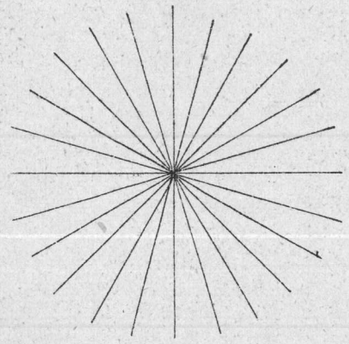
$$\frac{1}{f_2} = \frac{1}{0{,}0195} = 51{,}3 \text{ dioptrie.}$$

Vedle zmíněných vad zrakových zaviňuje nesymmetrické uspořádání oka kolem jeho osy optické vadu, kterou nazýváme astigmatismem. Díváme-li se, majíce oči akkomodovány na předměty blízké, na vzdálený jasně svítící (neb osvětlený) bod, nespatřujeme jasný kruhový kotouček, jakobychom očekávali, nýbrž obrázek hvězdovitý, který zdá se nám několik radiálně vycházejících paprsku vysílati. Při světle bílém ukazují se okraje obrázku modře vroubeny, vnitřek je do červenožluta

zabarvený. Příklady tohoto zjevu máme při pozorování hvězd pouhým okem nebo světel v noci zvětší vzdálenosti. Naopak, je-li oko akkomodováno na větší vzdálenost než ve které se nalézá svítící bod, vznikají podobné úkazy hvězdovité.

V některých případech je příčinou těchto úkazů vlhkost rohovky, mrknutím oka zjevy ty mizí, nejčastěji však zaviněny jsou nepravidelnostmi oka samého; pak nazýváme je irregulárním astigmatismem. Tento astigmatismus irregulární nelze opticky nijak korrigovati. Častějším — vlastně téměř všeobecným jest astigmatismus regulární záležející v nesymmetrické křivosti lámavých ploch v oku oddělujících od sebe různá ústředí. Tato vada oka je příčinou, že téměř žádné oko nemůže viděti zřetelně zároveň přímky horizontální a vertikální. Díváme-li se na obr. 170., zpozorujeme některé přímky ostře, jiné za to velmi nezřetelně.

Ob. 170.



Tento astigmatismus lze tak zvanými čočkami astigmatickými odstraniti.

Chromatická vada oka vystupuje jen při velmi intensivním osvětlení anebo za zvláštních poměrů osvětlení. Již Fraunhofer (1814) pozoroval při zkoumání spektra dalekohledem, že musil okulár nitkovému kříži více přiblížiti ve světle fialovém nežli v červeném, chtěl li spatřiti nitkový kříž ostře. Sférická vada je velmi nepatrna.

§ 120. O vztazích mezi dojmy zrakovými a jich vnější příčinou.

Obrázky světelné vznikající na sítnici oka přicházejí ke vědomí našemu v tom zvláštním spůsobu, že se dojem jimi spůsobený ihned spojuje s úsudkem o jich příčině vnější.

Tomuto spojování uvykáme od nejútlejšího mládí, ono roste s námi, stává se nám druhou přirozeností. O vlastním dojmu na sítnici my tedy ničeho nevíme — nýbrž dojem ten promítáme ihned na venek — a důsledně činíme tak i tehda, když dojem ten ani nevzniká příčinou vnější, nýbrž i jistými procesy na sítnici samé. Vznikne-li tudíž na sítnici obrázek vnějšího nějakého předmětu, my ihned na místě jeho substituujeme originál ve vůkolí našem a při tom činíme od nejútlejšího mládí, od prvních počátku vidění, samo sebou zkušenost, že ty části obrázku, kteréž v oku jsou „dole", odpovídají částem originálu, o nichž říkáme, že jsou „nahoře." Otázka, proč nevidíme předměty „obracené", postrádá tedy při bližším zkoumání všeho základu.

Jiná však otázka je velmi zajímavá a důležitá. Veškeré obrázky na sítnici vznikající leží na ploše sítnice vedle sebe. Dle toho zdálo by se, že také předměty jim ve vůkolí odpovídající, musíme viděti na ploše vedle sebe t. j. ve stejné vzdálenosti. Tomu však není tak, ale jestliže okem aneb lépe řečeno očima máme názor světa prostorový, tedy je základem názoru toho opět zkušenost. Kde tato přestává, tam přestává též rozeznávání vzdáleností. Proto vidíme slunce a měsíc a veškeré hvězdy ve stejné vzdálenosti, všechny jakoby vedle sebe na téže (sférické) ploše, ačkoliv jsou v prostoru od sebe nesmírně různě vzdáleny.

Při rozeznávání vzdáleností jsou nám vodítkem mnohé okolnosti, jimiž se tato rozeznávání usnadňuje.

Především uvádíme akkomodaci. Oko emmetropické, jehož akkomodační ústrojí — svaly akkomodační — je v klidu, vidí zřetelně předměty ve veliké dálce se nalézající. Tou měrou, kterou jiné předměty oku bližšími jsou, musí oko akkomodovati, aby také tyto předměty zřetelně vidělo; může tedy námaha akkomodační býti jakousi pomůckou při odhadování vzdáleností; arcit je tato pomůcka ne valně vydatná. Důležitější je již t. zv. zorný úhel, totiž úhel, jejž uzavírají krajní paprsky vedené uzlovým bodem; úhlem tímto je určena velikost obrázku na sítnici a tím i velikost předmětu zdánlivá.

Vzdaluje-li se určitý předmět od oka, stává se zorný úhel menším a tím i obrázek předmětu na sítnici. Vidíme-li tedy jistý předmět, který nám je znám, v úhlu zorném velmi malém, soudíme, že je předmět tento velmi vzdálený. Kde ovšem předmět nám není znám, přestává také posuzování vzdáleností dle zorného úhlu. Slunce a měsíc, kteréž oba vidíme v témže zorném úhlu, asi 1/2°, zdají se nám býti stejně vzdáleny, poněvadž nevíme ze zkušenosti, že jsou různě veliké; s tím souvisí zase, že na př. měsíc při východu svém i při západu, kde jej klademe do větší vzdálenosti, jeví se býti větším; a vzdálenější zdá se nám býti proto, poněvadž mezi ním a sebou vidíme množství předmětů pozemských, dle nichž soudíme teprvé, že ona tělesa nebeská jsou velice daleko; když se nalézají ve větší výšce na obloze, schází oku takové přirovnání a proto jeví se nám býti blíže. S tím souvisí též tvar oblohy nebeské, kteráž se nám nezdá býti koulí, nýbrž jakoby klenutím v nejvyšších místech stlačeným. — Při posuzování vzdáleností předmětů nám dobře známých, jako domů, stromů, lidí, zvířat atd., na základě zorného úhlu napomáhá též ta okolnost, že známé tyto předměty, jsou-li vzdálené, vidíme méně zřetelně — podrobností nelze nám sledovati — jenom obrysy hlavní vystupují. S tím souvisí opět, že když výjimečně jisté předměty známé vidíme jasněji a zřetelněji — následkem na př. osvětlení ostrého při požáru v noci a pod. anebo následkem zvláštní průhlednosti vzduchu — že pak předměty takové zdají se nám býti bližšími. Tak zdají se nám býti vzdálené hory bližšími a vyššími, je-li vzduch průhlednější. To vše, co zde řečeno, platí již při vidění monokulárním — při vidění binokulárním přistupuje k tomu též úhel tak zvaný oční čili konvergenční, který tvoří osy obou očí zírajících ku předmětu pozorovanému; také dle tohoto úhlu lze vzdálenosti poněkud posuzovati. Důležitější je ještě ta okolnost, že perspektivní obrázky v obou očích jsou různé, tím různější, čím bližší předmět očím jest. Proto lze též naopak názor prostorový vzbuditi obrazy, jimž říkáme stereoskopické; proto je stereoskop naopak též nejlepším toho důkazem, že názor prostorový vzniká hlavně viděním binokulárním.

1.) Pocit světelný povstává při podráždění nervu zrakového nejen světlem, nýbrž i mechanickými příčinami. Tlak uhození do oka, náhlý pohyb oka vyvolávají pocity světelné, zvláště pak elektrická rána vzbuzuje intensivní pocit světelný.

Místo na kterém se podráždění nervu děje, jsou malé paličky sítnice, jichž průměr obnáší asi 0,002 mm; rozsah pocitu světelného souvisí patrně s velikostí obrázku na sítnici. Z rozměru výše udaného lze počítati nejmenší zorný úhel předmětu, který ještě rozeznáváme. Počet dává 30". Menší předměty, jichž zorný úhel obnáší méně než 30", mohou však býti také viděny, když jsou dostatečně intensivně osvětleny, takže se podráždění dopadající na část povrchu paličky sítnicové rozdělí po celé plošce. Tak lze na př. viděti stříbrný drát na tmavém pozadí i při zorném úhlu 2", některé stálice i při úhlu menším než 1".

Také určitost pocitu světelného je poněkud závislá na povaze sítnice — nemohou patrně býti viděny dva body odděleně, je-li jich vzdálenost taková, že obrázky jich padají na týž element sítnice.

Intensita pocitu světelného souvisí s citlivostí a dokonalostí oka, s intensitou osvětlení předmětu a s barvou osvětlení. Při obyčejném osvětlení (t. j. takovém, na které je oko uvyklo) rozeznává oko nejlépe nuance světelné intensity, stoupá neb klesá-li intensita osvětlení v řadě geometrické, mění se mohutnost dojmů v řadě arithmetické (Fechnerův zákon psychofysický) ovšem až do jistých mezí. Nejmenší změna intensity, kterou oko ještě rozezná, je 1,67 až 0,77%. Stín spůsobený světlem měsíčním mizí ve světle lampy, stín spůsobený touto mizí ve světle denním. Hvězd ved dne nevidíme.

Dle Younga - Helmholtze je oko normální trichromatické, t. j. obsahuje trojí druh nervů zrakových vedle sebe, a každý reaguje hlavně na barvu svou základní: sytě červenou, sytě zelenou, sytě fialovou — na ostatní barvy reaguje méně dle křivek v obr. 171.

Abnormální oko: dichromatické

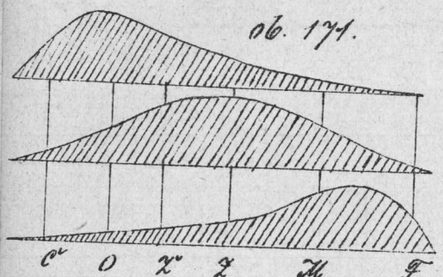
velmi zřídka : monochromatické,

které by se podobalo jako praeparované desce fotografické.

Dle bádání, jež provedli A. König v Berlíně a William Pole v Edinburghu sám je dichromat, nelze předpokládati, že oku dichromatickému chybí jeden ze základních druhů nervů – a tudíž jedna barva, – neboť by pak dojem bílého nebyl možný – musí to tedy býti druhy nervů pro barvy komplementární žluté + modré.

(viz. Himmel und Erde 1894/5, str. 101).

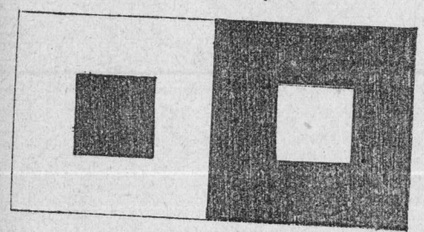
ob. 171.



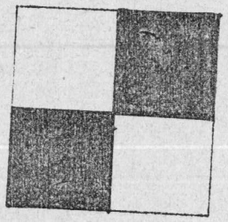
2.) Irradiace (Kepler 1604.)

Na obr. 172 zdají se bílé čtverce větší než černé, ačkoliv jsou přesně stejné, vedle toho bílé plochy stýkající se (obr. 173.) zdají se splývati, kdežto tmavé zdají se býti odděleny. Úkaz tento nazýváme irradiací. Vyniká zvláště při nedokonalé akkomodaci oka, ale i při normální akkomodaci povstává, zaviněn tím, že se na sítnici podrážďují větší místa, než která geometrickému obrázku odpovídají. Příklady jsou: Tenký černý drát mizí pozorován jsa proti jasnému plameni. Srpeček měsíce zda se odpovídati většímu poloměru než ostatní temná část měsíce. Lidé zdají se v černých šatech štíhlejší než ve světlých atd.

ob. 172.



ob. 173.



3.) Trvání dojmu zrakového.

Dojem zrakový trvá i potom, když příčina jeho, světelný popud, přestal. Trvání toto je tím mocnější, čím bylo světlo působící intensivnější a čím méně oko bylo unaveno. Po silnějším světle ubývá sice dojmu zbylého rychleji než po světle méně intensivním, ale v prvějším případě trvání dojmu je delší. Závisí dále ono trvání na barvě světla, nejvíce působí světlo bílé, pak žluté, červené a nejkratčeji

trvá dojem zbylý po světle modrém. Opakují-li se podobné popudy světelné v intervallu kratším, nežli je trvání dojmu zrakového, má oko dojem světla nepřetržitého (intermittující zdroje světelné). Na tom zakládají se světelné thaumatropy, stroboskopy, zootropy, fenakistoskopy atd.

Podráždění nervu na sítnici zmenšuje se na dotčeném místě poněkud jeho citlivost, oko je na tom místě unaveno. Místa postižená intensivnějším osvětlením jsou více unavena než místa méně osvětlená. Při novém dojmu zrakovém budou tedy některá místa méně citlivá a některá více. Jakmile přestane první popud zraku, vzniká obraz v stínech a světlech s předmětem souhlasný, po druhém opětovaném popudu světelném vznikne však obraz ve stínech a světlech u porovnání s předmětem převrácený, negativní.

Zavřeme-li oči, abychom všechny dojmy světelné zmařili, a podíváme-li se na krátký čas na okno, ukáže se positivní trvání dojmu zrakového při opětném uzavření víček. Díváme-li se však delší čas 5-10 sec. na okno, pak při zavření očí zmizí positivní trvání velmi brzy a objeví se negativní obraz, který potrvá až i 10 minut.

Díváme-li se na kus černého papíru na šedé ploše položeného, který pak náhle vzdálíme, vidíme místo, kde papír byl, světlejším než okolní půdu na důkaz, že část sítnice více podrážděná je unavena více než část, na kterou velmi málo světla dopadalo.

Při pozorování předmětů barevných obdržíme takovým způsobem dojem barev komplementárních; má tedy sítnice elementy citlivé pro různé barvy – jsou-li unaveny elementy pro jednu barvu, ukazuje se citlivost neunavených právě tímto dojmem barvy komplementární

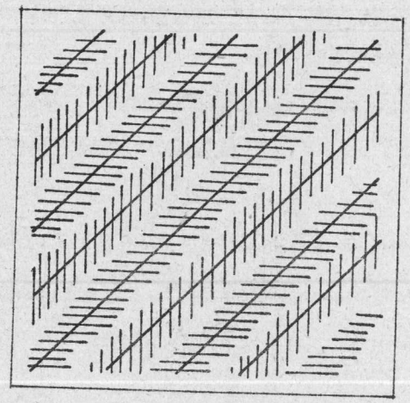
4.) Kontrast.

Kontrastem nazýváme působení různých barev neb ploch nestejné intensity, které jsou vedle sebe a které najednou nebo po sobě pozorujeme. Dle toho, je-li pozorování barev neb různých intensit současné, jmenuje se kontrast simultánní, je-li složeno z dojmů po sobě následujících, sluje kontrast successivní. Brücke nazývá barvu kontrastem vyvolanou indukovanou, barvu, která jest její příčinou indukující.

Zjevy kontrastu [illegible]ssivního mají svůj původ v zemdlení oka jako komplementární zjevy při trvání dojmu zrakového. Díváme-li se na pole barvy žluté, unaví se oko pro tu barvu, a proto nemůže potom z bílé desky tuto barvu tak plně přijímati jako barvy ostatní — výsledek toho je, že vidí onu bílou desku zabarvenou modře. Je-li deska druhá nikoliv bílá, ale také žlutá, objeví se kontrast tím spůsobem, že se nám deska zdá býti bělavou, je-li zabarvena komplementárně modře, pak se stane sytější kontrastem.

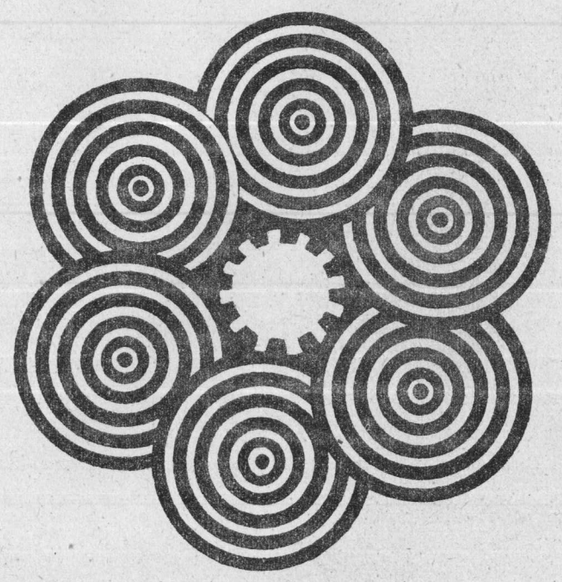
Simultání kontrast je dle Helmholtze nikoliv změna dojmu, ale změna úsudku o něm. Tak na př. zdá se, že rovnoběžky ve výkresu 174. se rozbíhají, poněvadž jimi jsou střídavě vedeny přímky divergentní.

ob. 174.



Otáčíme-li výkresem 175 (viz Thompsonův), tak že střed jeho opisuje malý kruh, zdá se, že se všechny koncentrické kruhy otáčejí v jednom směru, vnitřní pak ozubené kolečko ve směru opačném.

ob. 175.



Zajímavy jsou kontrasty simultání při pozorování barev. Představme si tyčinku kolmo na bílé ploše stojící, která vrhá dvojí stín, jeden spůsobený denním světlem, druhý světlem svíčky. Stín denním světlem vržený zdá se nám žluto-červený, druhý stín namodralý. Lze jednoduchým pokusem ukázati, že ona modrá barva je pouze zdánlivá,

že jest jen kontrastním úsudkem našim. Díváme-li se totiž trubicí (uvnitř počerněnou) tak, že v poli zorném je část bílé plochy, část pak onoho štítu vrženého svíčkou, je tento stín stále modrý, pošineme-li trubici tak, že stín onen vyplňuje cele zorné pole je stále modrým, i když se svíčka shasne, — ona barva zmizí teprvé, když trubici od oka vzdálíme.

VIII. Optika meteorologická.

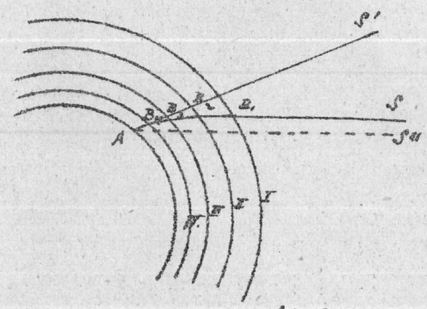
§ 121. Refrakce astronomická.

Do tohoto odstavce náleží ty zjevy optické, se kterými v přírodě se setkáváme, a z nichž nejdůležitější jsou astronomická refrakce, pozemní refrakce (fatamorgana), kola kolem měsíce a slunce, vedlejší slunce atd.

Astronomická refrakce. Světlo, které k naší zemi od slunce neb ostatních těles nebeských přichází, prochází atmosferou naší země, vzduchem, jehož hustota není ve všech vrstvách táž, které však od země do výše ubývá.

Přichází-li od stálice S (obr. 176) paprsek SB_1, láme se dopadnuv na vrstvu hustší do směru B_1B_2 a postupně na následující vrstvě do směru B_2B_3 a tak dále, tak že dopadne do oka pozorovatele stojícího v A směrem B_4A, v němž pozorovatel hvězdu vidí.

ob. 176.



Odchýlí se tedy paprsek původní SB_1 o úhel $S'AS'$, a tento úhel nazýváme astronomickou refrakcí.

Nejstarší zmínka o refrakci astronomické nalézá se ve spise Cleomedově, kde se vypráví o zatmění měsíce, které bylo pozorováno, ačkoliv současně slunce i měsíc byly nad obzorem.

Záleží tedy refrakce astronomická na lomu paprsků světelných vrstvami vzduchovými i řídí se její velikost jednak dle zákona lomu, jednak dle povahy oněch

vrstev vzduchových úhlů, určitěji řečeno, dle způsobu, jakým hustoty a tím i lomivosti vzduchu přibývá, blížíme-li se k povrchu zemskému. Dále jednodušení předpokládáme, že tvar země je kulový a že také vrstvy vzduchové jsou kulové, t. j. že v stejné výšce nalézá se všude vzduch téhož optických vlastností.

Z toho ihned následuje, že refrakce astronomická nemůže je pozorovací těleso v zenitu (proměřovací papratky dopadají kolmo na vrstvy vzduchové), dále že v stejných výškách (aneb vzdálenostech zenitových) je stejně veliká refrakce a konečně že při obzoru je tato refrakce maximálnou. Co se týče změny indexu lomu vzduchu s výškou, předpokládáme ponejprv, že je spojitou — tím směrem bude dráha paprsku skutečná křivka — nikoliv lomenou přímkou, jak v obr. 176 naznačeno.

Úkol atmosférickou refrakci k účelům astronomickým přesně zkoumati a zdánlivé prvce hvězd příslušnými korrekcemi na pravé prvce počítati, náleží k nejnesnadnějším problémům mathematicko-fysikálním, kteréž vůbec jsou. Příčinou toho je, že vzduch náš je prostředím, jehož optická povaha (láměravost) následkem vlivů tepla, tlaku, vodních par atd. dalším změnám je podrobena. Proto také je pravidlem v astronomii praktické někdy nepozorovati hvězdy blízko horizontu za účely quantitativními, poněvadž zde refrakce je velmi značná. Následující tabulka dává o tom ponětí; je z ní viděti, jak asi střední refrakce postupuje se vzdáleností zenitovou.

Tabulka astronomické refrakce pro exponent lomu

$n = 1{,}00028$ čili pro tlak 760 mm Hg 0° a 10° C

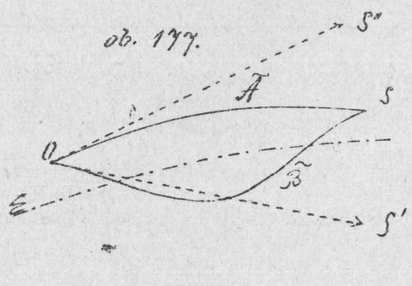
Zdánlivá vzdálenost zenitová	atmosf. refrakce	Zdánlivá vzdál. zenitová	atmosf. refrakce	Zdánlivá vzdál. zenitová	atmosf. refrakce
5°	5,1″	40°	43,3″	80°	5′ 18,9″
10°	10,3	50	1′ 9,3″	85	9 49,8
15°	21,2	60	1 40,6	87	14 21,8
20°	33,6	70	2 38,6	89	24 36,7
				90	35 24,2

Ustrojsen pozorování prvic hvězd v astronomii na rozvýšce do vzdálenosti zenitové asi 70°.

§ 122. Fata morgana.

Všeobecně ubývá hustoty vzduchu, vzdalujeme-li se od povrchu zemského. Dává se vždy v pováženích, že se vzduch země se dotýkající od vyhřátého písku tak ohřeje, že jsou vrstvy dolejší řidší než vrstvy hořejší. Hustoty vzduchu pak až do jisté výše přibývá a pak teprve ubývá. Tam, kde je hustota vzduchu maximální, je index lomu jakoby nejmenšený.

obr. 177.



Šlechť (obr. 177.) pozorovatel V a předmět, na který se dívá, P, nalézají se oba nad vrstvou maximální hustoty $\Sigma\Sigma'$, pak některé paprsky refrakcí ve vrstvách hořejších přicházejí do oka posledními směrem křivky SBO, jiné po případě posledním směrem křivky SBO, která musí obsahovati bod obratu ve vrstvě $\Sigma\Sigma'$. Stane se tedy, že pozorovatel vidí obraz předmětu poněkud výše nežli je skutečně a to zpřímený — jindy zase poněkud níže a to převrácený. Tak povstává zjev, „fata morgana" zvaný, známý na př. z francouzské výpravy do Egypta a z J. M. Bernatzových pozorování v Alexandrii.

Půda pevného Egypta podobá se rozsáhlé rovině, po které se vody Nilu v čas rozvodnění jako jezero rozlévají. Na březích řeky a dále až ke krajům povodí zdvihají se mírné pahrbky, na nichž jsou patrny bílé domky vesnic. Obyčejně je vzduch klidný a průhledný. Při východu slunce spatřuje se předměty na obzoru ostře a jasně, s vystupujícím slunce však stoupá temperatura vzduchu, půda se silně paprsky slunečními zahřívá a dolejší vrstvy vzduchové, přijímající tuto vyšší teplotu, ukazují onen třesavý pohyb, jenž velmi dobře patrný, a i nám z letních pamětí dnů známý. Jsou-li vrstvy pak vrstvy vzduchové nehybně leží jedna na druhé a zjev fata morgana ukáže se v celé své kráse. Pozorovatel dívající se dálky spatřuje tam ještě přímý obraz věcí vzpřímený, pod těmi však vidí jich převrácený obraz, mezi by

rozeznával půdy, na které ony předměty stojí. Všechny tyto předměty zdají se mu vznášeti se v ohromném moři. Zjev tento byl velmi ukrutným divadlem pro francouzské vojáky za výpravy Napoleonovy do Egypta. Ó daleka viděli obrácený obraz domů a palem, i domnívali se, že spatřují tento obraz krajiny v hladině velikého jezera. Unaveni namáhavými pochody, žárem slunečním, žtěžka dýchajíce horký vzduch plný písku, běželi vstříc mnohoslibnému břehu — ale ten unikal jich toužívým zrakům — byly to pouhé vrstvy rozehřátého vzduchu, které zrcadlily obraz nebe a vyvýšenin země. Zjev ten pak obyčejně náhle zmizel. (Viz Flammarion „L'atmosphère").

Podobný zjev na lomu paprsků různými vrstvami vzduchovými založený pozoroval Vince 6. srpna 1806 večer v 7h a to dívaje se s Ramsgate k Doveru dalekohledem. Obyčejně spatřoval čtyři hroty zámeckých věží Doverských, ostatní část budovy zakrývá totiž hřbet horský. Onoho večera však spatřil celý zámek až k zemi.

[* § 123. Duha. *]

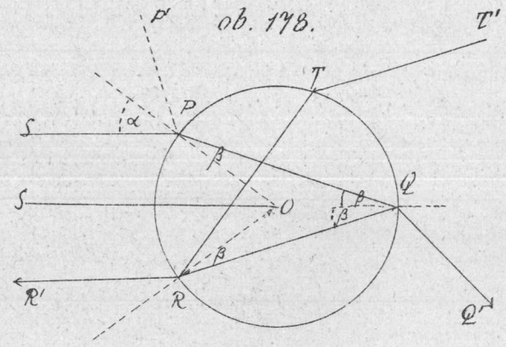
[* Již roku 1611. Antonius de Dominis, biskup Spalatrovský ve spise „De radiis visus et lucis" vysvětluje povstání duhy dvojnásobným lomem a vnitřním odrazem slunečního světla v kapkách dešťových.

Descartes přidržuje se tohoto vysvětlení ukázal pokusem, naplnio skleněné koule vodou a přiměřeně je rozestavio, „duhu" umělou.

Newton zdokonalil theorii duhy vysvětlením barev rozptylem světla. Úplnou theorii založenou na mnohých větách optiky theoretické podal Airy.

Dopadá-li sluneční paprsek S P na kapku vody Q R T P, tu se částečně odrazí (do směru P P'), ale také částečně láme a rozkládá, a prochází ve směru P Q kapkou vody, aby opětně u Q z části znovu se lomil a vyšel ve směru Q Q' a z části odrazio se ve směru Q R teprve zde kapku ve směru R R' opustil.

Takových vnitřních odrazů může býti i více, jak to ukazuje chod paprsku ve směru R T T'.



ob. 178.

Pozorujme pouze ty paprsky, které v jisté rovině symmetrie (rovina jdoucí rovnoběžnými paprsky S O a S P) leží a uvnitř kapky je jedenkráte se odráží — reprasentantem těchto paprsků je tedy u výkresu S P Q R R'.

Je patrno, že všechny paprsky uvažované nevyjdou v tomže směru, neboť deviace bude záviseti na úhlu dopadu, jenž bude tím větší, čím více paprsek S P se vzdálí od S O. Úchylka (deviace) bude se měniti však pro jisté úhly dopadu nejméně tak, že paprsky z kapky vycházející budou pro jistý směr nejintensivnějšími. Tento směr, podmíněný deviací musí v tom případě býti maximální nebo minimální.

Z toho, co dříve při lomu hranolem bylo řečeno, vysvítá, že paprsky nejintensivnější vycházejí ve směru, který je dán deviací minimální.

Je-li slunečními paprsky osvětleno celé množství kapek, pak ty kapky, které jsou tak postaveny, že vysílají do oka pozorovatelova právě paprsky nejméně uchýlené, budou se jeviti nejsvětlejšími. Úkaz tento platí pro všechny roviny proložené sluncem a okem pozorovatele, a proto utvoří ony nejvíce svítící kapky oblouk kruhový, jehož střed leží na přímce, spojující slunce a oko pozorovatele, a jehož poloměr bude souviseti s exponentem lomu.

Poněvadž však exponent lomu pro světlo fialové je největší a postupně pro ostatní barvy menší, až zase pro červené nejmenší, bude poloměr onoho oblouku pro každé světlo rozdílný a povstane široký pruh spektrálný.

Úchylku paprsku, je-li index lomu n a m-násobný vnitřní odraz uvnitř kapky, vypočítáme postupně takto:

Úchylka u P je $\alpha - \beta$. — U Q je úhel dopadu β a proto úchylka paprsků u Q odražených je $\pi - 2\beta$. — U R je opět úhel dopadu β

a proto úhel, pod kterým paprsek kapku spouští, opět α.

Je tedy celková deviace po m-násobném odrazu:

$$\delta = 2(\alpha - \beta) + m(\pi - 2\beta) \quad \ldots\ldots (1)$$

Nejintensivnější paprsky jsou ty, pro něž je δ minimum

Abychom nalezli příslušný úhel dopadu, derivujme δ dle α a položme $\frac{d\delta}{d\alpha} = 0$; tím povstane:

$$0 = 1 - (m+1)\frac{d\beta}{d\alpha} \quad \ldots\ldots (2)$$

Z rovnice $\sin\alpha = n \sin\beta$ podobně

$$\cos\alpha = n\cos\beta \frac{d\beta}{d\alpha} \quad \ldots\ldots (3)$$

Spojením (1) a (2)

$$n\cos\beta = (m+1)\cos\alpha \quad \ldots\ldots (4)$$

Rovnici tuto uvedíme na 2. mocninu a sečteme ji se čtvercem rovnice $n \sin\beta = \sin\alpha$. Tím povstane:

$$n^2 = (m+1)^2\cos^2\alpha + \sin^2\alpha$$

čili

$$\cos\alpha = \sqrt{\frac{n^2-1}{m^2+2m}} \quad \ldots\ldots (5).$$

Veličina α leží mezi 0 a $\frac{\pi}{2}$; má tudíž tento výraz jen jedinou hodnotu.

Exponent lomu vody je přibližně asi $\frac{4}{3}$; má-li α míti hodnotu reálnou, musí jmenovatel zlomku (rovnice 5) býti větší než čitatel:

$$m^2 + 2m > n^2 - 1$$

čili $(m+1)^2 > n^2$

aneb $m + 1 > \frac{4}{3}$

Musí tedy nejméně jeden vnitřní odraz nastati, v tom případě

$$\cos\alpha_1 = \sqrt{\frac{7}{27}}$$

čili $\alpha_1 = 75°$.

Sled paprsků vzhledem k různé jich lomovosti odvodíme z rovnic (1) a (4).

Píšme (1) ve formě: $\delta = m\pi + 2\alpha(m+1)\beta$

$$\frac{d\delta}{dn} = 2\left\{\frac{d\alpha}{dn} - (m+1)\frac{d\beta}{dn}\right\}$$

Z rovnice $\sin\alpha = \sin\beta$ vyplývá podobně

$$\cos\alpha\frac{d\alpha}{dn} = n\cos\beta\frac{d\beta}{dn} + \sin\beta,$$

a tudíž

$$\frac{d\delta}{dn} = \frac{2}{\cos\alpha}\left\{\sin\beta + [n\cos\beta - (m+1)\cos\alpha]\frac{d\beta}{dn}\right\}$$

$$\frac{d\delta}{dn} = \frac{2\sin\beta}{\cos\alpha} = \frac{2}{n}\operatorname{tg}\alpha \quad \ldots\ldots (6)$$

Jest tedy $\frac{d\delta}{dn}$ positivní, to znamená, že úchylky přibývá, vzrůstá-li index lomu, čili úchylka pro paprsky fialové je největší, pro paprsky červené nejmenší.

Ukázáno bylo, že pro vznik duhy je nejméně jednoho vnitřního odrazu potřebí — každým dalším odrazem uniká vždy něco světla v jiném směru, tak že duhy po druhém, třetím atd. vnitřním odrazu vzniklé jsou stále méně a méně intensivní.

Duha, která vzniká pouze jediným odrazem vnitřním, slyje <u>duha hlavní.</u>

Úhel dopadu lze tu počítati dle $\cos\alpha = \sqrt{\frac{n^2-1}{3}}$,

deviaci pak dle $\delta = 2(\alpha - \beta) + \pi - 2\beta$.

Volíme-li index lomu vody pro čáru B . . . 1,33096

H . . . 1,34417,

pak $\alpha = 59°,526$ . . . B . . . $\beta = 40°,356$

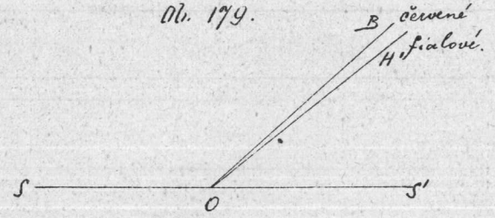
$= 58,765$ . . . H . . . $= 39,503$,

a tudíž δ pro B . . . 137°,628

pro H . . . 139°,518.

Je-li v O (obr. 179) oko pozorovatele, SOS směr paprsků slunečních, je-li dále $\sphericalangle$ SOR = 137°,628 a $\sphericalangle$ SOH = 139°,518, pak přímky HO a RO

Ob. 179.



udávají směry, v nichž přicházejí do oka nejintensivnější paprsky fialové a červené. V úhlu HOB spatřují se pak ostatní barvy.

Otáčíme-li celý systém kolem OS, pak je zřejmo, že všechny kapky, které leží na plášti kužele otočením se BO kolem SO vzniklého, vysílají nejintensivnější paprsky ~~paprsky~~ červené do oka pozorovatelova, jakož že všechny kapky na plášti kuželovém, povstalém otočením se přímky HO kolem SO, vysílají nejintensivnější paprsky fialové. Podobně to platí pro barvy ostatní. Tím se pak vysvětluje, že vidíme duhu jako barevný oblouk kruhový.

Přechod barev v duze není takový, jako v čistém spektru, poněvadž slunečný průměr obnáší asi 33', tak že se jednotlivé barvy před sebe kladou. Vedle duhy popsané vzniká též duha způsobená paprsky dopadajícími na dolejší polovinu kapky, které také vycházejí z kapky s nejmenší deviací. Tyto paprsky míří však od země – nemůže tudíž duha tato býti viděna pozorovatelem na zemi se nalézajícím, ale ovšem známy jsou případy, kdy pozorovatel nalézá se v balonu neb na vrcholu hory, pod níž se oblaka prostírají – a tedy může, jestli slunce dosti nízko, spatřiti úplný duhový kruh.

Duha vedlejší vzniká při dvojnásobném odrazu vnitřním.

Příslušné rovnice změní se na:

$$\cos\alpha = \sqrt{\frac{n^2-1}{8}}$$

a

$$\delta = 2(\alpha-\beta)+2\pi-4\beta$$
$$= 2[\alpha-3\beta+2\pi].$$

Výpočet dává:

$$\alpha_B = 71°908 \quad \beta_B = 45°,577 \quad \delta_B = 230,354$$
$$\alpha_H = 71,485 \quad \beta_H = 44,866 \quad \delta_H = 233,774.$$

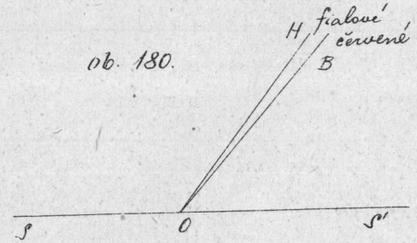
Úchylky δ_B, δ_H jsou zde větší než 180° – to značí, že vnikají do oka pozorovatelova ty paprsky, které zasahují při úhlu dopadu α na

dolejší polovinu kapky. Sestrojíme tedy výkres předešlému podobný nanesením

$$\delta_B - 180 = 50,354 \text{ pro paprsky červené}$$
$$\delta_H - 180 = 53,774 \text{ " " fialové, avšak}$$

od směru OS'.

Ob. 180.



Sled barev jest patrně obracený nežli v případě duhy hlavní. Jasnost duhy sekundární jest ovšem menší než duhy primární, jednak že část světla uniká dvojím odrazem (oproti jedinému odrazu při duze hlavní), jednak že je větší disperse při duze sekundární, jak to ukazují také rozdíly

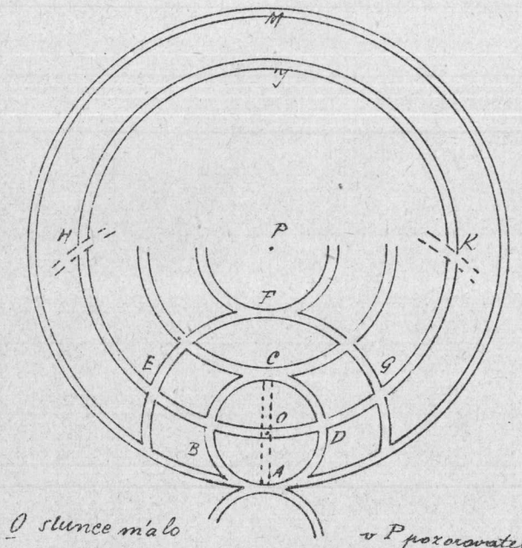
$$\delta_B - \delta_H = 1°,890 \text{ pro duhu hlavní}$$
$$= 3,420 \text{ " " sekundární.}$$

Duhy odpovídající odrazu trojnásobnému nebo i vícenásobnému mohou býti spatřeny pouze za okolností velmi zvláštních, neboť padají za mraky, kde pozorovatel je vedle jasnějších přímých paprsků slunečních nemůže rozeznati.

Úkaz duze podobný jsou duhová kola, která se někdy kolem slunce nebo měsíce objevují, a jichž poloměr měří okrouhle 22° neb 46°. Prvější jsou častější, hlavně pak v krajinách polárních. Vnitřní kruh je červený, vnější fialový – u kruhu s poloměrem 46°-ovým, který prvější obklopuje, jest týž pořádek barev.

Za příčinou těchto zjevů považují se malé krystalky ledu v ovzduší rozptýlené, které za klidného povětří padají k zemi, stavíce se tak, aby odpor ústředí byl nejmenší. Ledové ty částice mají podobu jehliček a destiček, tak že ukazy oněch kol jsou často dosti složity. Obr. 181. ukazuje především kruh 22° ABCD, dále kruh 46° EFG, mimo to „kruh horizontální" čili parhelický OHIK, kruhy tangenciální u C a A a vertikální jasný kruh jdoucí sluncem.

ob. 181.



O slunce málo nad obzorem AM. — P pozorovatel.

Na kole parhelickém OK JK které je bílé, spatřuje se často obrázky slunce, buď bílé nebo barevné, tak zv. slunce vedlejší čili *parhelia*.

Slunci právě naproti (v J) bývá bílý jeho obrazek, který slove *antihelion*, jemu blízké obrázky na parhelickém kole ležící slují *paranthelia*.

Kruhy půlící v H a K slují též oblouky Lowitzovy neb kruhy Heveliovy.

O vysvětlení těchto úkazů pokusili se Mariotte, Lavenbrich, Galle a Bravais, Franklyn a Lamins. *)

Optika theoretická.

Úvod.

§182. Historický rozvoj theorie undulačních.

Do optiky theoretické zařazujeme úkazy světelné, k jichž vysvětlení nutno je přijmouti theorii o *podstatě* světla. Náleží sem oddíly o *interferenci*, *ohybu*, *polarisaci* a *dvojlomu světla*. Theorie na její základě budeme o jevech těchto jednati, jest *theorie undulační*.

Základní myšlenka theorie undulační připisována se kdysi *Descartesovi*, ovšem že mylně; neboť náhled jeho, že vidění povstává tlakem, který se okamžitě od tělesa příčícího k oku rozšiřuje nestředním nekonečně pružným, nemá nic společného s *postupným* šířením se *vlny* světelné. Podobné Descartesovým podobné nalézáme ostatně již u *Leonarda da Vinci* a v některých dopisech *Galileiho*. První, jenž hlavní myšlenku theorie undulační uznával, byl *Grimaldi* a *Hooke*, ale tak temně a nejasně, že vám právem teprve *Christian Huygens* (1629–1695) za vlastního zakladatele této theorie se pokládá. Obšírný výklad této nové theorie podal ve spise: „Traité de la lumière" (Leyden 1690), o němž u Pařížské akademie přednášel již r. 1678; jelikož vydání se však prvotilo tím, že Huygens vzdav se členství akademie, v srpnu r. 1681 (z důvodů politických) Paříž, odebral se do svého rodiště Haagu. O předmluvě praví o tom pánu Huygens: J'écrivis ce Traité pendant mon séjour en France, il y a 12 ans; et je le communiquai en l'année 1678 aux personnes sçavantes, qui composoient alors l'Académie de mr. Colbert.

Jmenovaný spis je pro theorie světla undulační spisem základním

v němž podáno vysvětlení obrazu, kdy – a což je hlavní – též dvojlomu světla, úkazu, který vzbudil Huygensův Erasmus Bartolinus (1625–1698), profesor na univerzitě v Kodani, krátce před tím 1669 právě byl na vápenci Islandském objevil. Pozorování svá popsal v díle, jež vyšlo r. 1669 v Kodani pod názvem: Experimenta Crystalli Islandici Disdiaclastici, quibus mira et insolita refractio delegitur. . Hafniae 1669.-

Erasmus Bartolinus poznal, že se světlo bílé dělí dvojlomem na dva paprsky a že jeden z nich se láme dle pravidel známých, míje exponent lomu asi $\frac{5}{3}$; pro lom druhého paprsku nepodařilo se mu však nějaké pravidlo nalézti. Úkol tento rozřešil však Huygens způsobem důmyslným na základě své theorie undulační jak počtem tak konstrukcí, při čemž správnost výkladu svého zajistil měřením, srovnávaje výsledky pozorované s vypočtenými. Proto dal svému dílu titul: „Traité de la lumière, où sont expliquées les causes de ce, qui lui arrive dans la réflexion et dans la réfraction et particulièrement dans la Réfraction du Cristal d'Islande avec un discours de la cause de la pesanteur. (Leyden 1690). – Huygens poznal také, klada vápencové rhomboedry na sebe, že paprsky dvojlomem vzniklající na různé strany se různě chovají, – tedy jak nyní říkáme – že jsou polarisovány –; avšak než, nepředpokládaje undulace longitudinální, nemohl na základě tohoto úkazu vysvětliti.

Avšak spis Huygensův neučinil se světě vědeckém dojmu téměř žádného – přes to, že jsou úkazy dosud neznámé, úkazy dvojlomu, byly zcela plodně se skutečností vyloženy. Neboť proti nové theorii undulační stál jakožto autorita pro theorii emanační Isaak Newton (1642–1727), jehož Optika vyšla 14 let po vydání spisu Huygensova. Nová theorie měla také některé slabé stránky. Jak nejmenší nepravidelnosti, nepatrné změny v povrchu, jež se světla, vznik stínů – tedy právě úkazy základní světla, které theorie emanační vysvětlovala způsobem panovějícím. Ovšem podal Huygens také pro tyto úkazy vysvětlení dle své theorie, avšak tolo nevyhovovalo, což lze pochopiti, poněvadž princip interference byl tehda zcela neznámý. Analogie s akustikou byla nové theorii spíše na závadu, neboť v akustice není-li přímočaré šíření se zvuku, – tím se šíří tíž „světlý paprsek" – a není tam

úkazu stínu – alespoň ne tak, jako v optice. A tak vyplynulo celé století 18. a theorie undulační nečinila pokroků žádných.

Teprve počátkem století našeho vjal se theorie undulační krajan Newtonův Thomas Young (1773–1829), dle studií svých vlastně lékař, ale vynikající hlubokým vzdělením mathematickým a fysikálním; r. 1801–1804 byl professorem na Royal Institution v Londýně, pak od r. 1811 lékařem při nemocnici sv. Jiří v Londýně a zároveň sekretářem ústavu „Board of Longitude", kteréž vydával Nautical Almanac. Původně byv původcem theorie emanačním, ubral se později pracemi svými druhým přímo zakladatelem theorie undulační. On je objevitelem principu interference vln (od něho pochází též název „interference"), jehož užil nejprve pro úkazy akustické, který však později přenesl též na úkazy optické, vykládaje barvy tenkých vrstev a úkazy ohybové. Avšak názory Youngovy nebyly od vrstevníků jeho nikterak vřelým; zdá se, že Young sám ztrácel v posledních letech svého života důvěru v theorii, kterouž hájil.

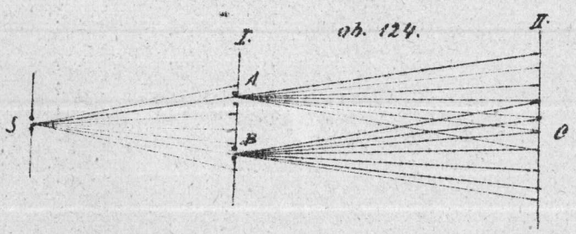
První desetiletí našeho*) století bylo doba nových a překvapujících objevů optických, jichž vysvětlení jak theorií emanačních tak i undulačních činilo nemalé obtíže. Tak učinil Etienne Louis Malus náhodou objev polarisace světla; jejž publikoval roku 1809. Ze doby známost úkazů dvojlomu a jeho theorie nepokročila dále, než kam ji byl přivedl Huygens. Počátkem r. 1808 vypsala akademie pařížská cenou úlohu k tomuto předmětu se vztahující. To bylo mějům popudem, že Malus se pozorováním dvojlomu na vápenci islandském zaměstnával. Jednoho večera pozoroval obraz zapadajícího slunce na papírcích, jež se odrážely od okna paláce lucemburského; tu pak pozoroval, že místo obvyklých obrazů dvou dává vápenec obraz jen jediný. Jednoho zatím nastala zatím noc, učinil podobné pokusy se světlem svíčky, jež se odrážela na skle neb na vodě. Tím byl pak přiveden k nového pozorování povahy světla odraženého, od něhož pochází představa, že částečky světelné mají póly, on také zavedl výraz světla „polarisovaného". On a Biot objevili též polarisaci lomem. Souvislost s dvojlomem byla tu již patrna. Krátce na to následovaly nové objevy velice zajímavých úkazů polarisace chromatické (Arago, Brewster) a r. 1812 (Arago, Biot). Téže jednou postal theorii emanační zastánce velmi účinný, sám Jean Baptiste Biot (1774–1862),

*) t.j. 19. stol.

avšak k vysvětlení rozmanitých zjevů polarisace bylo třeba připojiti k theorii té tolik dodatků a tolik podmínek, že se celá theorie čím dále tím těžkopádnější stávala. Tím již bylo vítězství theorie undulační naznačeno, rozhodl je konečně Jean Baptiste Fresnel (1788–1827). Práce jeho hraly se podobným směrem jako práce Youngovy, také on začal ohybem světla, pokročil však dále než Young a důležitým svým pokusem zrcadlovým upevnil názory o interferenci světla. Pro vysvětlení však polarisace nalezl šťastnou – zajisté i smělou – myšlénku, který mnohým vynikajícím fysikům jeho doby, jako i Aragavi a zvláště Laplace-ovi a Poissonovi se zdála býti téměř absurdní, totiž myšlénku transversálního chvění étheru. Až dotud předpokládala totiž theorie undulační dle akustické analogie chvění podélné. Fresnel sám nedožil se úplného uznání své theorie; ještě až do let třicátých trval na některých stranách odpor proti nové theorii, od těchto let však nabývala theorie ta vždy rychleji a rozhodněji půdy. Zakončení celého zápasu stalo se památným pokusem Foucaltovým 1850, kterým se přímo dokázalo, že se světlo v ústředí opticky hustším šíří volněji, jak to theorie undulační předpokládala, kdežto theorie emanační tvrdila toho opak.

K porozumění toho, že i po objevu úkazů ohybových povahou svou interferenčních, mohla theorie emanační pole hájiti, budiž ještě připojena poznámka následující.

Proti theorii emanační uváděn byl pokus Youngův naznačený obr. 124.



obr. 124.

S je úzká štěrbina, kterou dopadá světlo na stínítko I, kde jsou dva malé otvory jehlou utvořené blízko u sebe. Na stínítku II. pozorují se u C střídavě světlé a tmavé proužky.

V kterémkoli bodě temného proužku je zdánlivě účinek světelný z A vycházející zrušen účinkem světla přicházejícího od B čili tam, kde světelné zdroje A a B spůsobují protivné účinky, povstávají proužky tmavé, tam kde tyto účinky jsou souhlasné, povstávají proužky jasné. Úkaz, že světlo a světlo se ruší, uváděn byl za důvod proti theorii emanační, která prý nemohla

přijati, že hmota a hmota se ruší. V pokuse uvedeném však světlo a světlo se neruší; oč jsou totiž místa, obsahující proužky temné, tmavšími, o to jsou zase proužky jasné světlejšími, tak že celková úhrnná intensita osvětlení plochy u C jest oběma zdroji najednou právě taková jako jedním a druhým zdrojem dohromady.

Nenastává tedy při pokusu Youngově zrušení, annullování světla, ale jen jiné rozdělení právě tak jako deska jemným pískem stejnoměrně posypaná, je-li rozzvučena, spůsobí, že se písek na některých místech shromáždí, opustiv místa nejvíce rozechvěná, při čemž se nikterak nezmění jeho množství.

Pokus Youngův nenutí tedy přímo k zavržení theorie emanační, vyžaduje však zvláštních složitých názorů o povaze a vzájemné akci tělísek, ze zdroje světelného vycházejících, tak že theorie tato stává se umělou a nejednoduchou.

Přehlédneme-li ještě jednou krátce rozvoj theorie undulační, můžeme v rozvoji tom vytknouti čtyři hlavní etappy, jež jsou naznačeny jmény:

Huygens, Young, Fresnel, Foucalt.

První položil základy theorie, druhý doplnil ji principem interference, třetí dovršil názorem o transversalitě chvění étheru, poslední pak podal pro správnost důležitého jejího předpokladu přímý důkaz experimentem.

Theorie undulační připouští při téže myšlénce základní různé modifikace dle toho, jaké předpoklady učiníme o vlastnostech étheru v ústředích krystallinických, jakož o tom na svém místě blíže pojednáme. O étheru samém, tomto nezbytném postulátu theorie, mohou základní názory rovněž se rozlišovati. Vzhledem k tomu, že se vyžadují oscillace transversální, tedy podobné jako u hmot pevných, pokládá se (Green) ether za látku rovněž pevnou, pružnou („Elastic Solid") všechen prostor pronikající, která vzdoruje změnám tvaru, jest úplně nestlačitelna, tak že longitudinální rozruch sdílí se s rychlostí nekonečně velikou.

G. G. Stokes poznamenává, že ether, jenž pro svou nestlačitelnost může býti považován za dokonalou kapalinu, pro jakékoliv (ale konečné posunutí) chová se jako pevná pružná hmota, poněvadž posunutí, o které jde, při šíření se

vlny světelné je velmi malé a nesmírně náhlé.

V novější době vznikla nová theorie světla t. zv. elektromagenetická, jež považuje ether za kapalinu v neustálém pohybu se nalezající a světlo za zjev elektromagenetický, povstávající z velmi rychle střídajících se polarisací ethern čili posunutí (displacement) dle názoru Maxwellova.

Udělíme-li nějakému tělesu elektrický náboj, konsumuje se energie působící elektrifikaci okolním etherem. Můžeme říci, že se ether polarisuje, majíce na mysli změny ve vlastnostech nebo stavu jeho částiček spůsobené konsumpcí energie. Zjevy elektrické spočívají pak v transformaci této energie, a vybijeme-li těleso elektrické, zbavíme éther jeho energie a tím i jeho polarisace. Podobná úvaha platí i pro elektrický proud. Představme si nyní těleso, které rychle po sobě nabíjíme a vybíjíme, neb kterým posíláme okamžité proudy v střídavých směrech, tím vznikne v okolním éthern střídavě různá polarisace, a stane-li se to střídání periodickým a s frekvencí velmi značnou, můžeme mluviti o vibraci éthern právě tak jako v obyčejné theorii undulační. Je-li rychlost oněch vibrací v určitých mezích, pak vzbuzují pocity vidění, před jednou mezí jeví se účinkem thermickým, za druhou účinkem chemickým.

[*§ 183 Základní vzorce pohybu vibračního a undulačního. *]

[*1.) V úvodu k akustice bylo vyloženo, že lze pohyb vibrační pokládati za projekci rovnoměrného pohybu, který se děje v kruhu o poloměru r rovnému amplitudě vibrace s úhlovou rychlostí $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi N$, je-li T perioda vibrace a $N = \frac{1}{T}$ její frekvence. Znamená-li t proměnlivý čas, je

$$y = r \sin(\omega t + \alpha)$$

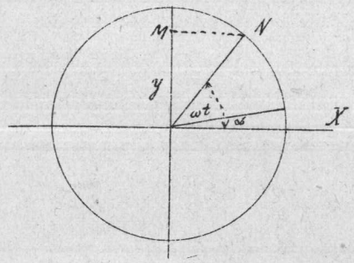
kdež jest ωt úhel fásový a α jeho hodnota pro $t = 0$ (obr. 125).

Pro rychlost lineární $v \left(= \frac{dy}{dt}\right)$ pohybu vibračního máme

$$v = \omega r . \cos(\omega t + \alpha),$$

při čemž znamená $\omega r = c = \frac{2\pi r}{T}$ lineární rychlost pohybu na obvodě kruhu.

ob. 125.



Konečně pro urychlení $a = \frac{d^2y}{dt^2}$ obdržíme

$$a = -\omega^2 r \sin(\omega t + \alpha).$$

čili $a = -\omega^2 y$.

Značí tedy $\omega^2 = a$, urychlení pro $y = 1$.

Poněvadž je pak $\omega = \frac{2\pi}{T}$, vychází

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{1}{a}},$$

2.) Kinetická energie vibračního pohybu je v každém okamžiku dána výrazem $\frac{1}{2} m v^2$.

Její maximum je tedy $\frac{1}{2} m c^2$,

" minimum " " 0

Střední její hodnotu pro celou periodu T udává výraz:

$$\frac{1}{T}\int_0^T \frac{1}{2} m v^2 \, dt.$$

Integrál tento nabude po dosazení příslušných hodnot výrazu:

$$= \frac{m r^2 \omega^2}{4T}\int_0^T [1 + \cos 2(\omega t + \alpha)]\, dt = \frac{m r^2 \omega^2}{4T}\Big|_0^T \left[t + \frac{1}{2\omega}\sin 2(\omega t + \alpha)\right] =$$

$$= \frac{m r^2 \omega^2}{4} = \frac{1}{4} m c^2 = \frac{m \pi^2 r^2}{T^2}.$$

Je tedy střední kinetická energie vibrující hmoty rovna arithmetickému středu (průměru) její hodnoty maximální ($\frac{1}{2} m c^2$) a minimální (0).

3.) Intensita osvětlení může se měřiti energií kinetickou obsaženou v jednotce objemové media. Je-li tedy m hmotou v jednotce objemové je intensita osvětlení dána výrazem

$$J = \frac{m r^2 \omega^2}{4} = \frac{m \pi^2 r^2}{T^2}.$$

Jinak lze zavésti intensitu osvětlení jako energii procházející normálně jednotkou plošnou za jedničku času. V tom případě bude intensita osvětlení závislá na rychlosti $v = \frac{\lambda}{T}$, s jakou se světlo šíří a výraz pro rovinnou vlnu světelnou nabude tvaru:

$$J' = \frac{m r^2 \omega^2}{4} . v = \frac{m \pi^2 r^2}{T^3} . \lambda.$$

V praxi ovšem přichází do počtu pouze intensita osvětlení relativní a tu plyne z obou

spůsobů měření, že pro vibrace stejnodobé jsou intensity v poměru čtverců amplitud.

$$\frac{J_1}{J_2} = \frac{r_1^2}{r_2^2}$$

Z výsledků předešlých však následuje, že je nesnadno srovnávati intensity osvětlení spůsobené různými barvami (jako v akustice intensity dvou tonů o nestejné výšce) a to je fakt pro fotometrii, kdy velmi často srovnávané zdroje jsou nestejně zabarveny velmi důležitý.

4.) Vibrace stálého typu. Světlo polarisované.

Zjevy interference učí nás považovati světlo za periodickou změnu některých podmínek media, kterou v theorii undulační pokládáme za pohyb vibrační vyjadřující jej jednoduchým vztahem:

$$y = r \sin(\omega t + \alpha).$$

Rovnice tato však může znamenati nekonečný sled podobných sobě změn. Když typ těchto změn bude neustále jeden a týž, nazveme světlo takovou vibrací dané polarisovaným. V tomto případě étherové částice opisují podobné a podobně položené dráhy, které zůstávají stále týmiž. Když tedy všechny částice étherové opisují podobné a podobně položené ellipsy, nazveme světlo takové elliptický polarisovaným, opisují-li kruhy, jest to světlo cirkuldrně polarisované, a opisují-li konečně přímky navzájem rovno běžné — světlo lineárně polarisované. Podstata polarisovaného světla záleží tedy v tom, že všechny částice éthern opisují týž druh dráhy a to nejen v jednom okamžiku, ale časově čili všeobecněji řečeno, že podaha změn v podmínkách media se nemění. *)

§ 184. Skládání vibrací.

Není žádným omezením všeobecnosti, položíme-li v rovnici pro vibraci bodu úhel $\alpha = 0$, t. j. počítáme-li proměnlivý čas t okamžikem, kdy vibrační pohyb začíná. Pak jest

$$y = r \sin \omega t$$

aneb klademe-li $\omega t = \vartheta$ (úhel časový),

$$y = r \sin \vartheta.$$

Stává se však, že k vibraci bodu dané touto rovnicí přicházejí další isochronní vibrace (téže periody T) lišící se amplitudou r a mající proti vibraci dané jisté rozdíly fásové ε.

Takovéto rozdíly fásové vznikají v optice z rozdílů dráhových δ, když na př. světlo přichází ze dvou bodů světelných různě vzdálených.

Uvažme — jednou pro vždy — jak se rozdíl dráhový přepočítává na fásový. Opoždění časové τ je patrně $\frac{\delta}{v}$, kdež je v rychlost šíření se světla, z opoždění časového τ vypočítáme rozdíl fásový koeficientem $\frac{2\pi}{T}$ jakožto $\frac{2\pi}{T} \cdot \frac{\delta}{v} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \delta$ vzhledem k tomu, že je $v T = \lambda$.

Z rozdílu dráhového δ počítáme tudíž rozdíl fásový ε koefficientem $= \frac{2\pi}{\lambda}$.

Budiž nyní dána úloha následující: K vibraci dané, původní, čili, jak též říkati budeme, nullové, (protože od ní vycházíme), o amplitudě r_0 přicházejí isochronní vibrace $(r_1, \varepsilon_1), (r_2, \varepsilon_2), (r_3, \varepsilon_3), \ldots$ atd (r_n, ε_n), jichž amplitudy jsou $r_1, r_2, r_3, \ldots, r_n$, a kteréž proti původní, nullové, vibraci mají rozdíly fásové $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3 \ldots \varepsilon_n$; Má se stanoviti vibrace resultující.

Je samozřejmo, že vibrace tato je téže periody jako ny dané, tudíž s nimi isochronní.

Jde tedy o to, stanoviti pro resultující vibraci její amplitudu r^* a její rozdíl fásový ε^* proti vibraci nullové. }

[* § 185. Řešení grafické.

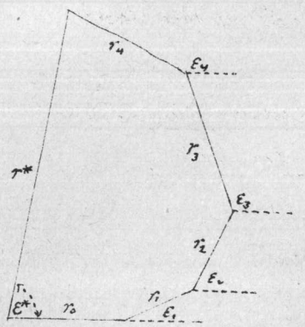
[* Úkol daný lze především velmi jednoduše řešiti graficky (Akustika, §3). K amplitudě r_0 připojíme geometricky amplitudy $r_1, r_2, r_3, \ldots$ vzhledem k úhlům fásovým $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \varepsilon_3 \ldots$ (obr. 126).

Obdržíme otevřený mnohoúhelník amplitud.

Strana tento mnohoúhelník uzavírající je amplitudou r^* resultující, a úhel, který svírá s amplitudou nullovou, je fásovým rozdílem ε^* resultující vibrace proti

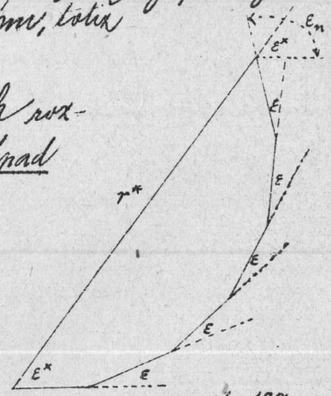
vibraci nullové.

ob. 126



Zajímavý případ nastane, když amplitudy r jsou vesměs stejné, a když rozdíly fásové ε jsou – jak zkrátka říkáme – aequi-crescentní, t. j. když každý následující je o totéž větší než předcházející, takže tvoří řadu arithmetickou ($0, \varepsilon, 2\varepsilon, 3\varepsilon, \ldots$ atd.) – Pak postup stran onoho mnohoúhelníka nabude jisté pravidelnosti (obr. 127.) upomínající na mnohoúhelník pravidelný, kterým se též může státi, je-li ε aliquotním dílem $360°$ nebo $2 \times 360°$, nebo všeobecně k $360°$ (mnohoúhelníky vyšších řádů.)

Jest samozřejmo, poněvadž fáse jsou aequicrescentní, že výsledný fásový rozdíl ε^* je identický s průměrným rozdílem fásovým, totiž 0 a ε_n, tak že je $\varepsilon^* = \frac{0+\varepsilon_n}{2}$, čili $\varepsilon^* = \frac{1}{2}\varepsilon_n$.



ob. 127.

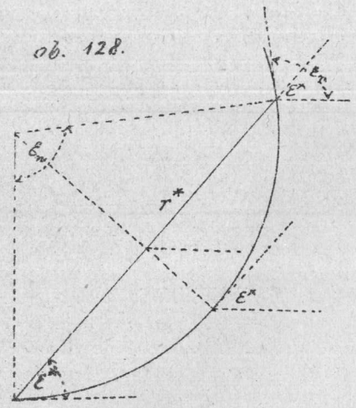
Z případu stejných amplitud a aequicrescentních rozdílů fásových se pak konečně snadno odvodí jistý případ limitní, ten totiž, kdy amplitudy jsou stále menší a menší, – až nekonečně malé – v počtu též do nekonečna vzrůstajícím (tak že jich summa arithmetická je veličinou konečnou) a kdy v souhlase s tím rozdíly fásové jsouce aequicrescentní rostou spojitě vždy o nekonečně málo při dvou kmitech sousedních. Patrně, že onen mnohoúhelník pravidelný přejde pak v oblouk kruhový amplitud (obr. 128.) Amplituda r^* je pak tětivou tohoto oblouku, a rozdíl fásový ε^* je opět průměrnou hodnotou všech, jež rostou od 0 do ε_n, tak že je $\varepsilon^* = \frac{1}{2}\varepsilon_n$; i jest ε_n úhel, jejž poslední oblouček svírá s prvním – t. j. středový úhel onoho oblouku – jehož je pak ε^* úhlem obvodovým (obr. 128.)

Také jinak můžeme výsledek formulovati.

Resultující rozdíl fásový ε^* je týž jako rozdíl fásový té vibrace, která jest ze všech daných uprostřed, čili jejížto amplituda ma mezi všemi polohu střední (obr. 128.)

Případ oblouků kruhových je ovšem specielní.

ob. 128.



Všeobecnějším případem by bylo, kdyby amplitudy nejsouce právě stejnými družily se k sobě dle fásových rozdílů, jež by sice spojitě se měnily, ale nikoliv aequicrescentně; pak by místo oblouku kruhového vznikl všeobecně oblouk křivky jakékoliv.

Avšak pro účely naše vystačíme s oným případem jednodušším. Budeme jeho užívati k vysvětlování zjevů ohybových, jež zoveme Fraunhoferovými. *]

[* § 186. Řešení analytické.

[* Pravidlo o mnohoúhelníku amplitud nabývá (projekcí na osu r_0 a drukou k ní kolmou) formulace analytické rovnicemi:

$$r^* \cos \varepsilon^* = \sum_0^n r \cos \varepsilon = A$$

$$r^* \sin \varepsilon^* = \sum_0^n r \sin \varepsilon = B.$$

Z toho plyne pak:

$$r^* = \sqrt{A^2 + B^2}$$

$$\operatorname{tg} \varepsilon^* = \frac{B}{A}$$

V onom případě limitním přejde r v differencích dr a zároveň summace v integraci, tak že jest

$$A = \int dr \cos \varepsilon$$

$$B = \int dr \sin \varepsilon.$$

Všeobecně je pak ε jistou funkcí r. – Pro případ kruhový je dr konstantní a ε úměrno součtu $\int dr = r$ amplitud. *]

§ 187. Princip Huygensův.

Podstata principu tohoto vyložena byla již v úvodu k akustice (v. str. § 17). Ukážeme,

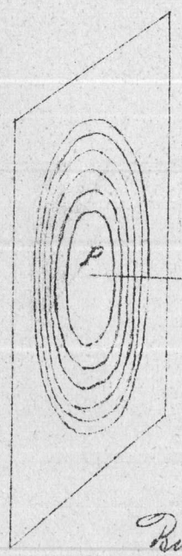
jak lze principem tímto vykládati základní zjevy optické: přímočaré šíření se světla, odraz a lom.

Theorii emanační vykládala přímočaré šíření se světla a stín povstání vznik optického stínu velice jednoduše. Spatří jednoduchosti této měla theorie undulační postavení obtížné nesnadné zvláště tím, že u zjevů akustických, jichž základem nepochybným je undulace, stínu žádného není. Analogie s akustikou byla tedy jak již v úvodu řečeno, theorii undulační světla nikoliv oporou, nýbrž závadou než v pravdě ukazuje, že veliké překážky vrhají dosti určitý akustický stín, a že se zvukové vlny velmi širokým otevřeným nástrojem ani tak přímočaře.

Ještě tíže na pravdě útrže, nemá-li skutek světla jen proto tak velice malý rozsah za obvyklejších poměrů, poněvadž je délka vlny velice malá. K následujícímu poznání, že je tomu skutečně tak, „přímočaré" šíření světla jest jen proto prakticky přímočarým, poněvadž délka vlny světelné je velice malá.

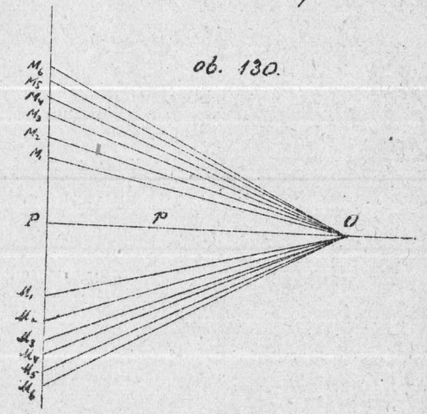
(* § 188 Výklad přímočarého šíření se světla. *)

(* Uvažujme působení rovinné vlny světelné na bod mimo ni ležící za směru, v němž vlna postupuje.



obr. 129.

Volme vlny vzhledem k danému bodu O (obr. 129 a 130) nadýraný bod P, který je ze všech bodů vlny danému bodu (O) nejblíže, neboli přesněji řečeno, ten bod vlny, z něhož světlo k danému bodu O postupuje nejdříve. Při vlně rovinné jest tímto bodem P – pól vlny – dán patou kolmice z bodu O na čelo vlny (wave front) spuštěné.



obr. 130.

Budiž tedy P (obr. 129 a 130) pólem vlny vzhledem k bodu O vzdálenému od délky $OP = p$. Opíšeme ze středu O poloměry $p + \frac{\lambda}{2}$, $p + 2\cdot\frac{\lambda}{2}$,

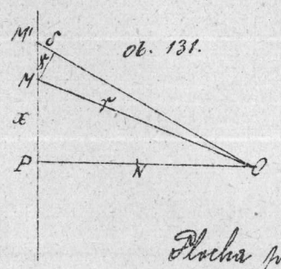
$p + 3\cdot\frac{\lambda}{2}$, ... atd. kruhy po povrchu vlny jdoucí, tedy body $M, M_2, M_3 \ldots$ Část plochy na čele vlny uzavřená mezi dvěma takovými kruhy sousedními nazývá se polopériodovým pásmem (zonou) nebo polopériodovým elementem. Souvislejšími nyní působení dvou takových sousedních pásem polopériodových na bod O.

Rozdělme každé z obou pásem na řadu koncentrických kruhových pruhů o ploše nekonečně malé a to podobným způsobem, jakým jsme utvořili ony pásma celková, totiž opisujíce z bodu O kružnice o poloměrech $r, r+\delta, r+2\delta, \ldots$, kde δ je veličina nekonečně malá. První takový proužek pásma M, M_2 bude o půl vlny blíže bodu O než první proužek pásma $M_2 M_3$, poněvadž tu rozdíl ve dráze jest $\frac{\lambda}{2}$, bude se působení jich sčítati, bude-li též amplituda obou vibrací táž. Zruší tedy působení jednoho proužku působení proužku jemu v sousedním pásmu korrespondujícího a při stejných amplitudách zrušilo by se tedy působení jednoho pásma působením druhého.

Kdyby nyní vyšetřiti, zda-li je skutečně taková rovnost amplitud a jaký je vliv nestejně šikmého postavení jednotlivých proužků ke směrům vedoucím k bodu O.

Proužky postavené poloměry $r, r+\delta, r+2\delta, \ldots$ nevzbuzují stejně velikým plochou a tím také mohly by amplitudy pohybů vůbec vycházejících býti různými.

Jsou-li $M M'$ (obr. 131) šířkou kteréhokoliv proužku, je $OM' - OM = \delta$;



obr. 131.

znamenáme-li pro okamžik x ($= PM$) střední poloměr proužku, jest jeho plocha $= 2\pi x \cdot M M'$.

Že však $\frac{x}{r} = \frac{\delta}{M M'}$,

tudíž plocha proužku $= 2\pi r\delta$.

Plocha proužků tedy se světlinou se vzdáleností od pólu; tím by amplitudy přibývala; poněvadž však na druhé straně amplitudy ubývají se vzdáleností od bodu O, vzíti se tyto dva vlivy a amplituda každému proužku příslušející je proporcionální výrazu $2\pi\delta$,

jest tudíž pro všechny prstence táž.

Při tom však nepovšimli jsme si nestejného sklonění různých elementů ke směru spojujícímu je s bodem O. Budiž tento proměnný sklon ϑ. Je pak

$$\cos\vartheta = \frac{p}{r},$$

i může tudíž býti jakákoliv funkce úhlu ϑ vyjádřena funkcí r, t. j. vzdáleností elementu od bodu O.

Známe-li dále zákon, dle něhož se mění amplituda se sklonem, pak může býti amplituda kteréhokoliv prstence vyjádřena jako funkce veličiny r, tudíž můžeme psáti:

$$\text{Amplituda } A = a \cdot f(r).$$

Amplituda korrespondujícího prstence v sousedním poloperiodovém elementu bude

$$A' = a \cdot f(r + \tfrac{1}{2}\lambda) = a f(r) + \tfrac{1}{2} a \lambda f'(r) + \ldots$$

Společný jich effekt bude tedy odpovídati amplitudě

$$A - A' = -\tfrac{1}{2} a \lambda f'(r) + \ldots$$

Poněvadž pak λ je malé, bude společné působení dáno prvým členem

$$-\tfrac{1}{2} a \lambda f'(r),$$

bude tedy proporcionální délce vlny světelné.

Přijmeme-li jednoduchý zákon, že amplitudy ubývá úměrně s cosinusem sklonu čili, že $f(r) = \frac{p}{r}$, pak $f'(r) = -\frac{p}{r^2}$ a

$$A - A' = \frac{1}{2}\frac{a p \lambda}{r^2};$$

jinými slovy, působení vzdálenějších zon je menší a menší a čím dále tím více vzájemně rovné.

Označuje-li dále $m_1, m_2, m_3, \ldots m_n$ působení jednotlivých poloperiodových pásem, bude působení veškeré dáno výrazem

$$S = m_1 - m_2 + m_3 - m_4 + \ldots$$

Poněvadž členy této řady stávají se menšími a menšími a postupně dle předešlého — sobě téměř rovnými, je součet této řady dán jednoduše:

$$\tfrac{1}{2} m.$$

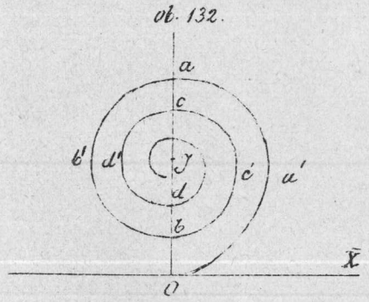
Je-li délka vlny poměrně malá, pak malá ploška kolem pólu P bude obsahovati mnoho poloperiodových pásem a výsledné působení této části vlny bude téměř takové jako

celé vlny dohromady. Jest tedy effektivní částí vlny pro bod O pouze malá plocha kolem pólu P^0. Zastíníme-li tuto plochu kolem pólu neprůhledným stínítkem, nemá ostatní část vlny na bod O téměř žádného vlivu — bod O leží ve stínu a pravíme, že paprsky světelné šíří se přímočaře. Je tedy „přímočaré" šíření se světla pouze přímočarým approximativně a je nutnou konsequencí nepatrné délky vlny světelné.

Výsledek $\frac{1}{2} m$ jako součtu řady $S = m_1 - m_2 + m_3 - m_4 + \ldots$ lze velmi pěkně odvoditi z grafického znázornění.

Jak v úvodu — o geometrickém skládání vibrací isochronních — vylíčeno, obdržíme amplitudu resultující jakožto tětivu napínající oblouk amplitud. Při poloperiodových pásmech je rozdíl fásový poslední vibrace proti nullové vždy $= \pi$, tudíž oblouk polokruhem přibližně a tětiva průměrem jeho. Pravíme přibližně, poněvadž rozdíly fásové přísně vzato nejsou nequirescentními, ale rozdíl fásový krajních paprsků je přesně $= \pi$. Budeme tedy pro jednotlivá pásma poloperiodová jakožto křivku amplitud míti soustavu křivek, jež jsou přibližně polokruhy, kteréž dávají resultující amplitudy $+oa, -ab, +bc, -cd, + \ldots$ atd (obr. 132). Úplná křivka odpovídající působení celé vlny je spirálou o nekonečném počtu závitů složených téměř z polokruhových oblouků, která se blíží patrně bodu J, ležícímu téměř v polovici amplitudy oa. Poněvadž OJ representuje amplitudu vibrace, způsobené celou vlnou, následuje, že

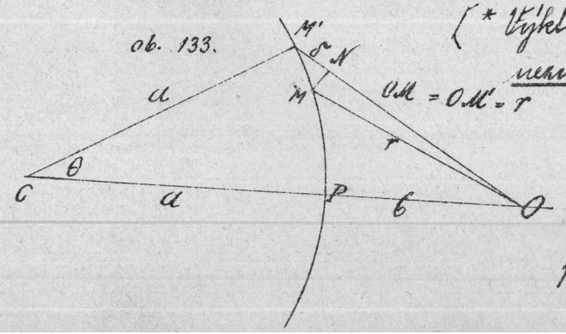
ob. 132.



$$S = \tfrac{1}{2} m. \text{ *]}$$

§ 189. [* Pokračování. Vlny sférické.

ob. 133.



[* Výklad v předešlém § podaný se podstatně nezmění, když předpokládáme všeobecně vlnu nikoliv rovinnou, nýbrž kulovou, sférickou.

Budiž C (obr. 133) střed takové vlny o poloměru a, šířící se směrem — jako dříve —

od levé k pravé; bod P je pak pólem této vlny vzhledem k bodu O, vzdálenému od pólu o délku $PO = b$.

Opišme jako dříve z bodu O poloměry r a $r+\delta$ kružnice, jež vytnou z dané vlny elementární pásmo kruhové šířky MM'. Plošný obsah tohoto pásma jest

$$2\pi \cdot a \sin\theta \cdot MM';$$

neboť $a \sin\theta$ je (téměř) střední poloměr tohoto pásma.

Jest však:
$$\frac{\delta}{MM'} = \cos MM'O = \sin CM'O,$$

a dle věty sinusové
$$\frac{\sin CM'O}{\sin\theta} = \frac{a+b}{r},$$

tudíž
$$\frac{\delta}{MM'} = \frac{a+b}{r}\sin\theta.$$

Tím obdržíme za plochu onoho pásma výraz

$$2\pi r \frac{a}{a+b}\cdot\delta.$$

Jeli $a = \infty$, je $\frac{a}{a+b} = 1$ a vyjde výraz v předešlém § zvlášť odvozený $2\pi r\delta$. Pro pásma poloperiodová jest $\delta = \frac{\lambda}{2}$, tudíž plocha $\pi r \frac{a}{a+b}\cdot\lambda$.

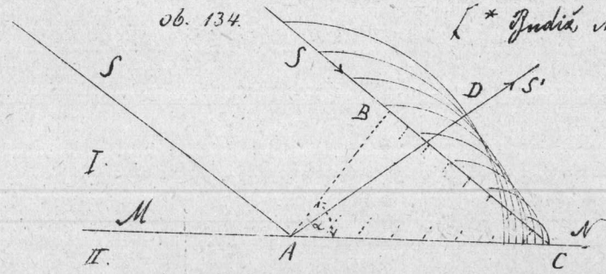
Všechno další odvození předešlého § zůstává i zde v platnosti.

Výsledek je v podstatě týž. — Úhrnný effekt vlny sférické v bodě O je takový jako poloviční effekt prvního poloperiodového pásma, jehož plocha ($r = b$) jest

$$\pi r \frac{a}{a+b}\cdot\lambda \doteq \pi \frac{ab}{a+b}\lambda.$$

Výsledek lze pak rozšířiti na vlnoplochu formy jakékoliv. *]

[*190. Výklad odrazu a lomu světla. *]



[* Budiž MN (obr. 134) rovinou dělící dvě opticky různá ústředí I a II; na rovinu tuto nechť dopadají paprsky rovnoběžné směrem SA. — Vlnoplocha je zde rovina na směr paprsků

kolmá; může býti považována za část koule, jejíž střed jest v nekonečné dálce.

Studujíce průběh úkazu v rovině nákresné, kreslíme dva paprsky rovnoběžné a mezi nimi vedeme kolmou přímku; tato kolmá přímka představuje tedy onu rovinu, která je částí vlnoplochy.

Průběhem času postupuje tato přímka s určitou rychlostí, až v jistém okamžiku dojde bod A na rozhraní MN obou ústředí. Dle principu Huygensova myslíme si, že bod A stane se v okamžiku tomto střediskem nového vlnivého pohybu, po něm pak ihned následující atd., každý ovšem poněkud později, až totiž pohyb přímky AB k němu dospěje; naposled stane se bod C střediskem takového nového pohybu vlnivého. Uvažujme, jak se právě do tohoto okamžiku věc utváří, tedy za tu dobu, kdy vlnění původní proběhne dráhu BC.

Od jednotlivých bodů přímky AC šíří se vlnění jak do ústředí prvého (odraz), tak i do ústředí druhého (lom), ale s tím rozdílem, že se do ústředí druhého šíří s jinou rychlostí — na př. s rychlostí menší.

K snažšímu přehledu rozdělme úvahu:

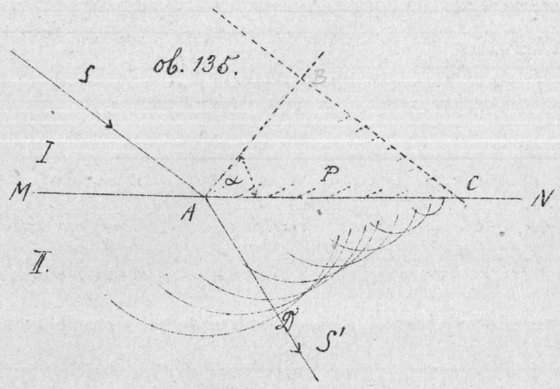
Hledíme nejprve k ústředí prvému, původnímu. Za ten čas, kdy vlnění původní proběhne dráhu BC, rozšíří se vlnění od centra A na (neúplný) kruh téhož poloměru $AD = BC$; od jiných středisk mezi A a C budou tyto poloměry průměřeně menší; pro bod uprostřed mezi A a C bude na př. činiti též polovičku, pro bod jiný bude poloměr dle polohy bodu mezi A a C úměrně menší; nakreslíme-li všechny tyto kruhy, seznáme, že do jistých bodů dospěje vlnění současně ze všech středisk v téže fázi — jsou to body ležící na přímce DC, která je všech těch kruhů společnou tečnou, — zde se tedy vibrační pohyby sesilují — jinam dospěje s různými fázemi a ruší se tu vzájemnou interferencí. Výsledek bude tedy ten, že přímka AB, jak bylo před odrazem, se ukáže v nové poloze DC. Jinak řečeno: vlnoplocha representovaná touto přímkou AB objeví se v nové poloze representované přímkou DC, ku kteréž jest kolmý paprsek AS'; a to jest paprsek odražený.

Poněvadž jest $BC = AD$, plyne ihned

$$\alpha = \alpha'.$$

Patrně jest α úhlem dopadu, α' úhlem odrazu.

Hledíme nyní k ústředí druhému (obr. 135).



Obr. 135.

Za ten čas, za který vlnění původní proběhne dráhou BC, rozšíří se vlnění z střediska A vycházející do prostředí druhého na (ucházející) kruh několik takovýž poloměrů = BC, nikoliž poloměru na př. menšího AD; i jest pak patrně:

$$\frac{BC}{AD} = \frac{v_1}{v_2},$$

kdež značí písmena v rychlosti, s jakou se vlnění šíří v jednom neb druhém prostředí; neboť dráhy BC a AD jsou dráhy stejnodobé.

Od ostatních bodů mezi A a C rozšíří se vlnění na kruhy, jichž poloměry budou přiměřeně menší než AD, tak že na př. středním bodu mezi A a C odpovídá poloměr $\frac{1}{2} AD$ anebo bodu P poloměr $\frac{1}{m} AD$, je-li totiž $\frac{AP}{AC} = m$, atd. V okamžiku, kdy právě bod C má se státi střediskem elementární vlny, dospěje vlnění od jednotlivých středisk mezi A a C současně ve stejné fási do bodů, které leží na přímce DC, jež je tečnou všech těchto kruhů; do jiných míst dospějí elementární vlny současně v různých fásích, musí se tudíž vespolně interferencí.

Hledíme-li ke konečnému výsledku, shledáváme původní rovinnou vlnoplochu representovanou přímkou AB v poloze representované přímkou DC, přímka AS' k ní kolmá je paprsek lomený.

Jest však

$$BC = AC \sin\alpha$$
$$AD = AC \sin\beta,$$

tudíž:

$$\frac{BC}{AD} = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta};$$

a poněvadž jest:

$$\frac{BC}{AD} = \frac{v_1}{v_2} = \text{Const.},$$

tedy jest též:

$$\frac{\sin\alpha}{\sin\beta} = \frac{v_1}{v_2} = \text{Const.} = n.$$

Nyní však přicházíme k zákonu o lomu světla. Ale nejen to. Úvahou touto přicházíme ještě k významu exponentu lomu n; tento exponent značí poměr obou rychlostí, s jakými se šíří vlnění v prostředí I a II. Patrně jest

$$n > 1, \text{ je-li } v_2 < v_1$$

a naopak,

lom světla ke kolmici nastává tudíž, přichází-li světlo z jistého prostředí do jiného, ve kterém světlo volněji postupuje.

Obyčejně jest prostředí I vzduch. Pak udává „relativní" exponent lomu n prostředí II, v jakém poměru je rychlost světla v tomto druhém prostředí menší než ve vzduchu.

Je-li prostředí I prostor vzduchoprázdný, pak jest exponent n exponentem absolutním; i udává pak, v jakém poměru je rychlost světla v jiném prostředí II menší než v prostoru vzduchoprázdném.

Za rychlost světla pro vacuum udává se obyčejně obvyklé číslo

300 000 kilometrů,

kteréž platí velmi přibližně též pro vzduch.

Relativní exponent vody je obvykle asi $= \frac{4}{3}$, proto je rychlost světla ve vodě $= \frac{3}{4} \cdot 300000 =$ jen 225000 km.

Tento význam exponentu lomu stal se velmi důležitým, neboť vedl k rozhodnutí otázky, zda-li theorii undulační světla, dlužno dáti přednost před theorií emanační. Také tato theorie dovede vysvětliti lom světla, ale vede k významu exponentu lomu právě opáčnému. Dle této theorie musilo by světlo v prostředích, kde lom ke kolmici nastává, rychleji postupovati. Jinak řečeno: Dle theorie undulační je rychlost ve vacuum větší než na př. ve vodě, dle theorie emanační naopak menší.

Jak na svém místě bylo již uvedeno, rozhodl Foucault svou methodou stanovení rychlosti světla otázku definitivně ve prospěch theorie undulační.*)

§ 191. Konstrukce Huygensova.

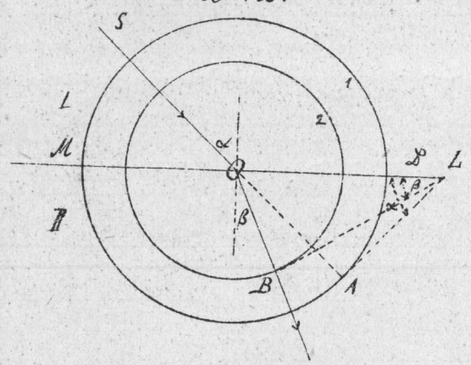
S dosud vyloženého můžeme pro sestrojení paprsku lomeného nalézti

následující konstrukci.

Budiž v rovině nákresné MN rozhraní ústředí I a II, na př. vzduch a voda. Sestrojme soustředné kruhy 1) a 2) kolem středu O s poloměry úměrnými rychlostem v_1 a v_2; tyto kruhy naznačují tedy vlnoplochy.

Je-li dán (obr. 136) paprsek dopadající SO v ústředí I, prodloužíme ho do A až ke kruhu 1), položíme k bodu A tečnou AL až do průseku L s rozhraním MN a z tohoto průseku L zase tečnou LB ke kruhu 2). I jest pak OB paprskem lomeným.

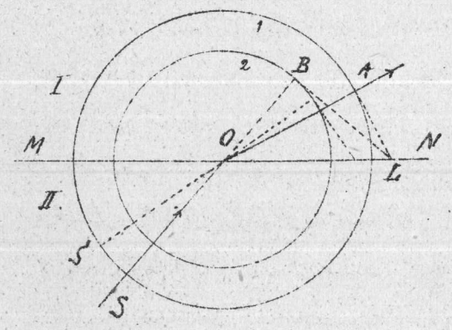
ob. 136.



Prostorově značí kruhy 1) a 2) kulové vlnoplochy, AL je rovina tečná ke kouli 1), L značí přímku (osu tečných rovin), v níž tato tečná rovina protíná rovinu hraničnou MN, a LB značí opět rovinu tečnou ke kouli 2).

Jak se konstrukce tato modifikuje, když se jde zpět z ústředí II do I, objasňuje obr. 137.; zároveň je viděti, kdy konstrukce naznačuje totální reflexi, jaká by na př. nastala pro paprsek $S'O$.

ob. 137.



Je patrno, že konstrukce tato podrží platnost svou ve svém základě i tehdy, kdyby vlnoplocha nebyla koulí, nýbrž na př. ellipsoidem.

Tento případ nastává při dvojlomu, jak o tom na svém místě pojednáme.

Ve spůsobu zde vylíčeném Huygens nepodal konstrukci, ale tato je zcela v duchu jeho principu a značí jen vhodnou modifikaci té konstrukce, kterou podal pro dvojlom.

Interference světla.

§ 192. Rozdělení úkolů.

Vážnou interference světla a užívá ve dvojím smyslu, širším a užším.

V širším smyslu považujeme každý zjev optický za interferenční, při němž spolupůsobením dvou neb více paprsků vznikají pravidelné změny v intensitě osvětlení, ať již vnitřní paprsky míníme pouze světlo postupujíce normálně k vlnoplose, nebo i ony paprsky elementární známé z principu Huygensova.

Interference paprsků druhého spůsobu nazývá se obyčejně ohybem.

V užším smyslu mluvíme o interferenci tenkráte, když povstává tato spolupůsobením paprsků šířících se beze všeho ohybu. V dílu, který zde začínáme, budeme jednati jen o interferenci v užším slova smyslu, rozeznávajíce zde oddíly:

A.) Oddíl jednající o interferenčních proužcích

B.) " " o interferenci, spůsobené isotropickými deskami

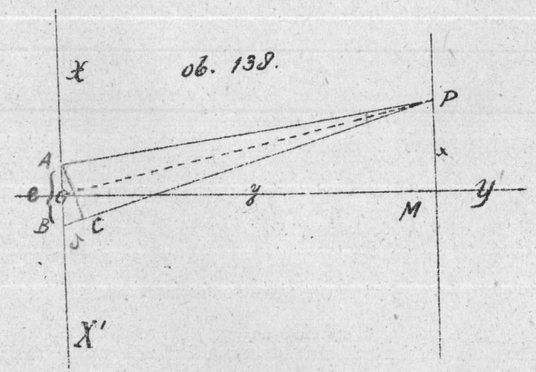
Do oddílu A.) náleží základní pokus Youngův, zrcadla a biprismu Fresnelova, pokus Lloydův, Billetovy dvojčočky a interferenční proužky Talbotovy a Powelovy.

Do oddílu B.) počítáme barvy tenkých vrstev, (kruhy Newtonovy), a barvy tlustých vrstev.

[* § 193. Pokus Youngův.

[* Buďtež A a B dvě velmi úzké a spolu rovnoběžné štěrbiny v rovině $X'X$, kteráž je z pravidla vertikální. Ze štěrbin těchto nechť vychází dvoje vlnění světelné zcela shodné, tak jakoby jedno i druhé mělo původ svůj v témže zdroji světelném. Podmínka tato realisuje se tím spůsobem, že se obě štěrbiny osvětlí jedinou v jich rovině symmetrie $Y'Y$, — kteráž tedy je z pravidla též vertikální — položenou, velmi vzdálenou, úzkou štěrbinou. Tím se docílí toho, že zdroje světelné z obou štěrbin jsou, jak říkáme, cohaerentními (co-haereo, spolu souvisícími), takže kmity světelné jsou vždy vespolek v témže okamžiku časovém také v téže fási.

ob. 138.



Uvažujme, jaké úkazy vznikají v rovině nákresné kolmé k rovině symmetrie $Y'Y$.

Je-li tato, jak jsme řekli, vertikální, je rovina nákresná horizontální. Štěrbiny promítají se jako body A a B (obr. 138).

Do bodu P libovolně v rovině nákresné běžícího přichází obě vlnění s rozdílem dráhovým

$$BP - AP = \delta,$$

kterýž spůsobuje určitý rozdíl fásový.

$AC \perp BP$. Vzhledem k tomu, že v praksi jest AB vzhledem ku OM nesmírně malé, můžeme psáti $AP = BP$ a pak lze považovati též $OP \perp AC$ a tedy $\triangle OMP \sim \triangle ACB$, odkudž plyne úměra $\frac{\delta}{e} = \frac{x}{y}$

Tento rozdíl dráhový δ vypočítáme ze souřadnice x, y bodu P a z odlehlosti $AB = e$ štěrbin, jednoduše z úměry

$$\frac{\delta}{e} = \frac{x}{y}.$$

Geometrické místo bodů P, pro něž δ zůstává konstantní, je patrně hyperbola, jejíž ohniska jsou A a B, a jejíž rozměry jsou následující:

velká poloosa $a = \frac{\delta}{2}$ lineární excentricita $= \frac{e}{2}$,

malá poloosa $b = \frac{1}{2}\sqrt{e^2 - \delta^2}$.

Její rovnice:

$$\left(\frac{x}{a}\right)^2 - \left(\frac{y}{b}\right)^2 = 1$$

(Geometrické místo konstantní retardace.)

Pro určitou vzdálenost y — když úkaz interferenční pozorujeme na vertikální bílé stěně rovnoběžné s rovinou obou štěrbin — probíhá δ rozmanité hodnoty, mění-li se postupně x. Pro úkaz zvláště charakteristickými jsou rozdíly

$$\delta = 2k \cdot \frac{\lambda}{2} \quad \text{a} \quad \delta = (2k+1) \cdot \frac{\lambda}{2}.$$

V prvém případě sesílí se vibrace na dvojnásobnou amplitudu, tudíž intensita osvětlení na čtyřnásobnou hodnotu než by byla od každé štěrbiny jednotlivé.

V druhém případě ruší se vibrace, intensita osvětlení klesne na nullu.

Pro $x = 0$ t. j. pro rovinu symmetrie jest $\delta = 0$, tudíž se vlnění sesílí. Roste-li však x, klesá intensita osvětlení až na nullu, pak opět stoupá až k maximu, zase klesá na nullu atd. střídavě, čímž vznikají — při osvětlení homogenním, t. j. pro určité λ — proužky tmavé a světlé.

V tomto a podobných případech mluvíme o úkazech s jasným středem. Jsou také ještě úkazy, kde střed se stává interferencí tmavý a pak mluvíme o úkazech s tmavým středem.

Pro tmavý proužek v pořadě k-tý jest:

$$\delta = (2k+1) \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad \frac{\delta}{e} = \frac{x}{y}, \text{ tudíž } x = \frac{y}{e}(2k+1)\frac{\lambda}{2}.$$

Odlehlost proužků sousedních jest patrně $\Delta x = \frac{y}{e}\lambda$. $= \frac{y}{e}(2k+1)\frac{\lambda}{2} - \frac{y}{e}(2k-1)\frac{\lambda}{2}$

Odlehlost tato jest úměrna délce vlny λ. Při světle homogenním fialovém je tedy asi poloviční než při světle homogenním červeném. Z odlehlosti Δx — je-li též y a e stanoveno — lze naopak λ snadno počítati.

Tak se úkaz utváří prostorově, lze snadno rozšířením úvah těchto pochopiti.

Geom. místo bodů P, pro něž δ = const. jest rotační hyperboloid, jehož ohniska jsou A, B

Proužky Youngovy lze velmi pěkně pozorovati subjektivně pomocí apparátu spektrálního. Týž má štěrbinu, která kollimující čočkou je posunuta do dálky nekonečné. Když se osvětlí světlem natriovým, a když se před dalekohled proti štěrbině postavený dají k ose dalekohledu kolmo a se štěrbinou kollimatoru rovnoběžně dvě úzké štěrbinky, objeví se v okuláru dalekohledu interferenční úkaz Youngův. Ony štěrbiny zjednají se velmi jednoduše tak, že se destička skleněná polepí staniolem a do tohoto že se vryjí dvě úzké linie v odlehlosti asi 1-2 millimetrů nožem ne příliš jemným, aby štěrbinky nevypadly příliš úzké, v kterémžto případě by se úkaz jevil v nedostatečné jasnosti světelné. *]

[* § 194 Zrcadla Fresnelova.

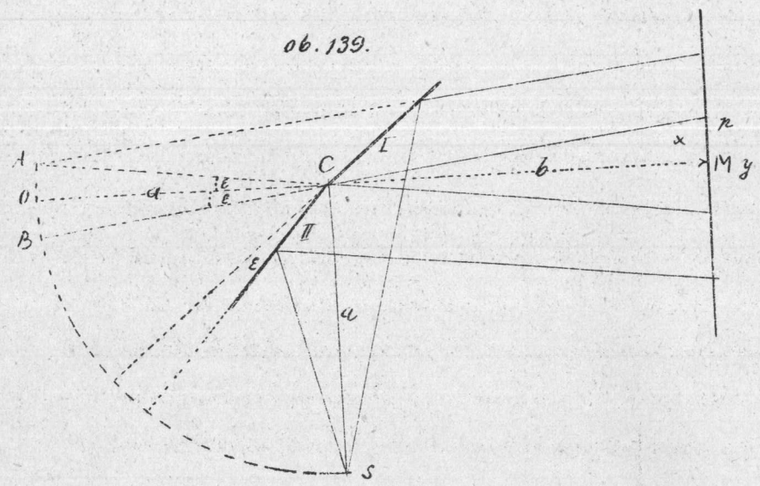
[* Úkazy v předešlém § popsané jsou v základě svém úkazy shybovými. Předeslali jsme je zde proto, poněvadž byly historicky prvními a poněvadž jsou schematicky jednoduchými.

Fresnel snažil se zjednati úkazy interferenční ve vlastním užším slova smyslu bez užívání úzkých štěrbin, hran, stínítek atd. K tomu cíli upravil svůj památný pokus zrcadlový.

V obr. 139. jsou I a II dvě rovinná zrcádka stýkající se těsně v hraně C a svírající úhel $180° - \varepsilon$, při čemž jest ε úhel velice malý; ve výkresu je ovšem kreslen větší za účelem zřetelnosti. Rovina nákresná je položena ke hraně C kolmo. Z pravidla bývá hrana C postavena vertikálně; pak je rovina nákresná horizontální.

Před zrcádky ve vzdálenosti $CS = a$ stojí úzká štěrbina rovnoběžná s hranou C a promítající se do roviny nákresné jako bod svítící S. Co platí o tomto bodu, lze rozšířiti snadno na všechny ostatní svítící body štěrbiny.

ob. 139.



Oběma zrcadly vznikne virtuálný obraz bodu S — zrcadlem I v bodu A, zrcadlem II v bodu B. Body tyto budou patrně tím blíže, čím méně se bude lišiti úhel obou zrcadel od 180°.

Od obou zrcadel odrážejí se tedy paprsky světelné z S vycházející tak, jakoby vycházely ze dvou kohaerentních zdrojů A, B. Tím je však převeden celý úkaz na případ předešlý.

Postavíme-li kolmo k rovině nákresné a kolmo k rovině symmetrie OM stěnu do vzdálenosti $CM = b$ od hrany zrcádek, jest

$$OM = a + b = y.$$

Na stěně vzniknou při homogenním světle délky vlny λ proužky tmavé. Pro k-tý proužek — od roviny symmetrie OM počítajíc — máme při $MP = x$ relaci

$$x = \frac{y}{e}(2k+1)\frac{\lambda}{2},$$

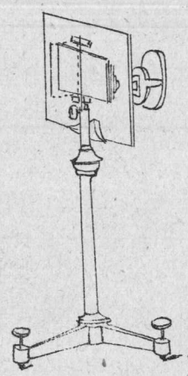
při čemž jest

$$e = 2a \sin \varepsilon.$$

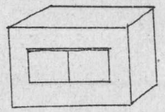
Úhel ε je velmi malinký; místo $\sin \varepsilon$ lze psáti oblouk ε. Aby úhel ten se dal změřiti, zřizují se zrcadla Fresnelova tak, že jedno z nich je pevné, druhé pak může býti otáčeno kolem osy C. Při tom je druhé toto zrcadlo tak upraveno, že může jemnými šroubky postavena býti jeho hrana skutečně do osy C a že se na zvláštním mikrometrickém šroubu dá odečísti, o mnoho-li se zrcadlo z polohy původní otočilo. Původní poloha — kdy totiž obě zrcadla představují jednu rovinu — kontroluje se velmi šikmým zrcadlením rovného nějakého předmětu, jehož obraz musí se v obou plochách zrcadliti v kontinuitě — hranou C nikterak nepovrušen. Vzdálenost měří se také mikrometricky pošinováním nitkového kříže v okuláru,

kterým celý zjev pozorujeme. Na úpravu zrcadel, která se obyčejně hotoví z černého na přední ploše broušeného a hlazeného skla, musí ovšem věnována býti největší píle a bedlivost.

ob. 140



ob. 141.



Obr. 140. ukazuje úpravu zrcádek Fresnelových v provedení co možná dokonalém. Obr. 141. ukazuje, jak lze jednoduchými prostředky dvě zrcádka upraviti pro pokus Fresnelův. Třemi stejnými malými kousky voskovými přilepí se jedno i druhé na špalík dřevěný těsně k sobě a položí se pak na rovnou zrcadlovou silnou desku skleněnou obráceně a zatíží se přes noc závažím 5 až 10 kg. Tímto stejnoměrným dlouho působícím tlakem srovnají se zrcádka velmi dobře do jediné roviny. Na to se druhého dne špalík obrátí a tam, kde je společná hrana obou zrcádek, položí se válec na př. mosazný a málo se přitlačí, aby se zrcádka poněkud k sobě naklonila. Tím se docílí úpravy velice dokonalé, mnohdy lepší než lze jí docíliti drahým přístrojem v obr. 140 znázorněným.

Pokus se děje z pravidla se světlem slunečním. Zrcádka postaví se k štěrbině u heliostatu asi 20 až 30 cm daleko. Poněvadž pak světlo sluneční má paprsky rovnoběžné, vniká štěrbinou na zrcádka jen úzký jich svazeček. Proto je výhodno postaviti k nim zrcádka velmi šikmo, tedy ne tak, jak v obr. 139. kresleno, nýbrž s dopadem paprsků téměř po plochách zrcádek.

Má-li se pokus zdařiti, musí býti splněny především dvě podmínky, týkající se zrcádek samých. Geometrická přímka, v níž se jich roviny protínají, musí býti s hranou, jež má býti společnou, rovnoběžná a musí nad to ještě s ní co možná splývati.

Není-li poslední podmínka splněna, vzniká sice ještě interferenční úkaz, ale vybočuje z roviny symmetrie. Dále pak musí štěrbina býti přesně rovnoběžna s onou hranou společnou. Jinak by dával každý bod štěrbiny úkaz interferenční, ale jeden by se nepřipojoval k druhému v jediný celek, pole je pak prostoupeno šikmo nesouvislými proužky interferenčními. Štěrbina musí býti velmi úzkou, aby čáry vynikly čistě.

Úkaz interferenční není vázán na určitou vzdálenost stěny, na níž jej pozorujeme, nýbrž vzniká v celém fysikálním pásmu interferenčním, ve kterém paprsky od zdrojů A a B se prostupují. Úkaz dá se zvětšiti čočkou spojnou (lupou), ale také rozptylnou, tento ještě pohodlněji. Zvětšení není ostatně nutné, jde-li se do vzdáleností y značnějších (8 až 10 metrů).

Poněvadž sluneční světlo je bílé, vznikají proužky barevné. Červeným a modrým sklem je možno zjednati si proužky jednobarevné, střídavě tmavé a světlé. Proužky u světla fialového jsou těsněji u sebe.

Jest totiž:

$$\Delta x = \frac{y}{e}\lambda.$$

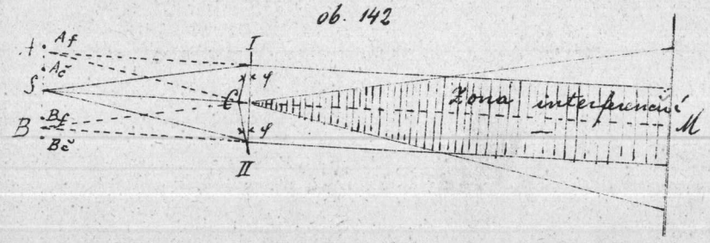
Velmi zajímavý a poučný jest rozbor spektrální.

Úkaz interferenční zachytí se na diafragmatu s lineární štěrbinou, která se postaví vodorovně. Čočkou spojnou se vytvoří reálný její obraz na bílé stěně. Vloží-li se pak hranol přímohledný — s lámavou hranou horizontální — za čočku, vznikne spektrum, šířící se ve směru vertikálním, které je prostoupeno interferenčními tmavými pruhy, jež konvergují k části spektra fialové. Takovýmto způsobem přehlédneme jedním pohledem, jak rozestavení tmavých pruhů interferenčních souvisí s délkou vlny světelné. *)

{* § 195. Fresnelovo biprisma.

{* V pokusu předešlém docílil Fresnel dvou blízkých zdrojů kohaerentních odrazem ode dvou mírně k sobě skloněných zrcádek. Provésti totéž na základě lomu pohodlněji a jistěji je základní myšlénkou biprismatu.

ob. 142



Budiž C lámavá hrana (na př. vertikální) malého skleněného hranolku, jehož úhel lámavý při C je velmi blízký 180° (obr. 142.) Světlo nechť dopadá ze

štěrbiny S ležící v rovině symmetrie hranolku. Úhly lámavé u I a II jsou velmi malé a poněvadž ty zde oba při lomu paprsků chodují, nazývá se hranol dvojhranolem-biprisma.

Paprsky z S vycházející lámou se tak, jakoby vycházely ze dvou blízkých kohaerentních zdrojů A a B, tím k sobě bližších, čím lámavé úhly I a II jsou menší. Tyto virtuálné zdroje A a B budou téměř v téže vzdálenosti od hranolu jako S. Na stínítku objeví se interferenční proužky kolem jasného kroužkou M symmetricky uspořádané, vedle toho na krajích objeví se ještě jiný systém proužků pocházející však od interference paprsků difrakčních.

Vzdálenost k-tého proužku od středního určí se jednoduše takto: Je-li φ lámavý úhel hranolu jakéhokoliv, δ minimální úchylka hranolem způsobená, jest, jak známo:

$$\frac{\sin\frac{1}{2}(\varphi+\delta)}{\sin\frac{1}{2}\varphi} = n$$

relativní exponent lomu hranolu.

Jsou-li úhly φ — a tudíž i δ — velmi malé, platí rovnice:

$$\frac{\frac{1}{2}(\varphi+\delta)}{\frac{1}{2}\varphi} = n \text{ čili } \frac{\delta}{\varphi} = \frac{n-1}{1} \text{ čili } \delta = (n-1)\varphi.$$

Pro k-tý proužek tmavý je jako dříve:

$$x = \frac{y}{e}(2k+1)\frac{\lambda}{2},$$
$$y = a + b$$
$$e = 2a\sin\delta = 2a(n-1)\varphi.$$

Biprisma působí tedy jako zrcádka Fresnelova o sklonu, který jest od 180° rozdílný o úhel $\varepsilon = (n-1)\varphi$.

Proužky interferenční, povstalé biprismatem, liší se od předešlých tím, že hranoly skleněné způsobují zde — při pokusu s bílým světlem — rozklad světla. Budou tedy virtuálné zdroje paprsků fialových A_f a B_f poněkud více od sebe vzdáleny než virtuálné zdroje paprsků červených $A_č$ a $B_č$, a tudíž pozmění se původní výraz pro vzdálenost k-tého tmavého proužku v barvě červené a fialové v:

$$x_č = \frac{a+b}{A_č B_č}(2k+1)\frac{\lambda_č}{2}$$
$$x_f = \frac{a+b}{A_f B_f}(2k+1)\frac{\lambda_f}{2}$$

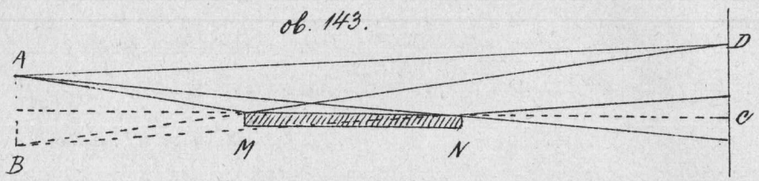
Tmavé proužky v barvě fialové jsou tedy ještě více sražené než u zrcádek.

Proužky interferenční spůsobené biprismatem jsou jasné, poněvadž může mnoho světla na hranol dopadati — postavení apparátu nečiní žádných obtíží, tak že pozorování interference biprismatem je velmi jednoduché. Vadou jsou jen proužky ohybové současně vystupující, jež se hlavně ve spektrálním rozboru jako sekundární soustava jeví. *)

(* § 196. Pokus Lloydův.

(* Obr. 143. ukazuje uspořádání pokusu Lloydova. M N je černé skleněné zrcadlo (neb kovové zrcadlo), bod A bodem svítícím (štěrbina). Obraz tohoto bodu, B, tvoří druhý blízký zdroj kohaerentní.

ob. 143.

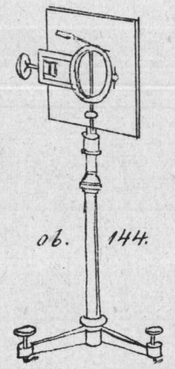


Pro stínítku C jeví se interference paprsků z A přímo vycházejících a od zrcadla odražených, tedy jaksi z B vycházejících. Poněvadž světlo odražené dopadá na stínítko na bodem C, zdá se, že může býti pozorováno vždy méně než polovice celého zjevu interferenčního tak, jak je znám z pokusů předcházejících, lze však vložením osy skuláru, kterým proužky pozorujeme, proužky sešinovati tak, že celý úkaz činí dojem dřívějších proužků Fresnelových. Lloyd tvrdí, že centrum tohoto systému interferenčního neodpovídá přímce, v níž se rovina zrcadla protíná s rovinou stínítka, ale že jsou proužky posunuty o poloviční šířku jednoho proužku od hrany zrcadla. To prý se vysvětluje tím, že světlo odražené je proti přímému urychleno o poloviční délku vlny aneb že jeho fáze zvětšila se o π při odrazu. *)

(* § 197. Billetovy dvojčočky.

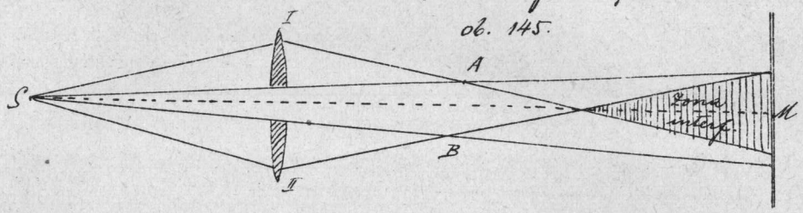
(* Billet rozpůlil čočku spojnou (obr. 144.) a upravil obě polovice tak, že mohly býti přiblíženy neb od sebe vzdáleny mikrometrickým šroubem.

Obr. 145. ukazuje takovou dvojčočku I II v průřezu. Každá polovice dává pro sebe reálný obraz, tak že vznikají blízké kohaerentní zdroje A B, a to reálné, čímž se případ tento podstatně od předešlých liší. Na stínítku M povstávají proužky interferenční.



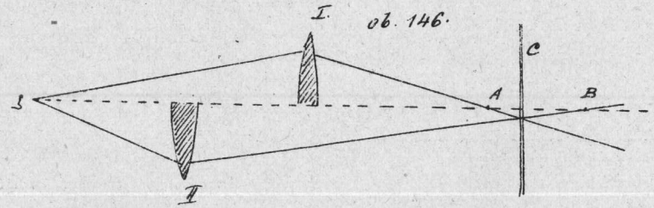
ob. 144.

ob. 145.



G. Meslin (1893) modifikoval pokus tento tím spůsobem, že obdržel body A a B v přímce rovnoběžné se směrem šíření se světla, tak že povstaly proužky interferenční ve formě kruhové. Obr. 146 objasňuje toto uspořádání. Čočky jsou nestejně vzdáleny od světelného zdroje S, tak že reálné obrazy vznikají vznikají na jich společné ose vedle sebe v A a B.

ob. 146.



Plochy konstantní retardace nejsou v tomto případě rotační hyperboloidy, ale rotační ellipsoidy, jichž ohniska jsou A a B. Příčný řez takových ellipsoidů stínítkem C je ovšem soustava kruhů; sestává tedy úkaz interferenční z jasných a tmavých kruhových prstenců. Tyto nejsou však úplny, neboť interferují patrně pouze paprsky na jedné straně společné osy, tak že nanejvýše polokruhy mohou vzniknouti. *)

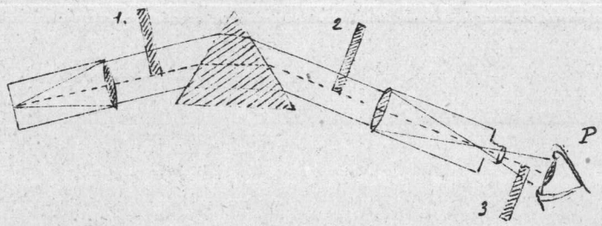
(* § 198. Proužky Talbotovy.

(* Interferenční proužky Talbotovy objeví se nejlépe při spektroskopu, když část paprsků ať na hranol dopadajících neb z něho již vycházejících anebo právě před

okem pozorovatelovým projíti musí velmi slabou destičkou skleněnou tak, jak naznačuje obr. 147.

Trojí poloha destičky označena jest číslicemi. Talbot (1837) popisuje vlastně posici 3.

ob. 147.



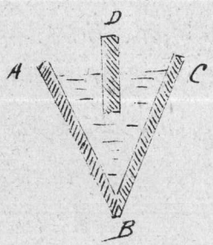
Pozorovatel v P ve všech třech případech vidí spektrum prostoupeno tmavými pruhy, tak že spektrum se podobá absorpčnímu spektru plynu.

Talbot vysvětlil úkaz tento — ovšem nedokonale — pouhou interferencí paprsků, z nichž jedny jdou deskou a spozdí se tudíž o δ proti paprskům, které jdou mimo destičku. Je-li $\frac{\delta}{\lambda}$ celé číslo, pak obě řady paprsků budou souhlasiti ve fázi, naopak je-li $\delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$, pak bude rozdíl ve fázi takový, že paprsky příslušné dají na tom místě intensitu nullovou. Poměr $\frac{\delta}{\lambda}$ však se mění ve spektru od barvy k barvě, tak že souhlas fází a půlperiodový rozdíl jich budou se střídati od jednoho konce spektra k druhému — ve spektru objeví se tedy temné pruhy. *)

(* §199. Proužky Powellovy.

(* Do dutého hranolu A B C, který je naplněn kapalinou o velkém indexu lomu (jako je na př. olej kassiový), ponoří se destička skleněná D tak, aby mířila ke hraně lámavé B. Utvoříme-li tímto hranolem spektrum, objeví se v něm proužky interferenční rovnoběžné s hranou lámavou. Tloušťka destičky podmiňuje počet a šířku interferenčních proužků, které jsou při některých kapalinách aequidistantní. Čím je destička tlustší, tím je proužků více a jsou jemnější.

ob. 148.



Stokes ukázal, že proužky Powellovy se při tomto uspořádání neobjeví, jedná-li se o destičku skleněnou a vodu neb olej terpentinový, že však se objeví, ponoří-li se deska blíže k hraně lámavé tak, jak

to ukazuje obr. 149. *)

§200. Barvy tenkých vrstev.

ob. 149.



Ve všech předešlých případech bylo nutnou podmínkou interference míti stroje světelné omezené na bod nebo soustavu bodů, t. j. úzkou štěrbinu.

Pojednáme nyní o interferenčních zjevech velmi častých, v přírodě i denní zkušenosti mnoho se vyskytujících, při nichž tato podmínka nutnou není. Dopadá-li bílé světlo denní na mýdlovou bublinu nebo na tenkou vrstvu oleje po hladině splývajícího, objeví se povrch bubliny a v druhém případě oleje krásně duhově zbarvený. Boyle a Hooke první studovali tento zjev, Hooke-ovi podařilo se vyfouknout ze skla tak tenké balonky, že na nich mohl zmíněné duhové barvy pozorovati.

Barvy tenkých vrstev mění se s tloušťkou vrstvy; když tato se zvětšuje nenáhle mizí; když naopak se zmenšuje, mizí náhle, jakmile tloušťka klesla pod jistou mez. Pěkně lze pozorovati tento úkaz na bláně mýdlové kapaliny rozestřené v kruhovém prstenci ve světle odraženém. Držíme-li blánu vertikálně, ukazují se barvy duhové nejdříve v nejvrchnějším místě blány, uspořádány jsouce v horizontálně oddělených pruzích; dole kde stékáním kapaliny tvoří se blána nejsilnější, je zabarvení nepatrné. Čím se blána více tenčí, (stékáním a vypařováním se kapaliny), tím barvy stávají se živějšími, až konečně nejhořejší část blány objeví se úplně černou a blána stane se tak tenkou, že nevydrží svou vlastní váhu a praskne. (Velmi krásně v projekci světlem slunečním.)

Podobné barvy tenkých vrstev pozorujeme na povrchu kalené a pak na pouštěné oceli; vznikají tenkými vrstvami oxydu na povrchu rozestřeného a slouží k posouzení, jak daleko se tvrdost oceli napouštěním umenšila.

Sem náleží také barevné proužky, které se utvoří, stiskneme-li k sobě dvě rovné destičky tak, že mezi nimi zůstane teninká vrstva vzduchu.

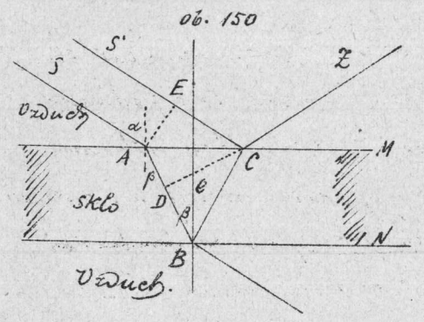
Podáme výklad tohoto zjevu, rozeznávajíce případ, kdy vrstva teninká je ústředím hustším než vzduch, a pak kdy vrstvou takovou jest vzduch

sám uzavřený — z pravidla — mezi sklem. Oba případy nejsou ovšem principielně od sebe rozdílny, avšak oba rozeznávati má důvody názoru didaktického.

§ 201. Tenké destičky.

Budiž dána tenká destička MN (obr. 150) opticky hustší než vzduch, na př. skleněná, slídová anebo blanu mydlinovou, vrstva olejová a pod. Relativní exponent lomu vzhledem ke vzduchu budiž n, tedy $n > 1$; tloušťka její budiž e.

obr. 150.



Paprsek SA na destičku dopadající částečně se odráží, částečně vniká směrem AB do destičky; v bodě B se zase zčásti odrazí, zčásti vyjde; část světla se vrátí do směru BC, zde pak opět část se láme a přechází do vzduchu směrem CZ. Do téhož směru vyjde však ještě paprsek $S'C$ a téhož zdroje světelného vychází-jící. Paprsek $SABCZ$ má patrně retardaci dráhovou proti paprsku $S'CZ$, která způsobuje rozdíl fázový; tudíž interferují buď se vzájemně posilující nebo oslabující.

Rozdíl dráhový paprsku jednoho proti druhému vypočítáme, vedeme „rovinné plochy" AC a CD a pamatujíce (dle principu Huygensova), že délky AD a BC jsou izochronní. Zbývá pak retardace — přičtená v dráhách v destičce vykonaných —

$$\delta = BD + BC$$

čili

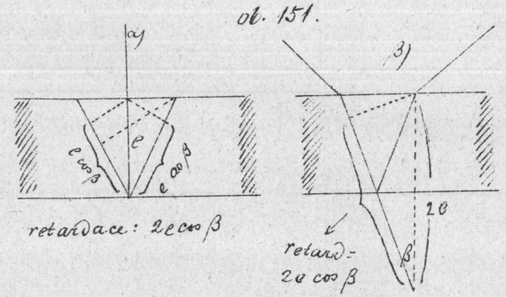
$$\delta = 2e\cos\beta,$$

jak z obr. 151., α) nebo 151., β) ihned vyvítá, při čemž jest e tloušťka destičky, β úhel lomu paprsků.

V dřívějších úvahách o interferenci jsme pravili, že vzniká maximum intensity světelné, je-li δ rovno sudému, minimum pak, jest-li δ rovno lichému počtu polovln, předpokládajíce tam vždy retardaci dráhovou ve vzduchu. Zde bychom tedy též usouditi, že vzniká maximum neb minimum dle toho, je-li $\delta = 2e\cos\beta$ rovno sudému neb lichému počtu polovln, jaké jsou

v úsředí destičky.

obr. 151.



Představme si však, že tloušťka destičky neustále zmenšuje až k vrstvě nekonečně tenké, pak by byla difference $2e\cos\beta = 0$ a oba paprsky, mající stejnou fázi, měly by se zesilovati. Z toho tedy vyvozujeme, že v tom případě se paprsky neodrážejí, nýbrž procházejí skrze. Musí býti tedy hranice sousedních prostředí fázový, bude patrně záležeti ještěmu na jiném než na pouhém rozdílu dráhovém δ obou paprsků.

V případě pokusu Youngova, dříve provedeného, srovnávali jsme dráhy paprsků, jak se nerušeným postupem světla ve vzduchu jevily. Dle toho nejde světlo postupem přímým, nýbrž odrazem. Paprsek SA odráží se v části AB na ploše destičky dolejší, tedy na rozhraní směrem k úsředí hustšímu. Tím vzniká důležitý rozdíl, který vystihneme, mající na mysli názorný a odvozený (Akustika § 10). Vlna odrážející se na úsředí řídším vrací se stejnou fází, v jaké právě dopadla, naproti tomu vlna odrážející se na úsředí hustším, vrací se s fází opačnou — takže jakoby postupově bylo o $\frac{\lambda}{2}$ pošinuta.

Totéž podobného platí v případě našem. Paprsek $SABCZ$ se odráží na úsředí řídším, avšak paprsek $S'CZ$ na úsředí hustším než vzduch, proto dozírává tento proudění o $\frac{\lambda}{2}$ měřené ve vzduchu. Této proudění přistoupí tudíž k onomu δ, jež jsme však měřili v destičce. Ve vzduchu je přepočítáme, násobíce relativním exponentem lomu n. Bude tedy retardace dráh celkem $= 2en\cos\beta + \frac{\lambda}{2}$ přepočítaná na vzduch, při čemž je $n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$.

Je-li tedy tato úhrnná retardace rovna sudému počtu polovln pro vzduch počítaných, vzniká maximum, je-li rovna lichému, vzniká minimum intensity; tedy totéž minimum bude při

$$2en\cos\beta + \frac{\lambda}{2} = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$$

čili při

$$2en\cos\beta = 2k\frac{\lambda}{2} = k.\lambda.$$

Jiný tvar výrazu $2en\cos\beta$ .. jest ... $2e\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha}$.

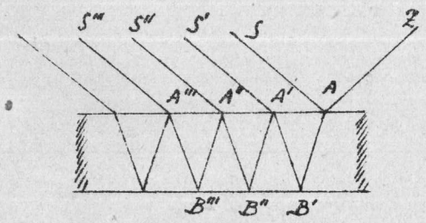
ze vzorce $n = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$

Tím se ovšem veškerá nesrovnalost dřívější odstraní úplně. Úvahy předešlé platily pro homogenní světlo, tedy světlo určitého druhu barvy – dopadá-li však na destičku světlo bílé, pak je ovšem podmínka maxima a minima osvětlení pozměněna, neboť pro různé délky vlny jsou různými také exponenty n. Každé místo destičky bude (ovšem při tloušťce destičky v jistých mezích) se jeviti barevným, poněvadž z místa toho nebudou vycházeti paprsky, pro které platí

$$k\lambda = 2e\,n\cos\beta = 2e\sqrt{n^2 - \sin^2\alpha},$$

kde značí číslo celé. Bude tedy barva příslušného místa záležeti na tloušťce destičky a na úhlu dopadu. Mění-li se úhel dopadu od místa k místu nebo tloušťka destičky, ukáží se na destičce ve světle bílém barevné pruhy, odpovídající oněm změnám. Spektrum dané světlem odraženým a vycházejícím tudíž od takové destičky bude prostoupeno tmavými čarami na důkaz, že skutečně některé paprsky na pozorovaném místě chybí. Počet těchto tmavých proužků jakož i blízkost jich postavení bude vzrůstati s rostoucí tloušťkou destičky, tak že při určité tloušťce oko ani jemných a velmi blízkých těch proužků nerozezná. V tom případě jeví se blána neb destička prostému oku téměř bílou. Čím je destička tenčí, tím méně se překládají jednotlivé proužky přes sebe, tím spíše lze zjev ten interference pozorovati. Čím více je světlo homogenní, tím spíše se proužky interferenční od sebe oddělí, nekryjíce se a tím silnější může býti vrstva neb destička interferenci působící.

Přísnější úvahy vedou k tomu, že zjev popsaný je složitějším než jak dosud vyloženo. Uvnitř destičky neděje se totiž pouze odraz jediný na druhé ploše, nýbrž přistupuje k tomuto následující odraz na ploše hořejší, opětný odraz na ploše dolejší atd., tak že může na př. interferovati odražený paprsek SAZ (obr. 152) s paprskem $S'A'B'AZ$ nebo $S''A''B''A'B'AZ$ nebo $S'''A'''B'''A''B''A'B'AZ$ atd.



ob. 152.

Jest tedy předešlý případ pouhou approximací ke skutečnosti, neboť ve směru AZ vychází ve skutečnosti paprsků celá řada, která interferuje s retardací δ, 2δ, 3δ, . . . , ovšem že paprsky

vzdálenější od místa A mají následkem četnějších vnitřních odrazů menší a menší intensitu světelnou.

Pro rozbor podrobnější je nutno znáti vztahy mezi intensitou světla dopadajícího, lomeného a odraženého, a relace mezi koefficienty reflexe a refrakce. Ukazuje se však i pro rozbor podrobnější, že úhrnný výsledek se shoduje s tím, který jsme odvodili pro onen hořejší předpoklad nejjednodušší.

§ 202. Pokračování. Vrstvy vzduchové. Kroužky Newtonovy.

Jako u tenkých destiček neb vrstev, jež jsou ve vzduchu, právě tak lze i tenkých vrstev vzduchových, jež jsou uzavřeny mezi jinými tělesy průhlednými jako sklem, vápencem islandským (pukliny), slídou a pod., pozorovati zjevy interferenční. Odvození v § předešlém podané zůstává v platnosti. Rozdíl δ jest jako tam

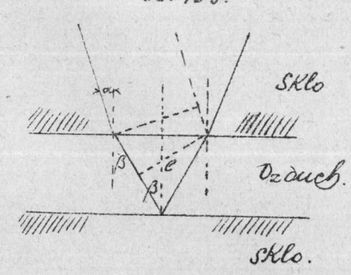
$$\delta = 2e\cos\beta,$$

tento rozdíl zde ovšem netřeba přepočítati na vzduch – poněvadž již pro vzduch platí, – odpadne tedy násobení exponentem n. Poněvadž se pak paprsky interferující odráží jeden na vzduchu – kde není změna fáze – a druhý na skle neb vápenci a pod. ve vzduchu, – při čemž fáze přejde v opáčnou – přistoupí i zde k retardaci hořejší $\frac{\lambda}{2}$ a sice počítáno též pro vzduch (obr. 153).

Je tedy celkově

$$\delta = 2e\cos\beta + \frac{\lambda}{2}.$$

ob. 153.



Minimum světelné intensity nastává, je-li

$$\delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2},$$

tedy když jest

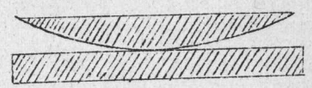
$$2e\cos\beta = k\lambda.$$

Tenké vrstvy vzduchové vznikají zejména, když položíme skleněné plochy na sebe. Kdyby tyto plochy byly roviny v nejpřísnějším slova smyslu, a kdyby jich přiložením na sebe vznikla teninká vrstva vzduchová konstantní tloušťky e, jevila by se při osvětlení homogenním světlem – (na př. natriovým) – v určitém směru dopadajícím

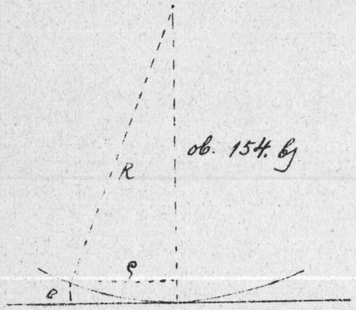
celá plocha v téže intensitě světelné, po případě celá tmavá, kdyby bylo $2e\cos\beta = k.\lambda$.

Takový případ však nenastane nikdy. I když jsou desky velmi dobře rovinné a když je položíme na sebe, vznikne na příklad vrstva klínovitá, při níž se tudíž e lineárně mění, anebo vrstvy povahy složitější. To se jeví pak periodickým střídáním se jasnějších a tmavších míst – ukáží se interferenční čáry, dle jichž průběhu lze velice citlivě souditi, zda-li ony roviny tvoří vrstvu geometricky klínovitou anebo tvaru jiného. Nepatrné přitisknutí obou desk k sobě jeví se živým posunutím interferenčních čar. Jest zde dán neobyčejně citlivý optický prostředek, jak lze takové temické vrstvy na jich tloušťku zkoumati.

Tak zvané kroužky Newtonovy vzniknou, když na desku skleněnou, kteráž je rovinná, položíme druhou, která je konvexní (obr. 154. a.), ovšem velice málo konvexní. Vy výkresu je zakřivení sférické ohromně přehnáno – k vůli zřetelnosti. Ve skutečnosti mívá ona konvexní plocha poloměr asi 20 metrů, (jak sferometrem lze zjistiti.)



ob. 154. a)



ob. 154. b)

Následkem toho nelze ani křivost skla hořejšího okem neb hmatem poznati a ukáže se teprvé zjevem interferenčním samým.

Podmínka maxima $2e\cos\beta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$

a minima $2e\cos\beta = 2k\cdot\frac{\lambda}{2}$,

kdež jest k číslo řadové 1, 2, 3, 4 atd., platí i zde. Poněvadž se pak e od hodnoty nullové při bodě dotykovém s vdlehlostí ρ (obr. 154. b) mění urychleně; vzniknou při osvětlení homogenním koncentrické vždy hustěji k sobě se družící interferenční tmavé kruhy. Při osvětlení bílém vzniknou kruhy barevné.

Na základě relace $\rho^2 = e(2R - e)$

čili s velkou approximací $\rho^2 = R\cdot 2e$,

poněvadž e proti $2R$ lze zanedbávati, dá se měření tloušťky $2e$ převésti na pohodlnější měření poloměru ρ kruhů. Platí tedy:

pro kruhy světlé $\frac{\rho^2}{R}\cos\beta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$.

" " tmavé $\frac{\rho^2}{R}\cos\beta = 2k\cdot\frac{\lambda}{2}$

Je-li tudíž R známo a měří-li si poloměry ρ, jest možno při známém úhlu β (nejjednodušeji $\beta = 0$) počítati délku vlny λ homogenního zdroje světelného.

Měření takové provedl I. Newton užívaje velkého objektivu dalekohledného dálky ohniskové 40' (anglických stop), což jest při čočce bikonvexní téměř také hodnota poloměru zakřivení R. Z úkazu samého soudil Newton správně na periodicitu světla, vykládaje ji ovšem na základě své theorie spůsobem zvláštním, jakoby totiž částečky světelné, prostupujíce ústředím, nabývaly „náklonnosti" buď snáze se odrážeti nebo snáze prostupovati, (fits of easy Reflexion or of easy Transmission. Slovo fit znamená náladu, schopnost, – adjectivum fit značí schopný, obratný), při čemž postup těchto náklonností časový je závislý na barvě. Je však zajímavo, že touto časovou periodicitou, kteráž se měla jeviti v oněch náklonnostech částiček světelných, vystihl již podstatu světla a že prováděje svá měření první vlastně měřil délky vlny.

Čísla jeho přepočítaná na mm a celé λ dávají

pro světlo červené 0,00064 mm,

fialové 0,00041 ".

Výsledky tyto, poněvadž se vztahují k barvě, jsou ovšem dosti neurčité, a tím pamětihodné, že takto poprvé ukázán způsob, jímž možno měřiti délku vlny světelné.

Dle rovnice hořejší záleží výsledek měření na úhlu dopadu, ten byl 4° při měření Newtonových. Newton ukázal, že poloměr kruhů stane se menší, nalézá-li se mezi oběma skly voda místo vzduchu, čímž dokázáno, že světlo se šíří volněji ve vodě než ve vzduchu.

Ve světle bílém jsou kruhy zbarveny, neboť pro červené světlo jsou kruhy širší než ve světle fialovém, postup barev u jednotlivých kruhů zaznamenal Newton takto:

(1.) černá, modrá, bílá, žlutá, červená ; (5.) zelenomodrá, červená ;
(2.) fialová, modrá, zelená, žlutá, červená ; (6.) zelenomodrá, světle červená ;
(3.) purpurová, modrá, zelená, žlutá, červená ; (7.) " , červenobílá.
(4.) zelená, červená ;

(Newton's Scale of Colours)

Newtonovy kruhy vznikají však nejen ve světle odraženém, nýbrž i ve

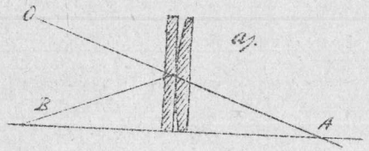
světle propuštěném, jsou však k sytému předešlému komplementární; ukazují se totiž na těch místech kruhy světlé, kde ve světle odraženém vznikají kruhy tmavé a obráceně, uprostřed je tedy bílé místo kruhové. Kruhy tyto jsou mnohem méně jasny než předešlé, ponevadž paprsky interferující mají velmi rozdílnou intensitu. Kruhy tmavé nejsou tudíž úplně tmavy a proto svazem mezi nimi prošly jasné tak brilantně nevynikají.

Pozorujeme-li kruhy ve světle odraženém a propuštěném současně, pak dle předešlého musí se objeviti jednotné osvětlení celého pole. Takovýmto pokusem ukázal Arago komplementární effekt obou systémů kruhů Newtonových.

Pozorovatel v O (obr. 155 a) vidí totiž zároveň obraz způsobený odrazem světla B (od bílého horizontálního papíru AB) vycházejícího, ale i obraz způsobený světlem z A vycházejícím a procházejícím sklem Newtonovým.

Oba obrazy jsouce komplementární kombinují se tak, že pozorovatel spatřuje stejnorodou bílou plochu. Přikryje-li však jeden nebo druhou stranu oné bílé horizontální plochy černým plechem, objeví se ihned kruh, vznikající druhou nepřikrytou bílou polovičkou, buď odrazem neb lomem (obr. 155. b).

obr. 155.





§203. Projekce kroužků Newtonových.

Obraz interferenčních proužků Newtonových při odrazu světla vznikajících lze projekcí na velké bílé stínítko učiniti zřetelnějším a pro objektivní pozorování přístupnějším. Nejlépe svazem světlem slunečním.

Osvětlí-li se přístroj Newtonův (obr. 156) světlem slunečním úzkou dopadajícím a promítá-li se čočkou spojnou paprsky dostatečně silnou, obrazí se na bílé stěně soustava barevných proužků oncem z počtu jen skromného. Jsou barvy ony jakživy také čisté jak bychom očekávali. Příčinou toho jest odraz světla na první skleněné ploše, kterýmž na stínítku vzniká světlá půda,

obr. 156.



pak vlastní interferenční jevy padá. Barevné proužky nepromítají se tudíž na plochu tmavou, nýbrž již světlou; proto jsou barvy bledé.

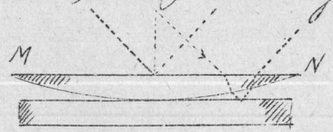
Vkládáním barevných skel (červeného, zeleného, modrého) lze zjednati osvětlení světlem přibližně homogenním, načež počet proužků značně stoupne.

Nejlépe je však k osvětlení užívati barev spektrálních. K tomu cíli volíme se na přístroj Newtonův spektrum, nejlépe hranolem jinublikovým vytvářené; téže šířky jakou jest průměr skel Newtonových, nikoli snad větší, ponevadž by tím barvy spektrální zbytečně ztrácely na své jasnosti. Počet proužků vznikajících je pak velmi veliký — dojíti se až na pamě okují skel Newtonových pledovati.

Otáčí-li se vhodně hranolem, přicházejí přes přístroj Newtonův postupně jednotlivé barvy spektrální — i je pak velmi zřetelně viděti, jak se proužky při přechodu k osvětlení fialovému smršťují.

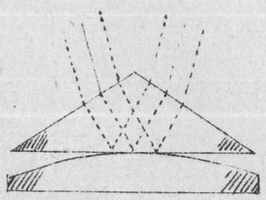
Než při všech těchto pokusech je obraz světla neinterferujícího na první rovině M N skleněné Newtonových závaděn (obr. 157).

obr. 157.



Odpomoci tomu lze způsobem, jejž znázorňuje obr. 158.

obr. 158.



§204. Spektrální rozbor proužků Newtonových.

Zajímavo je pozorovati Newtonovy kruhy, povstalé odrazem světla bílého, spektrálně. Pokryjeme-li kruhy Newtonovy centrálně stínítkem s horizontální štěrbinou, a pozorujeme-li tuto štěrbinu hranolem s horizontální hranou lámavou, obdržíme spektrum, které je prostoupeno tmavými pruhy z červeného světla do fialového se sbíhajícími vpravo, širokými, ku kraji vždy užšími.

Objektivně lze úkaz ten velmi dobře předvésti způsobem tímto. Na Newtonův aparát (obr. 156) promítne se spojnou čočkou (na př. mohutnosti $\frac{1}{2}$ dioptrie) do zátky

stáží reálný obraz lineární štěrbiny v heliostatu.

Paprsek se zachytí na př. pod úhlem 45°. Vzniká odraz a ten pozdržím na první ploše sklíčka (neinterferenční); tento se zachytí černým papírovým stínítkem, aby jeho rozbor spektrálním nepřekážel. Pak se odráží dále ve směru povšechné odchýleném světlo interferující – toto se vede na spojnou čočku projekční, za níž stojí hranol na př. sirouhlíkový, a spektrum jeho se zachytí na stínítku bílém.

Spektrum je velice zajímavé, hmoty jsou zvýšené, interferenční čáry zřetelné; tím, že do spektra světla na první ploše odražené nepřijde, docílí se i při obyčejném nástroji Newtonovou velmi dobrého výsledku. Obyčejně se pozoruje ještě třetí – ba i čtvrtý odraz; tyto další odrazy nutno též dovnitř stínítkem zachytiti – jinak by se ve spektru úkazy komplikovaly.

Interferenční pruhy ve spektru jsou uprostřed široké – rozumí se na tom místě, kde obraz štěrbiny jde přes centrum sklíčka – ku kraji spektra stávají se užšími a obyčejnými – a ovšem přibírají se směrem ku konci spektra fialovému.

§ 205. Znázornění konstrukcí.

Jak dříve uvedeno, nastávají maxima a minima při

$$e\cos\beta = (2k+1)\frac{\lambda}{4}$$

$$e\cos\beta = 2k\cdot\frac{\lambda}{4}.$$

Aby se při světle bílém dalo snáze si představiti, které barvy mají při určité tloušťce e své maximum a které své minimum, udal E. Mach konstrukci následující:

Spektrum světla bílého jde asi od $\lambda = 0{,}760\,\mu$ až do $\lambda = 0{,}400\,\mu$.

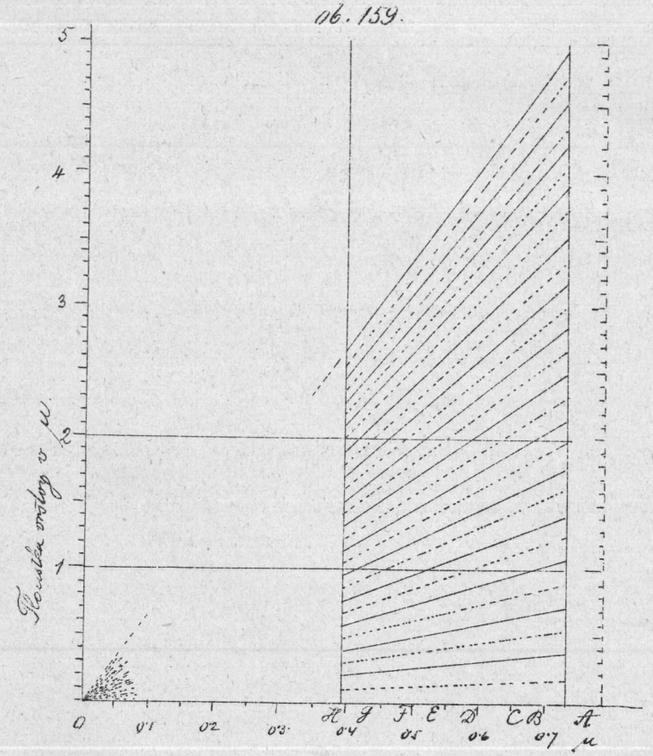
Čára Fraunhoferova A má $\lambda = 759{,}4\,\mu\mu$

„ „ H „ $\lambda = 396{,}9$ „.

Vedeme tedy (obr. 159) horizontální přímku a naneseme na ni od bodu O vycházející tyto délky vln, jak odpovídají jednotlivým čárám Fraunhoferovým, užívajíce pořízeného vhodného měřítka. V obrazci našem je A naneseno jako 100 mm, tedy OA = 76 mm, OH = 39,7 mm; čáry ostatní jsou pak dle své délky vlnové rozestaveny. Toto rozestavení

jsou linie dále vlnové, bylo by tedy takové jako je ve spektru normálním.

Obr. 159.



Vůbec budiž poměr délek vln fialových a červených $\frac{\lambda_H}{\lambda_A} = \frac{1}{2}$, pak budiž $e\cos\beta$ pro fialové světlo $= 1\,\mu = 0{,}001$ mm, pro červené $2\,\mu = 0{,}002$ mm.

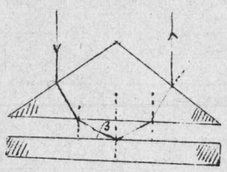
distanci na mnoho millimetrů je zjev interferenční patrný.

§ 206. Modifikace pokusu Newtonova.

Velmi pěkně modifikovali pokus Newtonův W. Herschel a F. Talbot.
Uspořádání Herschelovo dostatečně vysvítá z obr. 160.

Retardace $2e \cos \beta$ jest v tomto případě dostatečně malá i při patrné vzdálenosti hranolu a rovné desky, neboť β jest tu úhel veliký a tudíž jeho $\cos \beta$ malý.

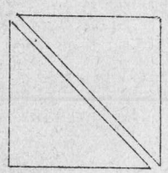
ob. 160



F. Talbot přiložil dva pravoúhlé hranoly jich hypotenusami k sobě tak, jak to předvádí obr. 161. (srovnej optika geometrická obr. 51.)

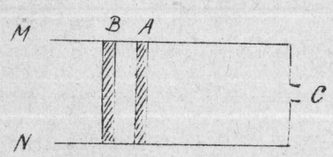
Proužky vystupují i ve světle odraženém i propuštěném v okolí mezní přímky totální reflexe; hranol se přiměřeně stáčí. Užívá se světla denního neb slunečního. Úkaz lze velmi pěkně promítati (bez čočky).

ob. 161.



[* § 207. Barvy silných vrstev.

[* Interferenční proužky způsobené silnými destičkami skleněnými pozoroval 1815 D. Brewster. Jednoduché schéma jeho přístroje ukazuje obr. 162. M N je trubice na jednom konci opatřená malým otvorem C, kudy vniká světlo.

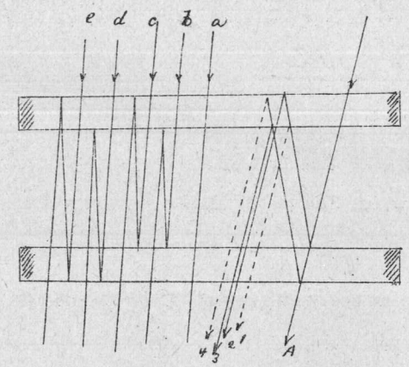


ob. 162.

A a B jsou dvě úplné stejné desky skleněné, z nichž jedna (A) je kolmo na směr paprsků z C přicházejících, druhou (B) lze pak velice málo k předešlé šroubem mikrometrickým skloniti. Pozorovatel dívající se do trubice koncem M N, spozoruje interferenční proužky.

Úkaz tento povstává interferencí paprsků z C přicházejících, z nichž některé doznávají na své cestě reflexí jak mezi destičkami tak i uvnitř destiček, jak to ukazuje obr. 163.

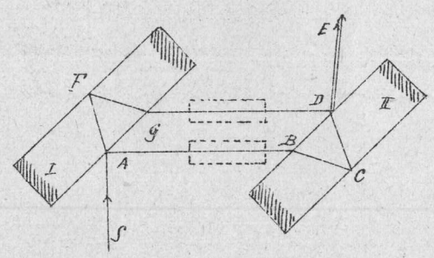
ob. 163.



[* § 208. Jaminův refraktometr.

[* Na úkazu Brewsterově založil Jamin velmi přesný stroj k měřem indexu lomu. Podstatnou částí apparátu jsou dvě planparallelní silné desky (asi 1cm) z čistého co možná stejného skla, které lze na pevném stativu v libovolné vzdálenosti od sebe upevniti. Zadní stěny desky jsou postříbřeny, obě desky lze poněkud stáčeti kol osy horizontální, aspoň jednu z nich též kolem osy vertikální. Postavení obou ukazuje obr. 164.

ob. 164.



Paprsek z S vycházející odráží se na prvé ploše desky I v bodě A, jde směrem A B, vniká do druhé desky, odráží se zde od zrcadlící plochy druhé v bodě C a vychází pak po opětném lomu v bodu D směrem D E. Vedle toho se však paprsek S A láme do desky I a odráží se tu v bodě F, opětně se lámaje v G vychází ve směru G D a odraziv se od desky II jde zpět dále taktéž směrem D E.

Jsou-li obě desky stejně silny, stejného indexu lomu, jsou-li jich stěny přesně rovinny a rovnoběžny a je-li i vzájemná poloha jich rovnoběžná, pak patrně oba paprsky probíhají tutéž dráhu a vycházejí ve směru společném D E bez rozdílu fásového, tak že pozorovatel v E, dívá-li se směrem E D, vidí stejnoměrně osvětlenou plochu.

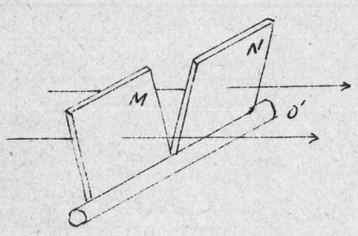
Představme si však, že desku II otočíme kolem osy horizontální o malý úhel, tak že se roviny obou desk budou protínati v přímkách (ovšem velice vzdálených) horizontálních, pak nebude cesta obou paprsků totožna; dráhy B C a C D se prodlouží proti drahám A F a F G, a následkem toho objeví se horizontální proužky interferenční. Proužky tyto budou obsahovati centrální proužek bílý, odpovídající nullové retardaci obou paprsků. Paprsky tyto budou patrně ty, které dopadají na obě desky pod stejným úhlem (symmetricky) čili které jsou

s rovinou půlící tupý úhel sevřený rovinami skleněných desk. Mikrometrickým skláněním desky II lze docíliti tedy pošinutí centrálního proužku a tím i celého systému interferenčního.

Paprsky A B a G D jsou od sebe dosti odehlé – i může v jich dráhu býti položena trubice obsahující nějaký plyn neb kapalinu neb destičku z nějaké látky průhledné i může pak z pošinutí systému interferenčního souditi se na relativní rychlost světla v oné látce proti vzduchu.

Ve skutečnosti určuje se retardace paprsku jednoho proti druhému tak zvaným kompensatorem Jaminovým, jehož schéma podává obr. 165.

ob. 165.



Jsou to dvě desky skleněné M, N na společné ose OO' upevněné, tak že svírají konstantní úhel. Jeden paprsek (A B) jde jednou destičkou, druhý (G D) druhou. Každá destička spůsobí retardaci, ale nestejnou dle úhlu dopadu; čím je úhel dopadu menší, tím je také retardace, příslušnou půlkou kompensátoru spůsobená, menší.

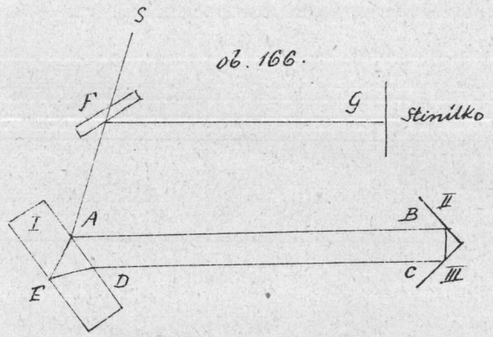
Stočením kompensátoru lze docíliti buď tedy retardace stejné, když oba paprsky jdou symmetricky k rovině půlící úhel obou destiček kompensátoru, aneb nestejné retardace a to takové, aby se retardace paprsků kompensovala. Úhel stočení kompensátoru se měří, kompensátor se před měřením nejlépe graduuje se známých indexů lomu. Citlivost tohoto přístroje lze měniti sevřením neb oddálením obou desk.

Jaminův interferenční refraktometr vyniká tím, že lze užíti i zdroje světelného větších rozměrů tak totiž, že v cestu paprsků z II destičky vycházejících, klademe spojnou čočku, která paprsky rovnoběžné v ohniskové rovině spojuje. Tyto reálné obrazy interference pozorují se lupou, tím nabýváme stroje velmi dokonalého a a vhodného.

Jaminův refraktometr může býti pozměněn ve svém uspořádání tím, že na místě druhé destičky užijeme 2 zrcadel v pravém úhlu k sobě skloněných. Uspořádání patrno z obr. 166.

Paprsek S dopadá do bodu A, odráží se a postupuje dále drahou A B C D E A a zpět, vedle toho však láme se, tak že jeho cesta je A E D C B A.

ob. 166.



Skloníme-li však zrcadla II a III poněkud, pak dráha v destičce není pro oba paprsky stejná, jednou A E D, podruhé poněkud větší, tak že směrem A S vycházejí dva paprsky s rozdílem ve fázi. Aby tento směr A S, který spadá se směrem přicházejícího světla, byl odchýlen, dává se v chod paprsků S A destička F, jež je polo-průhledná a polo zrcadlící. Interferenční zjev lze pak pozorovati ve směru G F.

[* § 209. Newtonovy kruhy koukávním zrcadlem.

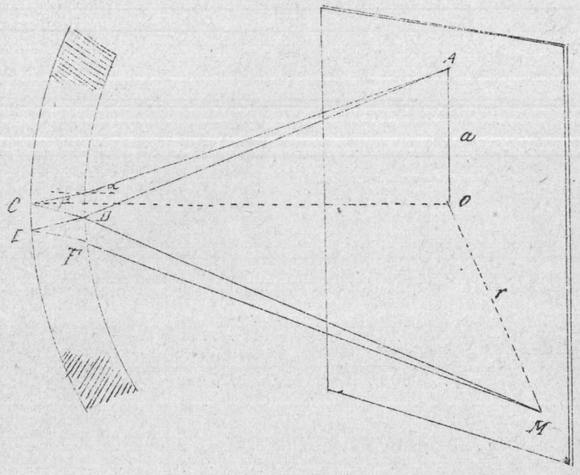
[* Malým kruhovým otvorem vniká světlo do zatemněné světnice a dopadá na duté veliké zrcadlo, jehož druhá plocha zrcadlí. Postavíme-li do středu křivosti zrcadla list bílého papíru, opatřeného kruhovým otvorem, aby jím světlo mohlo na zrcadlo divergentně dopadati, odráží se všechny paprsky zpět, tak že je-li onen otvor právě v ose zrcadla, na jeho místě vzniká jeho reálný obraz. Je-li první plocha zrcadla poněkud méně uhlazena (pokrytá na př. roztokem mléka ve vodě, který byl ostaven k vysušení, anebo poprášená plavuní, moučkou rýžovou, nebo má-li nádech vodních par), pak na listu papíru kolem reálného obrazu vznikají barevné kruhy.

Podmínky tyto již poukazují k tomu, že vysvětlení úkazu hledati dlužno v interferenci světla jednak pravidelně, jednak diffusně se šířícího, poněvadž úkaz na zcela hladkých plochách, kde diffuse světla odpadá se neobjeví.

Budiž (obr. 167) dáno zrcadlo skleněné duté na vnější ploše zrcadlící, (jak obyčejně zrcadla taková s folií stříbrnou bývají); tloušťka budiž e, poloměr R, střed geometrický O. Světlo nechť vychází z bodu A v odlehlosti $OA = a$ od středu na stínítku kolmo na ose zrcadla postaveném.

Paprsek A B lomí se do B C, odráží se do D a v bodě D rozptyluje se na př. též do směru D M. Do bodu M, který neleží v rovině nákresné, přijde však též paprsek F M jenž pravidelným lomem a odrazem prošel dráhu D E F M,

ob. 167.



avšak do směru $D\mathfrak{C}$ přijde rozptylem z paprsku AD.

Tyto dva paprsky $ABCDM$ a $ADEFM$ jsou interferenca schopné.

Rozdíl dráhový se vypočítá následovně:

$$ABCDM = AB + n(BC + CD) - DM.$$

Část $BC + CD$ dráhy nutno přepočítati na vzduch tím, že se násobí exponentem lomu n.

$$AB = \sqrt{R^2 + a^2} \qquad DM = \sqrt{R^2 + r^2}$$

$$n(BC + CD) = 2n\frac{e}{\cos\beta} = 2n\frac{e}{\sqrt{1-\sin^2\beta}} = 2ne\left(1 - \frac{\sin^2\alpha}{n^2}\right)^{-\frac{1}{2}} \doteq$$

$$\doteq 2ne\left(1 + \frac{\sin^2\alpha}{2n^2}\right) = 2ne\left(1 + \frac{a^2}{2n^2R^2}\right).$$

Jest tudíž: $$ABCDM = \sqrt{R^2+a^2} + \sqrt{R^2+a^2} + 2ne\left(1 + \frac{a^2}{2n^2R^2}\right),$$

analogicky pak:

$$ADEFM = \sqrt{R^2+r^2} + \sqrt{R^2+a^2} + 2ne\left(1 + \frac{r^2}{2n^2R^2}\right);$$

tudíž rozdíl dráhový δ jednoduše:

$$\delta = \frac{e}{n}\cdot\frac{r^2-a^2}{R^2}$$

Onu analogie obcházeti dráhu $ADEFM$ z dráhy $ABCDM$ – při čemž se jednoduše zamění poloha bodů A a M, t.j. veličiny a a r –, má základ proto, že dráha $ABCDM$ odpovídá úplně zpětné dráze $MFEDA$, jako onde $ABCD$ je část pravidelně lámaná a zdvojená, tak i zde část $MFED$; takéž směr DM odpovídá světlu difrakčnímu – jako také analogicky směr DA, když se vztahuje na směr $D\mathfrak{C}$; jakkoliv je sice $D\mathfrak{C}$ světlo difrakční – oproti AD dopadajícímu –, ale relativně, mathematicky, když se dráha pravidelná

$MFED$ líže se okrem, jest pak DA jakoby paprsek difrakční.

Z hořejšího výpočtu pro δ soudíme:

Je-li $\delta = k\cdot\frac{\lambda}{2}$, t.j. $\frac{e}{n}\cdot\frac{r^2-a^2}{R^2} = k\cdot\frac{\lambda}{2}$ čili $r^2 = a^2 + n\frac{R^2}{e}\cdot k\cdot\frac{\lambda}{2}$

vznikají kruhy jasné resp. tmavé dle toho, je-li k číslo sudé nebo liché. Jsou-li r' a r'' poloměry dvou po sobě následujících kruhů – buď jasných neb tmavých – jest patrně $r''^2 - r'^2 = n\frac{R^2}{e}\cdot\lambda$

tudíž také $$\pi(r''^2 - r'^2) = \pi R^2\frac{n\lambda}{e}.$$

Plocha mezikruží omezeného dvěma sousedními kruhy buď tmavými nebo světlými jest tedy konstantní.

Z toho následuje, že kruhy od středu vzdálenější jsou blíž a blíže u sebe, tak že v nevelké vzdálenosti jsou již tak úzký, že jich oko z těží rozeznává. Úkaz je tedy omezen obyčejně na malou plochu.

Je-li $a = r$, pak je retardace δ rovna nulle čili kruh, který prochází prostředním otvorem je bílý – na jednom konci jeho průměru je světlý otvor, na druhém jeho obraz. Tento kruh jest, užívá-li se světla bílého, obklopen barevnými kruhy s červeným okrajem vnějším a fialovým vnitřním.

Učiníme-li plochu zrcadla vnitřní drsnou tím, že zrcadlo pozvolna plavmí, kontinuje se úkaz popsaný náhlým ohybu světla. Kruhy popsané lze pozorovati objektivem prostým okem, postavíme-li do středu křivosti zrcadla dutého, (jehož plocha byla roztokem mléka potřena a usušena), plamen svíčky, dá-li mně, nahlížíme jej obklopený barevnými kruhy. *)

Ohyb. (Difrakce).

§210. Úvod.

Ukázali jsme v úvodu, kterak jevy optické mohou býti vykládány vlnivým pohybem, aetherem, a kterak tím vzniká analogie se jevy akustickými, jež rovněž vykládáme vlnivým pohybem z pravidla vzduchem. Zdá se však, že analogie tato nepadá,

když světlo a zvuk prochází nějakým otvorem. Slyšíme na př. okrem hlas mluvícího venku a nevidíme ho; světlo jíží se přímočaře, zvuk nikoliv.

Poznali jsme však, že přímočaré šíření se světla souvisí s velmi nepatrnými rozměry vlny světelné; předměty světelné vrhají stíny, poněvadž rozměr předmětů těch je obyčejně proti délce vlny světelné velmi veliký. Světlo jíží se otvorem přímočaře, dokud rozměry onoho otvoru jsou proti délce vlny veliky. Z toho následuje analogicky, že by se vlna zvuková šířila také přímočaře, kdyby proti její délce byl otvor, kterým má postupovati, dostatečně velikým. Před několika lety vyvrhla na jeze Mersey loď vezoucí náklad prachu. Stalo se to napotmě, a loď ve vysokém břehu veliký otvor tvoří. Tímto otvorem šířila se vlna zvuková dovnitř přímočaře, takže místa ležící mimo směr, jímž postupovala, nebyla vlnivým pohybem a jeho účinky stižena; obyvatelé tam vůbec neslyšeli výbuchu, který ve směru přímém na mnoho mil byl slyšán, způsobiv vedle toho svou prudkostí mnoho škod.

Často vzniká velmi učitý stín akustický horským hřbetem. Řeč-li na příklad údolím na jedné straně hřbetu horského bystřina, tu slyšíme její hukot tak dlouho, pokud ji vidíme; jakmile však postoupíme na druhé straně hřbetu horského jen tolik, že nám bystřina zmizí s očí — utichne i její hluk.

Všechny takové úkazy světelné, které nastanou, když světlo prochází úzkou štěrbinou nebo blízko hrany stínítka, a jež pocházejí od paprsků nehnutých se od přímé dráhy původní, nazývají se úkazy ohybovými.

První pokusy o difrakci světla provedl a popsal jesuita P. Francesco Maria Grimaldi (* 1618 v Bologni, † 1663) jako učitel mathematiky na jesuitské koleji v Bologni. Dílo jeho o tom, vyšlo dvě léta po jeho smrti pod titulem: „Physicomathesis de lumine coloribus et iride, aliisque annexis libri II," Bononiae 1665. Od něho pochází též název úkazu „difrakce" světla. Pokusy své prováděl v tom způsobu, že do zatemněné síně nechal malým otvorem kulatým vcházeti sluneční světlo, tak že na stěně objevilo se kruhové světlené místo.

Když do kužele světelného postavil malé těleso stínící, objevil se na stěně jeho stín, jenž byl však větší než geometrická projekce tělesa. Stín sám nebyl uvnitř ohraničen, kolem jeho hranic bylo viděti několik barevných proužků.

Také uvnitř stínu samého ukazovaly se jemné proužky.

Pokusy další konali Hooke, Newton, zejména pak Young, jenž první hledal úkazy ohybové vysvětliti na základě theorie undulační principem interference. Vnější proužky ohybové vykládal interferencí světla přímého a světla na hranách stínícího tělesa odraženého (reflektovaného). Vnitřní pak proužky podobně interferencí světla přímého a světla na hranách při dotykovém dopadu ohnutého (inflektovaného), při čemž však podstatu takovéto „inflexe" nemohl blíže označiti. Následky jeho přijal též Fresnel, a právě tím byl veden ke studiu vlivu, jakýž na ono odražení a ohýbání světla má úprava hran. Ukázalo se však, že vliv takového vybroušení; ostré hrany dávaly týž effekt jako tupé; břitva na straně broušené týž jako na straně tupé. Fresnel sestrojil pak štěrbinu ze dvou desek ocelových, které do polovice byly vybroušeny v ostrou hranu, v druhé pak polovici byla hrana zaoblena. Proužky difrakční objevily se jako nerozšířené pruhy. Fresnel vysvětlil pak úkaz ohybu vzájemnou interferencí sekundárních vln šířících se od míst, kde vlna primární na malé těleso neb úzkou štěrbinu naráží. Řešil tedy Fresnel problem difrakční spojením principu Huygensova s interferencí světla.

Při úkazech Fresnelových je dána sférická vlna světelná, jejíž střed je identický se zdrojem světelným (svítící bod resp. series bodů = štěrbina). Počítá se účinek jisté části této vlny (na př. té, která prochází kolem ostré hrany, kolem drátu, otvorem libovolné formy atd.) na bod ležící v blízkosti. O úkazech těchto projednáme v následujícím jen povšechně, do podrobností se nepouštějíce; neboť studium podrobné vyžaduje velmi velikých a obtížných počtů, jež lze provésti jen prostředky mathematiky vyšší (Integrály Fresnelovy). Za to obšírněji a podrobněji budeme jednati o jevech Fraunhoferových, zejména o spektrech mřížkových, k nimž jsou přípravou ohybové jevy, vznikající štěrbinou jednou neb dvěma štěrbinami v počtu větším danými. Rozdíl úkazů Fraunhoferových oproti Fresnelovým vyplývá z podmínek pozorování samého. Spočívá hlavně v tom, že u Fraunhoferových jednak zdroj světelný předpokládá se dále nekonečně, tak že vlna na překážky ohybové — štěrbiny, mřížky — dopadající je rovinnou, jednak že se počítá

účinek části této vlny na bod, kterýž rovněž leží v dálce nekonečné. Obou podmínek dosáhne se jednoduše optickou kollimací (čočkou, dalekohledem).

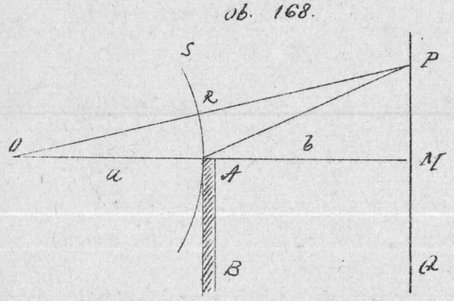
Jinak postačí, — zejména pro experimenty objektivní —, když tyto vzdálenosti jsou třebas ne nekonečné, ale aspoň relativně vzhledem k rozměrům štěrbin velmi značné.

Ohybové zjevy Fresnelovy.

[* §211. Přímá hrana.

[* Světlo nechť šíří se z bodu O divergentně tak, že částečně zachycuje se stínítkem AB, částečně pak může přímo dopadati na stínítko PQ; obě stínítka jsou kolmá k rovině nákresné. M je hranicí geometrického stínu. Nad touto hranicí (k bodu P) očekávali bychom, kdyby se světlo skutečně šířilo, přísně přímočaře, stejnoměrné osvětlení, pod touto hranicí (k bodu Q) úplnou temnotu. Ve skutečnosti ukazuje se, že intensity osvětlení pod M ubývá spojitě, ale ovšem prudce k nulle, na kterou klesne již v malé vzdálenosti od M. — Podobně nad bodem M není pole stejnoměrné, ale jsou to plochy s největším a nejmenším osvětlením, tak že na hranicí M objevují se jasné a tmavé proužky jako obruba. V malé vzdálenosti od M k bodu P teprvé nastává pole stejné intensity osvětlení.

ob. 168.



1.) Uvažujme nyní osvětlení v místě P, které je v osvětlené části stínítka (obr. 168). V úvodu shledali jsme, že osvětlení v P záleží hlavně na několika málo poloperiodových elementárních pásmech, rozložených kolem pólu R. Je-li tedy bod P od bodu M daleko a tudíž jeho pól R od stínítka AB tak vzdálen, že stínítko do žádného z oněch působivých elementů poloperiodových nezasahuje,

pak je v P osvětlení stejnoměrné, nezmenšené nijak stínítkem AB. Pak-li zasahuje stínítko do působivých elementů, můžeme působení v P počítati ze dvou složek, z nichž jedna je dána působením vycházejícím z SR, druhá pak z RA.

Vzniká pak v P maximum neb minimum dle toho, je-li

$$AP - RP = (2k+1)\frac{\lambda}{2} \quad \ldots\ldots \text{ maxim. intensita}$$
$$AP - RP = 2k\frac{\lambda}{2} \quad \ldots\ldots \text{ minim. intensita.}$$

Vzdálenost $MP = x$ proužku difrakčního od hranice geometrického stínu lze počítati z odlehlostí $OA = a$, $AM = b$ způsobem následujícím:

$$AP = \sqrt{b^2+x^2} = b + \frac{1}{2}\frac{x^2}{b}$$
$$RP = OP - a = \sqrt{(a+b)^2+x^2} - a = b + \frac{1}{2}\frac{x^2}{a+b},$$

tudíž:

$$AP - RP = \frac{1}{2}x^2\left(\frac{1}{b} - \frac{1}{a+b}\right).$$

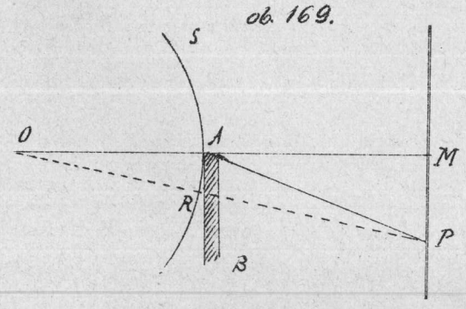
Dle toho, je-li tato difference dráhová $= (2k+1)\frac{\lambda}{2}$ nebo $2k\cdot\frac{\lambda}{2}$, obdržíme proužek jasný nebo tmavý, tudíž:

$$x = \sqrt{\frac{(a+b)b}{a}(2k+1)\lambda} \quad \text{pro maximum,}$$
$$x = \sqrt{\frac{(a+b)b}{a}\,2k\cdot\lambda} \quad \text{pro minimum.}$$

Postavíme-li stínítko blíže nebo dále od stínítka AB nebo k němu, pak a zůstává constantou, b však se mění, x značí pak abscissy hyperboly, jejíž ohniska jsou R a A.

2.) Uvažujeme-li působení světelné vlny SR na bod P ležící uvnitř stínu geometrického (obr. 169), vidíme, že působení je tu omezeno pouze na polovici vlny SR.

ob. 169.



Bod R — pól — je nyní před stínítkem AB, tak že několik oněch působivých poloperiodových elementů je stínítkem AB eliminováno.

Výsledné osvětlení v P bude tedy podmíněno hlavně několika takovými elementy od A počínaje, jichž účinnost se redukuje hlavně na účinnost prvního z nich

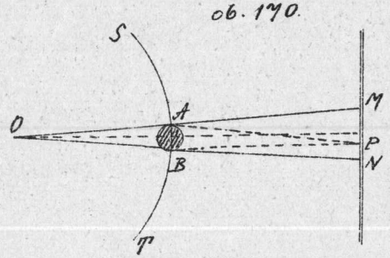
ježto ostatní vzdálenější účinkují méně a téměř stejně jeden jako druhý, tak že se vzájemně ruší. Vedle toho klon přímky A B k jednotlivým elementům vlny bude větší a větší, vzdalujeme-li se od bodu M dovnitř geometrického stínu, tak že účinky jednotlivých elementů musí rychle se zmenšovati. Výsledek toho je patrný. Od M a P bude intensity osvětlení spojitě, ale prudce ubývati.

Nutnou podmínkou celého úkazu jest, aby zdroj O byl nepatrných rozměrů, neboť jinak každým bodem toho zdroje vznikají proužky, které se kladou přes sebe tak, že oko spatřuje plochu stejnoměrně osvětlenou. *]

[* § 212 Úzký drát.

[* Velmi jednoduchý pokus ohýbavý provedeme, postavíce tenký drát A B proti štěrbině O (obr. 170). Případ tento má něco společného s předešlým. Mimo geometrický stín M N vzniknou dle předešlého patrně dva systémy difrakčních proužků. Když však průřez drátu bude nepatrný, pak vzniknou ve stínu geometrickém také proužky interferenční velmi jasné a všude stejně široké.

ob. 170.



V předešlém poznali jsme, že na úkaze ve stínu geometrickém súčastní se vlna A S a to tak, jakoby působila jen malá plaška u A. Podobně je tomu pro druhou hranu B, také zde působení vlny B T lze nahraditi působením malé plošky při B. Tím však dostáváme dva svítící zdroje A B, velmi blízko u sebe, které jsou kohaerentní (vznikajíce ze společného bodu O) a tudíž schopny interference. Vnitřní proužky jasné vznikají při $AP - BP = 2k \cdot \frac{\lambda}{2}$,

" " tmavé " " $AP - BP = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$

zcela analogicky jako při pokusu Youngově.

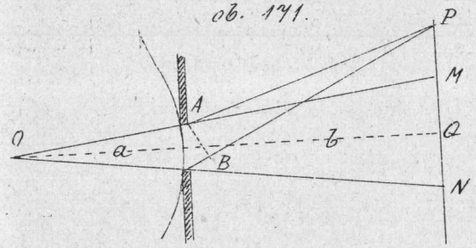
Zachytíme-li paprsky z A neb B vycházející, zmizí proužky vnitřní na důkaz, že vysvětlení interferencí „zdrojů" A a B je správné (Young). Je-li drát silnější, zmizí taktéž proužky vnitřní a objeví se spojité, ale rychlé ubývání

intensity dovnitř geometrického stínu. *]

[* § 213. Úzká štěrbina.

[* Případ k předešlému komplementární je ohyb úzkou pravoúhlou štěrbinou (obr. 171).

ob. 171.



Uvažujme především osvětlení v bodu P, který leží mimo geometricky obraz M N štěrbiny A B.

Rozdělme A B od A počínajíce v elementární části, působení jich na bod P záleží patrně na differenci $BP - AP$, rovná-li se totiž tato difference sudému neb lichému počtu $\frac{\lambda}{2}$.

Vzniknou tedy v geometrickém stínu stínítka dva systémy proužků.

Proužky tyto jsou: jasné, při $BP - AP = 2k \cdot \frac{\lambda}{2}$,

tmavé " $BP - AP = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$.

Jich odlehlost x od roviny symmetrie stanoví výraz

pro proužky jasné $x = \frac{b}{c} \cdot 2k \cdot \frac{\lambda}{2}$,

" " tmavé $x = \frac{b}{c} \cdot (2k+1) \cdot \frac{\lambda}{2}$,

kdež c je šířka štěrbiny.

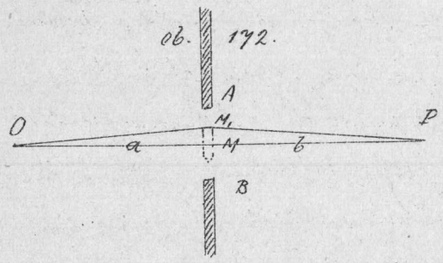
Je-li stínítko tak vzdáleno od štěrbiny A B, že $AM - BM$ je menší než $\frac{\lambda}{2}$, pak proužek leží mimo jasnou plochu M N, je-li však stínítko tak blízko, že $AB - BM$ rovná se několika $\frac{\lambda}{2}$, pak se objeví proužky difrakční také mezi M N. Osvětlení bodu Q záleží pak na tom, na jaké díly rozděluje O Q vlnu A B. Všeobecně jsou tyto díly nestejně veliky a nestejně skloněny ke směrům mířícím ku Q. Případ tento vyžaduje složitějšího výpočtu. *]

[* § 214. Otvor kruhový.

[* Velmi krásný zjev ohybový poskytuje malý otvor kruhový, jejž obdržíme na př. propíchnouce stanivol jehlou. Dopadají-li na tento otvor z malé kruhové

šterbiny paprsky bílého světla a díváme-li na otvor s druhé strany čočkou, uzříme bílý střed obklíčený řadou barevných kruhů, které se mění se vzdáleností oka od otvoru. Centrální část při tom stahuje se, mění se až na bod, jenž zmizí, když se oko dostatečně k otvoru přiblíží, část necentrální pak jeví krásné barvy, podobné barvám při tenkých vrstvách.

Body maximální a minimální intensity na přímce centrální lze snadno stanoviti. O budiž svítící bod (obr. 172), A B průřez stínítka s kruhovým otvorem. Přímka O P nechť prochází středem tohoto otvoru M.



Rozdělme vlnu od A B se šířící v půlperiodové zony, z nichž, jak v úvodu bylo odvozeno, dvě sousední se ve svém účinku téměř ruší. Když tedy propouští otvor A B takovýchto zon sudý počet, pak bude osvětlení v P velmi nepatrné; když však propouští otvor A B lichý počet takových zon, pak bude v bodu P intensivní osvětlení. Pohybuje-li se bod P podél osy O M, pak je patrno, že postupně prochází místy maximální a minimální intensity osvětlení. Označme O M = a, M P = b, pak plocha poloperiodové zony jest, jak na svém místě odvozeno,

$$\frac{\pi a b \lambda}{a+b}.$$

Plocha otvoru, je-li poloměr r, bude: πr^2.

Je-li tedy $\pi r^2 = 2k \cdot \frac{\pi a b \lambda}{a+b}$, bude intensita v P minimum

" $\pi r^2 = (2k+1) \cdot \frac{\pi a b \lambda}{a+b}$, " " v P maximum.

Z toho lze b počítati. Jest pak přehledně:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = 2k \frac{\lambda}{r^2} \text{ pro maximum,}$$

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = (2k+1) \frac{\lambda}{r^2} \text{ " minimum.}$$

Záleží tedy vzdálenost kteréhokoliv jasného bodu na ose O M od bodu M na délce vlny světelné; užívá-li se světla bílého, pak patrně maxima různých barev budou v různých od M vzdálenostech pro světlo červené blíže, pro fialové dále, nenalezneme

tudíž nikde úplné tmy, ale střed úkazu bude jeviti vždy živé zabarvení duhové. *]

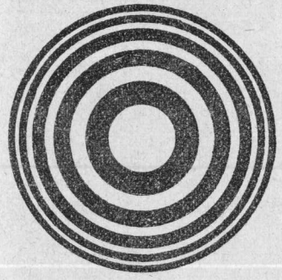
[* § 215. Destičky s poloperiodovými pásmy.

[* Sousední pásma poloperiodová ruší se téměř vzájemně ve svém účinku. Kdybychom tedy střídavě vždy jedno pásmo nechali působiti, druhé však od působení vyloučili zakrývajíce je stínítkem, musila by se všechna na př. lichá pásma působící v bodě P spojiti v jeden mohutný účinek. Takovou destičku s pásmy poloperiodovými lze si zjednati fotograficky. Nakreslíme na papír kartonový kruhy soustředné o poloměrech $\sqrt{1}$, $\sqrt{2}$, $\sqrt{3}$, $\sqrt{4}$, $\sqrt{5}$, ... a vyplníme všechna sudá pásma černě tak, jak to naznačeno v obr. 178.

1, 1,414, 1,732, 2,000, 2,236

Výkres takový pak fotografujeme na tenkou destičku, uděliv̌se mu patřičné zmenšení.

ob. 173.



Destička tato účinkuje pak podobně jako čočka, sbírá také světlo do určitého bodu P na ose se nalézajícího, avšak s tím rozdílem, že paprsky sem koncentrované nepřicházejí současně jako u čočky spojné, ale od jednotlivých zon vždy o celou periodu opozděné. Vedle toho jest „ohnisko" destičky této pro paprsky červené blízko, pro fialové dále od destičky opačně než je tomu u čočky spojné. *]

[* § 216. Kruhové stínítko.

[* Difrakci kruhovým otvorem jest analogický zjev ohybu kol kruhového stínítka, ač pokus tento nelze tak snadno provésti. Dle Powella odporučuje se nejlépe kápnouti malou kapičku hustého inkoustu na tenkou, vyčistěnou a suchou destičku skleněnou. Podél osy ukazuje se – pokud se nepřiblížíme příliš k stínící destičce – všude stejnoměrné osvětlení; neboť paprsky kolem okrajů kruhového stínítka se ohýbající docházejí ke kterémukoliv bodu na ose se stejnou fází. Úkaz

ve světle isochromatickém záleží v temných a jasných kruzích interferenčních, obklopujících koncentricky osu, ve světle bílém jsou kruhy duhově zabarveny. Na ose je tedy stejnoměrné osvětlení právě tak, jakoby destička se stínící ploškou tam nebyla. Arago to pokusem dokázal. *)

(*§217. Korony.

(*Za velikého počasí, kdy obloha je zastřena mlhou, pozorujeme někdy kolem slunce nebo měsíce barevné kruhy, které dotýkají se desky slunečné neb měsíčné, nesmějí tedy býti zaměněny s koly (kalo's) popsanými již dříve (viz optika geom. §123) a vznikajícími mnohem dále, tak že poloměr jich obnáší 22°-23°.

Faraday ukázal pokusem podobné zjevy. Díváme-li se na plamen svíčky deskou, kleněnou, pokrytou malými kuličkami sražené vodní páry nebo poprášenou plavuní, vidíme barevné kruhy podobné měsíčné koroně. Nutná podmínka tohoto zjevu spočívá v tom, aby tělíska kulatá byla co možná stejné velikosti. Fraunhofer dokázal to umístěním malých kruhových destiček kovových mezi dvě desky skleněné, kruhy difrakční jevily tyto vlastnosti. Průměry jich byly přímo úměrny délce vlny a nepřímo průměru malých destiček.

Verdet pokryl objektiv dalekohledu deskou měděnou, provrtanou četnými otvory téže velikosti rozdělenými po desce zcela nepravidelně. Dívaje se pak na vzdálené světlo, viděl v ohnisku dalekohledu systém kruhů podobných koroně. *)

Ohybové úkazy Fraunhoferovy.

§218. Přehled úkazů.

Zvláštností charakteristickou ohybových zjevů, kteréž zoveme Fraunhoferovými, jest rovnoběžnost jednak paprsků světelných na ohybové předměty dopadajících, jednak paprsků světelných ohybem odchýlených. Světelná vlna jest zde tedy rovinou. Tím jest theoreticky věc velice zjednodušena.

Při pozorování subjektivním docílí se této rovnoběžnosti nejlépe optickými prostředky, totiž kollimujícími čočkami.

Světelným zdrojem je zde na př. štěrbina (lineární), také otvor kruhový a pod., jenž jest v ohniskové rovině kollimující spojné čočky, tudíž opticky jako by v dálce nekonečné. Předměty ohyb spůsobující jako štěrbina lineární, nebo otvor kruhový nebo soustava štěrbiny a pod. kladou se před objektiv dalekohledu astronomického, zařízeného na dálku nekonečnou. Poněvadž kollimátor se štěrbinou a pozorovací dalekohled astronomický tvoří hlavní části spektrálního apparátu neb spektrometru, hodí se oba tyto stroje velmi dobře k pozorování subjektivnímu ohybových zjevů Fraunhoferových.

Při demonstrování objektivním užívá se paprsků slunečních, štěrbinou u hliostatu do síně optické vstupujících, které jsou již samy sebou dostatečně rovnoběžné. Na to se čočkou spojnou (slabou) štěrbina promítne do dálky na bílou stěnu, a předměty ohyb spůsobující kladou se buď přímo před tuto čočku nebo též za ni, na př. tam, kde paprsky slunečné jsou lomem nejvíce zúženy, čímž se něco získá na intensitě světelné celého zjevu.

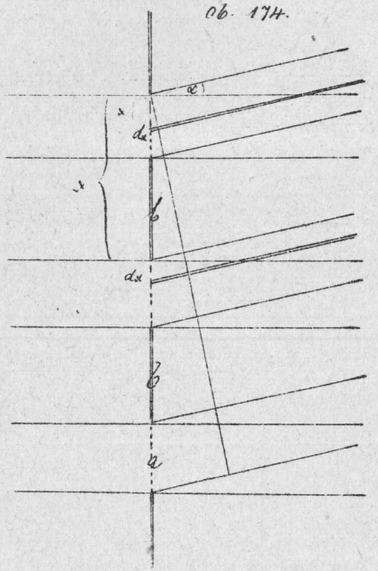
Nejjednodušším z předmětů ohyb spůsobujících jest zde opět úzká štěrbina podobná té, kterou světlo dopadá.

Průběh úkazu při světle homogenním je velice přehledný, dá se velmi poučně znázorniti graficky a dá se též quantitativně vystihnouti výrazem velice jednoduchým. Z průběhu toho lze pak zcela dobře se orientovati o povaze ohybového zjevu při světle bílém, a lze spektrálním rozborem porozumění velmi usnadniti.

Je-li štěrbin několik na př. dvě, tři atd. začíná se zjev poněkud komplikovati se vzrůstajícím počtem vždy víc a více; — jest však překvapující, že když počet štěrbin se stává velmi velikým, úkaz se opět zjednoduše a stává se zcela jednoduchým — a ve svých applikacích velmi důležitým — když je počet těchto štěrbin (přibližně) nekonečně velikým. Soustava štěrbin v takovém velikém počtu dává optickou mřížku a touto vznikají při světle bílém spektra docela podobně jako hranolem — ale na základě podstatně jiném. Objev těchto spektr je nejkrásnějším objevem optiky theoretické. Užívání pak dokonalých optických mřížek k účelu analyse světla vedlo k nejdokonalejším výsledkům optického měření délky vlny světelné.

(* Způsob výkladu ohybových zjevů zakládá se na jisté základní myšlénce, která se pak stále opakuje

Nejmež soustavu úzkých štěrbin, na př. štěrbiny tři (obr. 174.)



Šířka štěrbin budiž stejná = a, šířka mezer rovněž stejná budiž = b (V obr. 174. zvětšeně, na př. $a = 1$ cm, $b = 1\frac{1}{2}$ cm). — Rozdělme si každou štěrbinu v myšlénkách na samé elementární štěrbinky nekonečně úzounké. Každá z těchto je jakoby zdrojem světelným. Jsou všechny — při kolmém dopadu světla na štěrbiny — současně opticky vzrušeny a od nich vyjdou tedy vlny světelné současně. Postupují-li opět směrem kolmým, dojdou současně na určité místo, kdež je čočkou soustředíme, na př. na stínítko projekční, a sesilují se. Zde vznikne maximum světelné intensity.

Avšak při postupu šikmém, vznikají rozdíly dráhové, kteréž pak spůsobují rozdíly fásové, a tím interferenci.

Tyto rozdíly dráhové počítáme proti paprsku nullovému (u kraje první štěrbiny). Rostou úměrně s odlehlostí x a jsou pro každou elementární štěrbinu šířky dx dány výrazem

$$\delta = x \sin \alpha,$$

kdež jest α úhel ohybový určující direkci paprsků ohybových, kterouž se na stínítku projekčním stanoví zcela určité místo.

Z onoho rozdílu dráhového počítáme pak fásový ε koefficientem $\frac{2\pi}{\lambda}$.

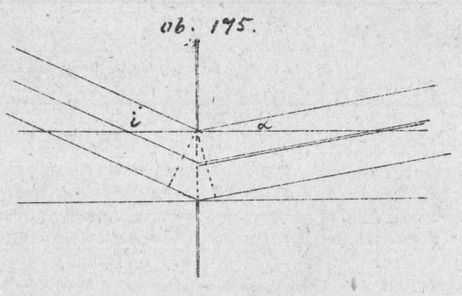
Jest tedy

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{\lambda} x \sin \alpha.$$

Mimo toho píšeme krátce: $\varepsilon = \rho x$,

abychom onu proporcionalitu s odlehlostí x zřetelně naznačili; neboť tato proporcionalita je pro celý výklad věcí podstatnou. Konstanta ρ je konstantou vzhledem k rozmanitým odlehlostem x, ale jinak jest podmíněna úhlem ohybovým α, kterým se mění.

Zavedouce tuto konstantu ρ dosáhneme velmi vhodného zjednodušení formálního. Toto zjednodušení vynikne tím více, uvažujeme-li také ten případ, kdy paprsky světelné dopadají na štěrbiny šikmo, uchylujíce se od kolmé incidence o úhel incidenční = i (obr 175).



Pak je patrno, že retardace dráhová proti nullovému paprsku se touto šikmou incidencí zvyšuje o $x \sin i$, tak že jest celkem

$$\delta = x \sin i + x \sin \alpha,$$

tudíž $\varepsilon = \frac{2\pi}{\lambda}(\sin i + \sin \alpha) \cdot x.$

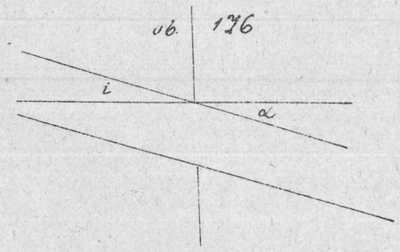
Avšak i zde je patrná úměrnost fásové difference ε s odlehlostí x, tak že i zde můžeme psáti

$$\varepsilon = \rho x,$$

čímž formálně tento případ se nijak nejeví komplikovanější než předcházející. Výraz pro konstantu úměrnosti ρ je pak všeobecně

$$\rho = \frac{2\pi}{\lambda}(\sin i + \sin \alpha).$$

Konstanta úměrnosti ρ stává $= 0$, když je $\alpha = -i$, t. j. při přímém postupu paprsků rovnoběžných štěrbinou jakkoliv šikmě postavenou. Je-li specielně $i = 0$, t. j. dopad kolmý, jest $\rho = 0$ také pro $\alpha = 0$, t. j. opět při postupu přímém (obr. 176).



Úloha stanoviti intensitu světla, jaká se jeví na místě stínítka, odpovídající direkci α při dopadu i jest patrně úlohou skládání vibrací stejnodobých, téže amplitudy ale s differencemi fásovými spojitě rostoucími, a sice úměrně s odlehlostí x.

Úkol lze řešiti buď geometricky neb analyticky, anebo smíšeně použitím jak konstrukce tak počtu. *)

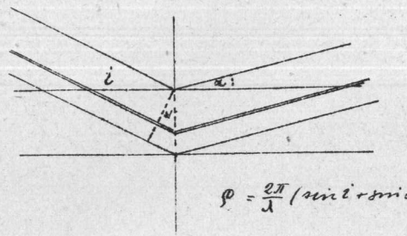
§ 219. Ohyb jedinou štěrbinou

(* Řešení geometrické.

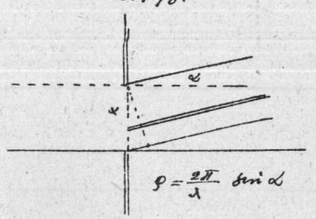
(* Při daném dopadu i (obr. 177) (specielně $= 0$, obr. 178) a při direkci libovolné α

obdržíme <u>amplitudu</u> resultující vibrace, <u>sčítajíce geometricky</u> amplitudy vibrací od jednotlivých elementárních štěrbinek šířky dx procházející.

Obr. 177.



Obr. 178.



Tyto amplitudy budou patrně úměrny této šířce dx.

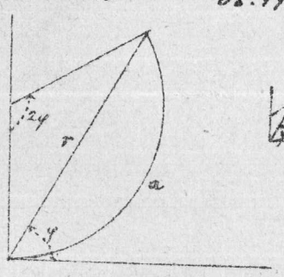
Poněvadž se v úvahách těchto jedná jen o <u>relativní</u> vztahy (amplitud, intensit světelných), můžeme konstantu tělo úměrnosti položiti = 1, t. j. říci, že amplituda je <u>dána přímo</u> šířkou dx. Také ve všech následujících výrazích budeme, místo abychom poukazovali na proporcionalitu, říkati, že jest amplituda <u>dána</u> jistou délkou, jistým výrazem, a podobně že jest intensita J dána <u>čtvercem amplitudy</u>, čímž jen k vůli zkrácení mínime úměrnost.

Fázový rozdíl je všeobecně $= \varphi x$. Roste od 0 do φa rovnoměrně (aequicrescentně), poněvadž dx je konstantní. Střední hodnota fázového rozdílu je $\frac{0+\varphi a}{2} = \frac{1}{2}\varphi a$; pro tuto zavedeme označení φ. Odpovídá patrně <u>střednímu</u> paprsku štěrbiny a je zároveň fázový rozdíl <u>vibrace výsledné</u>.

Pro $\varphi = 0$ (čili $\alpha = -i$, eventuelně $i = 0$, $\alpha = 0$) bude výsledná amplituda <u>arithmetickým součtem</u> $\int_0^a dx = a$ elementárních amplitud dx, t. j. bude dána šířkou a štěrbiny (obr. 179).

V náčrtu příkladě bylo voleno $a = 1$ cm. Obrazec 179. vypadne dle toho malým. Proto je vedle toho kreslen obr. 180, který je 5krát zvětšený.

Obr. 179.



$\frac{\varphi a}{a}$

Poněvadž oblouk a odpovídá středovému úhlu φa, značí patrně φ <u>zakřivení</u> tohoto oblouku. Je-li tedy R poloměr oblouku, máme

$$R \cdot \varphi a = a, \quad \text{t. j.} \quad \varphi = \frac{1}{R}.$$

Tím nabývá φ významu velmi jednoduchého.

Pro tětivu r pomocí obdržíme patrně výraz $2R\sin\varphi$.

Poněvadž pak je $R \cdot 2\varphi = a$, vyjde pro tětivu r jakožto <u>resultující amplitudu</u> výraz

$$r = a\,\frac{\sin\varphi}{\varphi},$$

tudíž pro intensitu světla $J = a^2\left(\frac{\sin\varphi}{\varphi}\right)^2$,

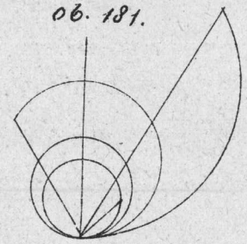
kdež příčinu srovnost na místo úměrnosti ve smyslu poznámky dříve již učiněné.

Změny intensity J odpovídající změnám r délky tětivy. Jaké tyto změny jsou, lze na geometrickém základě z obr. 180 znázorněném snadno přehlédnouti.

Při stoupajícím φ stoupá zakřivení oblouku, jehož délka je stále $= a$. Tím více se tedy paprsky ohybové od přímého směru uchylují, tím více <u>ztáčí se</u> oblouk a délky konstantní, tím kratší vypadne tětiva r oblouk ten napínající. Stočí-li se v plný kruh (obr. 181) (při $\varphi a = 2\pi$), stane se tětiva $= 0$. Stoupá-li dále φ, stočí se délka a do plného kruhu a ještě do oblouku přes něj, tětiva opět stoupá až k jistému maximu a klesne pro druhé na nulu, když se oblouk a stočí <u>dvakrát</u> na kruh (při $\varphi a = 2 \cdot 2\pi$). Zřejmě, že intensita J je všeobecně $= 0$, když je $\varphi a = k \cdot 2\pi$ čili $\frac{2\pi}{\lambda}(\sin i + \sin\alpha)a = k \cdot 2\pi$, aneb když je

$$a(\sin i + \sin\alpha) = k \cdot \lambda.$$

Obr. 181.



Výraz na levo značí <u>dráhovou</u> differenci <u>krajních paprsků štěrbiny</u> při libovolném dopadu $= i$. Speciálně při $i = 0$ máme

$$a \sin\alpha = k\lambda$$

kdež je k číslo řadové 1, 2, 3, 4 . atd. *)

(* §220. Řešení analytické.

(* Projekce kruhového oblouku amplitud dx na směr amplitudy paprsku nulového a na směr k němu kolmý dává výrazy

$$\int_0^a dx\cos\varphi x \quad \text{a} \quad \int_0^a dx\sin\varphi x,$$

což dává výsledek $\frac{1}{\varphi}\sin\varphi a$ a $\frac{1}{\varphi}(1-\cos\varphi a)$.

Když povýšíme tyto projekce na čtverec a sečteme, obdržíme čtverec r^2 amplitudy výsledné:

$$r^2 = \frac{1}{\rho^2}\sin^2\rho a + \frac{1}{\rho^2}(1 - 2\cos\rho a + \cos^2\rho a)$$

$$= \frac{2}{\rho^2}(1 - \cos\rho\cdot a) = \frac{4}{\rho^2}\sin^2\frac{1}{2}\rho a = a^2\frac{\sin^2\frac{1}{2}\rho a}{(\frac{1}{2}\rho a)^2}.$$

Píšeme-li opět zkrátka $\frac{1}{2}\rho a = \varphi$, vyjde jako dříve

$$J = a^2\left(\frac{\sin\varphi}{\varphi}\right)^2.$$

[* § 221. Rozbor výrazu pro intensitu J.

[* Rozbor tento se nejprehledněji provede graficky (obr. 182.)
Úhel φ nanášíme jako úsečku a k němu za poradnici jednak $\sin\varphi$, jednak též φ. První čára je sinusoida, druhá přímka pod úhlem 45°.

Na to provedeme dělení $\frac{\sin\varphi}{\varphi}$ a konečně čtveříme; tím hodnoty negativní přejdou vesměs v positivní, a ordinaty – jsouce menšími než 1 – se umenší velmi značně. Obr. 182. je proveden přesně pro jedničku = 1 cm, při čemž je též $a = 1$, jak již dříve bylo přijato.

Důležito je zkoumati, jak jsou rozdělena maxima a minima intensity J. Pro tyto máme

$$\left(\frac{dJ}{d\varphi} = 0\right):$$

$$J = a^2\left(\frac{\sin\varphi}{\varphi}\right)^2$$

$$\frac{dJ}{d\varphi} = 2a^2\frac{\sin\varphi}{\varphi}\cdot\frac{\varphi\cos\varphi - \sin\varphi}{\varphi^2} = 0.$$

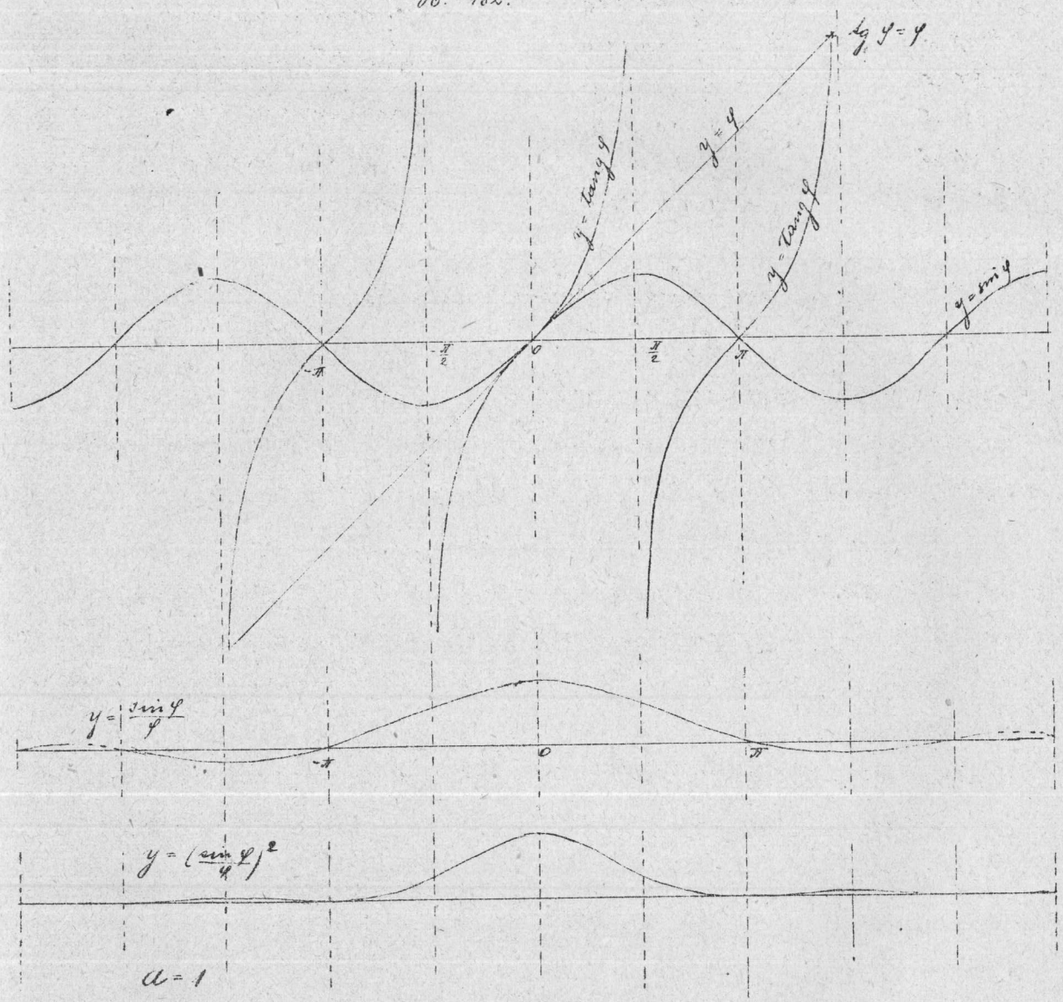
Případ $\varphi = 0$ dává hlavní maximum $= a^2$, což lze zjistiti úvahou zvláštní. Vylučme tento případ. Pak máme: $\sin\varphi(\varphi\cos\varphi - \sin\varphi) = 0$.

Rovnici této se vyhoví při $\varphi = k\pi$;
tím jsou dána minima $J = 0$.
Není-li $\sin\varphi = 0$, pak lze jím děliti a obdržíme podmínku

$$\operatorname{tg}\varphi = \varphi,$$

kterouž podmínkou jsou stanovena maxima. Pro maximální hodnoty intensity samé vychází pak: $\cot\varphi = \frac{1}{\varphi}$, $\operatorname{cosec}^2\varphi = \frac{1+\varphi^2}{\varphi^2} = \frac{1}{\sin^2\varphi}$, tudíž: $\frac{\sin^2\varphi}{\varphi^2} = \frac{1}{1+\varphi^2}$,

ob. 182.



tudíž všeobecně $J_{max} = \frac{a^2}{1+\varphi^2}$,
kdež jest místo φ položiti $\varphi_0, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \ldots$, jak vyjdou z rovnice podmiňující

$$\operatorname{tg}\varphi = \varphi.$$

Jak lze poslední rovnici řešiti graficky, znázorňuje obr. 182.
Řešení numerické podává následující tabulka. Výpočet úhlů $\varphi_0, \varphi_1, \varphi_2 \ldots$ z rovnice $\operatorname{tg}\varphi = \varphi$ vyjmat z čísel, jež udal Schwerd.
Výpočet intensit příslušných $J_0, J_1, J_2, \ldots$ provedl spisovatel.

$\varphi_0 = 0$	$J_0 = 1$
$\varphi_1 = 1{,}4303\,\pi$	$J_1 = 0{,}05869$
$\varphi_2 = 2{,}4590\,\pi$	$J_2 = 0{,}01648$
$\varphi_3 = 3{,}4709\,\pi$	$J_3 = 0{,}00834$
$\varphi_4 = 4{,}4774\,\pi$	$J_4 = 0{,}00503$
$\varphi_5 = 5{,}4818\,\pi$	$J_5 = 0{,}00336$
$\varphi_6 = 6{,}4844\,\pi$	$J_6 = 0{,}00240$
$\varphi_7 = 7{,}4865\,\pi$	$J_7 = 0{,}00180$

Tabulka ukazuje pěkně, jak rapidně klesají maxima. Již druhé maximum má sotva 6% intensity prvého maxima hlavního, třetí maximum asi jen půldruhého procenta atd.

Úhly $\varphi_1, \varphi_2 \ldots$ jsou velmi blízkými hodnotám

$$\frac{3}{2}\pi,\ \frac{5}{2}\pi,\ \frac{7}{2}\pi,\ \frac{9}{2}\pi \ \ldots \ \text{atd.}$$

jak také z grafického znázornění vychází.

Rozestavení maximalních i minimálních hodnot J je podmíněno délkou vlny světelné, — poněvadž úhel φ jest jí podmíněn. Neboť máme

$$\varphi = \frac{1}{2}\rho a = \frac{\pi}{\lambda}(\sin i + \sin \alpha)\,a.$$

Totéž φ nastane tedy na př. pro paprsky fialové — kde λ je menší — již při menším úhlu α, t. j. blíže centrálnímu maximu. Proto jsou proužky jasné i tmavé tím zraženější, čím blíže jdeme ve spektrálních barvách od konce červeného k fialovému.

Velmi pěkně lze spektrálním rozložením úkazu ohybového při světle bílém vliv délky vlny světelné přehlédnouti — podobně jako bylo při interferenčním pokusu Fresnelově popsáno. *)

(* § 222. Dvě štěrbiny.

(* Jsou-li dány dvě úzké štěrbiny téže šířky a, mezi nimiž je neprůhledná mezera šířky b, roste vzobecně fásový rozdíl

od 0 do ρa a pak zase od $\rho(a+b)$ do $\rho(2a+b)$.

Jest tedy přerušení kontinuity od ρa do $\rho(a+b)$.

Pro $\rho = 0$ nanášíme v přímce délku a, pak b a opět a. Amplituda výsledná je dána součtem $2a$. Pro libovolné ρ stáčíme tuto celou délku $a+b+a$ do oblouku kruhového, jehožto zakřivení je opět ρ. Úhel středový k němu patřící je $\rho(a+b+a)$.

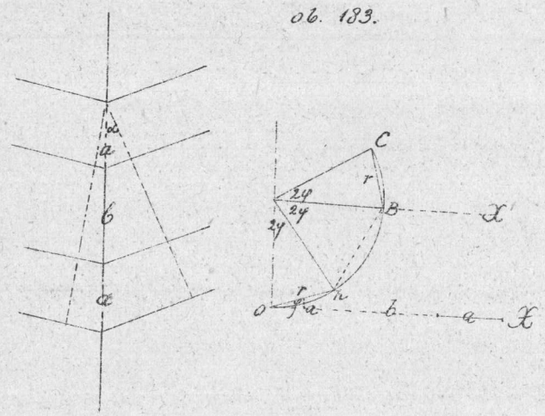
Poněvadž však amplitudy odpovídající délce oblouku b jsou neúčinny, dlužno vésti tětivu, — kterouž opětně r nazveme — k oblouku a a rovněž tětivu r k oblouku druhému a; geometrickým sečtením obou těchto tětiv r obdrží se pak amplituda výsledná.

V obrazci 183 je opětně — jako dříve již — zvětšeně voleno.

$a = 1$ cm,

$b = \frac{3}{2}$ cm.

ob. 183.



Při geometrickém sečítání tětiv přijde k platnosti úhel, který každá z nich svírá s osou OX.

Zavedíme analogicky jako dříve

$$\frac{1}{2}\rho a = \varphi,$$

podobně $\frac{1}{2}\rho b = \psi$,

a pro součet obou

$$\frac{1}{2}\rho(a+b) = \varphi + \psi = \omega.$$

Pak je patrně:

$$XOA = \varphi,$$

úhel $(OA, AB) = \varphi + \psi$,

úhel $(AB, BC) = \psi + \varphi$,

tudíž

$$XBC = \varphi + (\varphi+\psi) + (\psi+\varphi) = \varphi + 2\omega.$$

Jsou tedy průměty tětiv r jedné i druhé na osu OX a druhou osu k ní kolmou summárně

$$r\cos\varphi + r\cos(\varphi + 2\omega)$$

$$r\sin\varphi + r\sin(\varphi + 2\omega).$$

Když sectveříme a sečteme, obdržíme čtverec amplitudy výsledné a tudíž intensitu J. Nechtějíce se výsledkem zdržovati, přejdeme raději hned k případu zcela obecnému. *)

(* § 223 Libovolný počet štěrbin téže šířky.

Je patrno, že smysl výkladu zůstává týž pro libovolný počet štěrbin téže šířky a při neprůhledných mezerách rovněž téže šířky b.

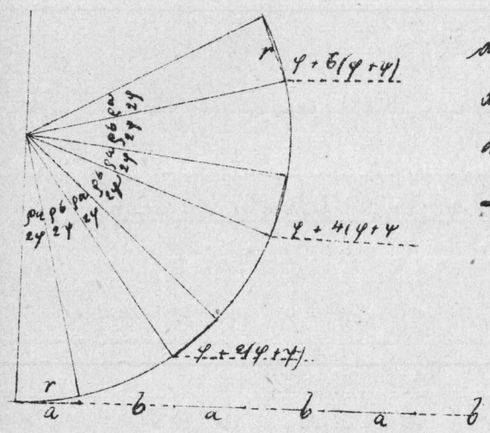
Pro $\rho = 0$ nanášíme všechny a a všechny b do téže přímky. Při rostoucím ρ stáčíme tuto přímku do oblouku kruhového, jehož zakřivení je právě ρ. Pak vedeme tětivy r

odpovídající obloučkům a a tyto pak všechny sečtáme geometricky.

V obrazci 184. je věc provedena pro čtyři štěrbiny. Při tom je opět zvětšeně voleno

$$a = 1\,\text{cm},\quad b = \tfrac{3}{2}\,\text{cm}.$$

Obr. 184.



Chtějíce pak odvoditi výraz pro resultující amplitudu r^*, sečteme projekce všech jednotlivých amplitud r na osu OX a rovněž na osu OY, a součty pak počtverčíme a sečteme, což dává čtverec amplitudy čili úměrné intensitu J.

Fázový rozdíl prvé amplitudy r je φ.

Fázový rozdíl každé následující amplitudy r roste o $2(\varphi+\psi)$ čili o 2ω, jest tedy:

$$\varphi+2\omega,\ \varphi+2.2\omega,\ \varphi+3.2\omega,\ \ldots\ \varphi+\overline{m-1}.2\omega,$$

je-li m počet štěrbin.

Fázový rozdíl ε *výsledné amplitudy r^* při uvažování aequicrescentním — je patrně střední hodnotou, t.j.

$$\varepsilon^* = \frac{\varphi+[\varphi+(m-1)2\omega]}{2},$$

což dává

$$\varepsilon^* = \varphi+(m-1)\omega.$$

Průměty výsledné amplitudy r^* jsou:

$$r^*\cos\varepsilon^* = r\cos\varphi + r\cos(\varphi+2\omega)+r\cos(\varphi+2.2\omega)+\ldots+r\cos(\varphi+\overline{m-1}.2\omega)$$
$$r^*\sin\varepsilon^* = r\sin\varphi + r\sin(\varphi+2\omega)+r\sin(\varphi+2.2\omega)+\ldots+r\sin(\varphi+\overline{m-1}.2\omega).$$

Že však:

$$\sum \cos(\varphi+\overline{m-1}.2\omega) = \cos(\varphi+\overline{m-1}.\omega).\frac{\sin m\omega}{\sin\omega},$$
$$\sum \sin(\varphi+\overline{m-1}.2\omega) = \sin(\varphi+\overline{m-1}.\omega).\frac{\sin m\omega}{\sin\omega},$$

tudíž součet čtverců $= r^2\frac{\sin^2 m\omega}{\sin^2\omega} = m^2r^2\frac{\sin^2\omega\, m}{m^2\sin^2\omega}$;

čili $$J = m^2a^2\left(\frac{\sin\varphi}{\varphi}\right)^2\left(\frac{\sin m\omega}{m\sin\omega}\right)^2.$$

Resultující úhel fázový počítáme — ke kontrole — dělením obou hořejších rovnic:

$$\operatorname{tg}\varepsilon^* = \operatorname{tg}(\varphi+\overline{m-1}\,\omega),$$

t.j. $$\varepsilon^* = \varphi+\overline{m-1}\,\omega,$$ jako dříve *)

*) § 294. Rozbor rovnice pro intensitu J.

*) Počítejme především, kdy je J maximum a kdy minimum:

$$J = m^2r^2\left(\frac{\sin m\omega}{m\sin\omega}\right)^2.$$

Poněvadž průběh veličiny r s úhlem φ již známe, počítejme, kdy funkce

$$y = \left(\frac{\sin m\omega}{m\sin\omega}\right)^2$$

má své maximum a minimum.

$$\frac{dy}{d\omega} = 2\frac{\sin m\omega}{m\sin\omega}\cdot\frac{m^2\sin\omega\cos m\omega - m\cos\omega\sin m\omega}{m^2\sin^2\omega}$$

Rovnici se vyhoví především pro

$$\sin m\omega = 0 \quad\text{t.j.}\quad m\omega = k\pi.$$

Pro tyto hodnoty úhlu ω je patrně $J=0$, t.j. minimum.

Je-li m velmi velikým číslem, vyhoví se této podmínce již při velmi malinkém úhlu ω.

Uvažme dále: Je-li $\omega=0$, je též $\varphi=0$ (poloměr je $\varphi=0$); zde obdržíme hlavní maximum intensity J, totiž

$$J_0 = m^2a^2,$$

neboť jest $\lim_{\varphi\to 0}\frac{\sin\varphi}{\varphi}=1$ jakož i $\lim_{\omega\to 0}\frac{\sin m\omega}{m\sin\omega}=1$.

Zvolíme-li φ od milly jen poměrně málo vzrostlé a tudíž poměrně také úhel ω, vzroste velmi krapně úhel $m\omega$, tak že velmi záhy vyplní se podmínka

$$m\omega = \pi \quad\text{a tudíž}\quad J=0.$$

To znamená: intensita maximální J_0 velmi náhle klesne na nulovou — čili jinými slovy: jasný proužek prostřední jest ostře ohraničen.

V geometrickém znázornění obr. 184 jeví se věc tím, že tětivy r velmi záhy vyplní celý kruh i při malém jeho zakřivení, poněvadž jich počet jest velmi veliký.

Podobně dále při $m\omega = 2\pi,\ 3\pi,\ \ldots\ k\pi$, kde vyplní onen kruh několikrát.

Pokračujme po této poznámce v diskusi výrazu $\frac{dy}{d\omega}=0$. Podmínce se dále vyhoví (při $\sin m\omega \geq 0$), když jest

$$m^2\sin\omega\cos m\omega = m\cos\omega\sin m\omega,$$

t.j. když

$$m\operatorname{tg}\omega = \operatorname{tg} m\omega.$$

Tato rovnice dává maxima intensity J. Maximální intensita J_m sama vypočítá se z této podmínky snadno. Je totiž:

$$\frac{1}{m}\cot\omega = \cot m\omega$$

$$1+\frac{1}{m^2}\cot^2\omega = 1+\cot^2 m\omega = \frac{1}{\sin^2 m\omega},$$

tudíž

$$\sin^2 m\omega = \frac{\sin^2\omega}{\sin^2\omega + \frac{1}{m^2}\cos^2\omega};$$

z čehož

$$\frac{\sin^2 m\omega}{m^2\sin^2\omega} = \frac{1}{1+(m^2-1)\sin^2\omega}.$$

Tudíž maximální intensita

$$J_m = m r^2 \frac{1}{1+(m^2-1)\sin^2\omega}.$$

Je-li m číslo velmi veliké (na př. $m = 100$ neb 1000 a pod.), je m^2 číslo daleko větší — druhého řádu — a následkem toho zlomek

$$\frac{1}{1+(m^2-1)\sin^2\omega}$$

velmi malý — t. j. J_m z pravidla je velice nepatrné. Maxima této povahy zoveme vedlejší (sekundární). Výjimkou může však hořejší zlomek býti značný, t. j. $=1$, když totiž jest

$$\sin\omega = 0, \text{ tudíž } \omega = k\pi.$$

Maxima této podmínce vyhovující zoveme hlavními.

Jich intensita jest $= m^2 r^2$.

Čím větší jest m, tím více — a konečně prakticky úplně — mizí maxima vedlejší a zůstávají v intensitě velmi značné maxima hlavní. Podmínkou jich jest

$$\omega = \varphi + \psi = k\pi \quad \text{čili} \quad \frac{\pi}{\lambda}(\sin i + \sin\alpha)(a+b) = k\pi,$$

aneb — když vezmeme retardace dráhové,

$$(a+b)(\sin i + \sin\alpha) = k.\lambda.$$

Změna pak v intensitě těchto maxim hlavních je dána změnou amplitudy τ (resp. jejího čtverce), t. j. změnou výrazu $\left(\frac{\sin\varphi}{\varphi}\right)^2$, tedy téhož výrazu, kterým byl vyjádřen ohyb jedinou štěrbinou.

A tak vidíme, že při velmi velikém počtu ohybových štěrbin, t. j. při optické mřížce jsme vedeni opět tam, kde jsme začali, t. j. k ohybu jedinou štěrbinou. Tam jsme vyjádřili změnu intensity J zvláštní křivkou. Z této křivky zůstávají při

mřížce jenom některé ordinaty — rozpojitě rozestavené, — ostatní se interferencí jednotlivých štěrbin ruší; avšak vliv onoho velikého počtu štěrbin jeví se v tom, že ony jednotlivé ordináty jsou m^2-krát zvětšeny. Jde zde tedy o obrazy ohybové, ostře ohraničené, značné intensity. Kde ovšem křivka původní pro jednu štěrbinu by sama dala $=0$, tam také ta hlavní maxima — když by náhodou na to místo padla — stávají se $=0$. *)

[* § 225. Řešení rovnice $m\,\mathrm{tg}\,\omega = \mathrm{tg}\,m\omega$ a výpočet intensity

$$J = m^2 a^2 \left(\frac{\sin\varphi}{\varphi}\right)^2 \left(\frac{\sin m\omega}{m\sin\omega}\right)^2.$$

[* Při řešení rovnice $m\,\mathrm{tg}\,\omega = \mathrm{tg}\,m\omega$ je výhodno užíti řešení grafického, kteréž dobře o věci orientuje. Aby však výkres v ordinátách — vzhledem k velkému koefficientu m — nestal se velmi rozsáhlým — a aby libovolnou redukcí rozměrů ordinatových výkres nepozbyl charakteristické určitosti — jest výhodno redukovati rozměr ordinat právě m-krát, t. j. sestrojiti graficky rovnici nikoliv onu původní, nýbrž

$$\mathrm{tg}\,\omega = \frac{1}{m}\,\mathrm{tg}\,m\omega.$$

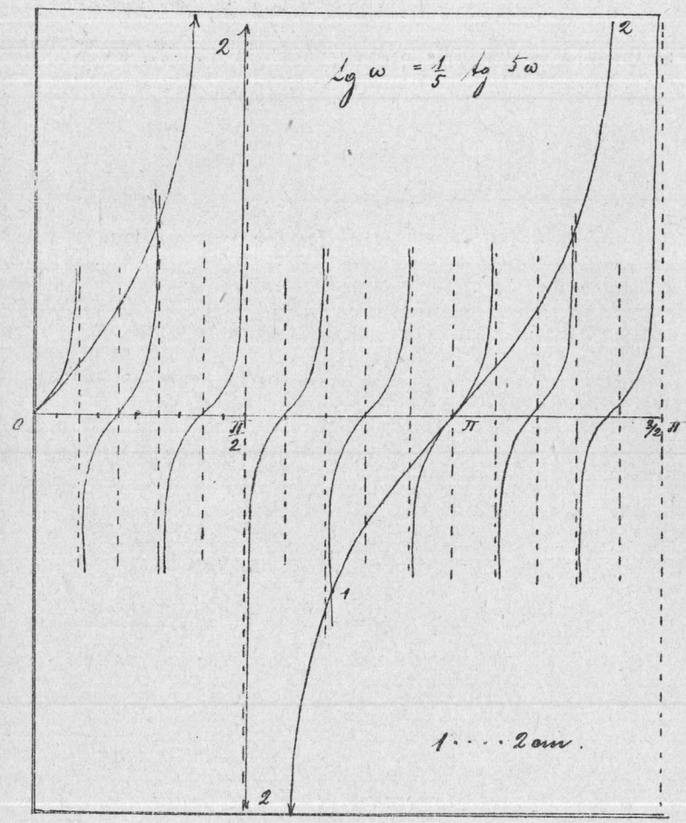
K tomu cíli sestrojíme dvojí křivky, totiž jednak $y = \mathrm{tg}\,x$, jednak $y = \frac{1}{m}\,\mathrm{tg}\,m x$. První křivka je čistě tangentová, ale také druhá křivka je čistě tangentová, — jenom že proti prvější jak v abscissách, tak v ordinatách m-kráte, — jenom že proti prvější jak v abscissách, tak v ordinatách m-kráte zmenšená. Neboť co je při prvé křivce x a y, to je při druhé $\frac{1}{m}$ ($m x$, resp. $m y$). Obdrželi bychom tedy druhou křivku, kdybychom se na prvou dívali čočkou m-kráte zmenšující.

Průseky obou křivek odpovídají těm hodnotám ω, jimiž se dané rovnici vyhoví.

Vzhledem k tomu, že grafické ono znázornění a řešení hořejší rovnice i v dobrých spisech je provedeno jen schematicky, je v obr. 185. a 186. výkres správně proveden pro $m = 5$ a pro $m = 10$.

Při $m = 5$ obdržíme mezi dvěma hlavními maximy, totiž $\omega = 0$ a $\omega = \pi$, hodnoty tři, totiž ω_1, $90°$, $180 - \omega_1$, při čemž je ω_1 blízce $= 52°,1$.

ob. 185.



Při $m = 10$ (obr. 186) obdržíme zase mezi prvními dvěma hlavními <u>maximy</u> čili mezi $\omega = 0$ a $\omega = 180°$ hodnotami, (všeobecně $m-2$), totiž: $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4, 180-\omega_4, 180-\omega_3, 180-\omega_2, 180-\omega_1$.

Aby k výkladům předešlým dán byl číselný a tím srozumitelný <u>příklad</u>, jak značná asi ona primární a sekundární maxima jsou, provedl spisovatel výpočet pro $m = 10$ zcela přesně a úplně.

Výsledek je následující: Nejprve vypočteny ony hodnoty $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4$ a sice přesně až na tisíciny stupně. Při koefficientu $m = 10$ je to velmi snadné.

Tak počítán výraz:

$$\left(\frac{\sin m\omega}{m \sin \omega}\right)^2 = \frac{1}{1+(m^2-1)\sin^2\omega} \qquad (\text{při } \operatorname{tg}\omega = \tfrac{1}{m}\operatorname{tg} m\omega)$$

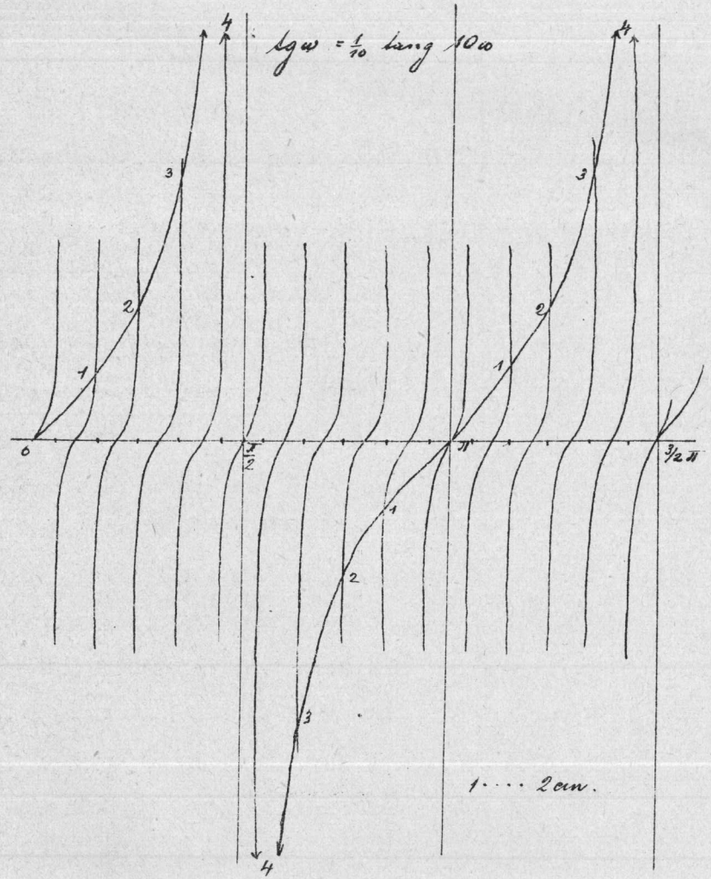
pro tyto hodnoty čitatel; výsledek se pro další hodnoty supplementární oněch úhlů ω ovšem opakuje.

Pak počítán výraz:

$$m^2 a^2 \left(\frac{\sin\varphi}{\varphi}\right)^2.$$

To však není možno bez určité supposice o vzájemném poměru šířky štěrbiny a a šířky mezery b. Vzato tedy $b = a$.

ob. 186.



Tím se stává $\psi = \varphi$ a tudíž $\omega = \varphi + \psi = 2\varphi$ čili $\varphi = \frac{1}{2}\omega$.

Poněvadž pak jde jen o hodnoty <u>relativní</u>, položeno dále $a = 1$.

Konečně <u>násobením</u> počítána hodnota intensity

$$J = m^2 a^2 \left(\frac{\sin\varphi}{\varphi}\right)^2 \cdot \left(\frac{\sin m\omega}{m \sin\omega}\right)^2 = m^2 a^2 \left(\frac{\sin\frac{1}{2}\omega}{\frac{1}{2}\omega}\right)^2 \cdot \frac{1}{1+(m^2-1)\sin^2\omega}.$$

Výsledky jsou obsaženy v následující <u>tabulce</u>.

ω	$m^2\left(\frac{\sin\varphi}{\varphi}\right)^2$ $m=10, \varphi=\frac{1}{2}\omega$	$\frac{1}{1+(m^2-1)\sin^2\omega}$ $m=10$	$J = m^2a^2\left(\frac{\sin\varphi}{\varphi}\right)^2 \cdot \left(\frac{\sin m\omega}{m\sin\omega}\right)^2$ $= \text{„} \quad \text{„} \cdot \frac{1}{1+(m^2-1)\sin^2\omega}$ $a=1$
0	100	1/ 1	100
18			0
$\omega_1 = 25,833$	98,32	1/ 19,798	4.97

	36			0
$\omega_2 =$	44, 417	95,10	1/ 49,493	1, 92
	54			0
$\omega_3 =$	62, 705	90,41	1/ 79,180	1, 14
	72			0
$\omega_4 =$	80, 908	84,45	1/ 97,530	0, 99
	90		1/ 100	0
$180 - \omega_4 =$	99, 092	77,43	1/ 97,530	0, 79
	108			0
$180 - \omega_3 =$	117, 295	69,60	1/ 79,180	0, 88
	126			0
$180 - \omega_2 =$	135, 583	61,23	1/ 49,493	1, 24
	144			0
$180 - \omega_1 =$	154, 167	52,44	1/ 19,798	2, 65
	162			0
	180	40,53	1/ 1	40, 53
	198			0
$180 + \omega_1 =$	205, 833	29,44	1/ 19,798	1, 49
	216			0
$180 + \omega_2 =$	224 417	22,35	1/ 49,493	0, 45
	234			0
$180 + \omega_3 =$	242, 705	16,26	1/ 79,180	0,21
	252			0,
$180 + \omega_4 =$	260, 908	11,16	1/ 97,530	0,11
	270		100	0
$360 + \omega_4 =$	279, 092	7,10	1/ 97,530	0,07
	288			0
$360 - \omega_3 =$	297, 295	4,02	1/ 79,180	0, 05
	306			0
$360 - \omega_2 =$	315, 583	1,88	1/ 49,493	0, 04
	324			0
$360 - \omega_1 =$	334, 167	0,59	1/ 19,798	0, 03
	342			
	360	0,00	1/ 1	0, 00

Druhé hlavní maximum vyznačeno.

Z tabulky tedy vidíme číselně: První hlavní maximum $w = 0$ jest položeno $= 100$. Druhé hlavní maximum $w = \pi$ je $= 40,53$, tedy tolik procent prvního. Třetí hlavní maximum zde při $b = a$ vypadne, poněvadž je-li $w = 2\pi$, je zde $\varphi = \pi$, tudíž $\sin \varphi = 0$. Každá štěrbina dává pro sebe intensitu $= 0$ a tudíž všechny dohromady též.

Sekundárních maxim je mezi dvěma hlavními osm. Jich hodnoty jdou z počátku do celých několika procent, později jen do desetin procenta, ale nejsou snad stejné a neopakují se nějak periodicky, poněvadž sice funkce $\frac{1}{1+(m^2-1)\sin^2 w}$ je periodická, ale nikoli funkce $\left(\frac{\sin \varphi}{\varphi}\right)^2$.

Minima jsou ovšem $= 0$ pro $\sin w = k\pi$, kdež je k číslo $1, 2, 3, 4 \ldots$ atd.

§ 226. Výklad populární.

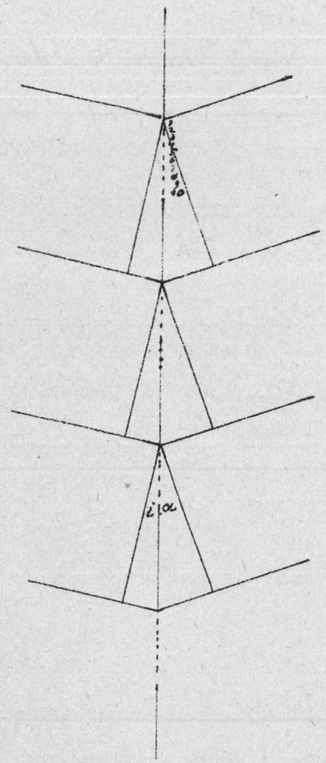
Jednoduchý výsledek, jehož jsme došli v § předešlém, dá se v této své jednoduchosti snadno pochopiti.

Podmínkou maxim hlavních jest

$$(a+b)(\sin i + \sin \alpha) = k\lambda.$$

Mějme tedy velký počet štěrbin. Rozdělme každou (obr. 187) na jistý počet, na př. 10 elementárních štěrbin, jež číslujeme 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10. Elementární štěrbiny stejného číslování – homologické – jsou patrně od sebe vzdáleny o délku $a + b$. Rozdíl dráhový vázaný je tedy $(a+b)(\sin i + \sin \alpha)$ při dopadu libovolném i. Rovná-li se tento rozdíl dráhový jistému počtu celých délek vlnových λ, pak je patrno, že taková retardace dráhová nespůsobuje žádnou differenci fásovou. Tudíž všechny elementární štěrbiny stejně číslované se sečtou, jsouce ve fási téže a poněvadž jest jich veliký počet, dávají výsledkem amplitudu vibrační velmi značnou. Mezi sebou mají ovšem elementární štěrbiny 1, 2, 3, 4, . . . 10 fásové rozdíly, ale všeobecně se těmi vibrace nezničí – kdyby $a(\sin i + \sin \alpha)$ pro sebe bylo $= k\lambda$; pak by ovšem vibrace všech elementárních štěrbin téže dané štěrbiny se mezi sebou sčítaly a tudíž i ve svém celkovém spolupůsobení.

ob. 187.



Jinak lze výsledek, k němuž jsme pro veliký počet štěrbin došli, též cestou geometrického znázornění pochopiti (obr. 185).

Pro přímý postup nanášíme délky a a b do téže přímky. Amplituda výsledná je dána součtem všech a. Když se paprsky od přímého směru ohybem začnou uchylovati, znamená to, že ona přímka se stáčí do kruhu. Všeobecně se při tom tětivy obloukům a odpovídající rozloží v kruhu tak, že jej – vyplní – následkem velmi velikého počtu svého –, čímž geometrický součet = 0. Avšak když zakřivení se stane takovým, že oblouček délky $a+b$ vyplní sám celý kruh – anebo dvakrát celý kruh anebo třikrát atd., pak padnou všechny obloučky a na sebe, tudíž i tětivy jim odpovídající, čímž výsledná tětiva se stane velmi značnou.

[* § 227. Minimum deviace.

[* Pro hlavní maximum je deviace D

$$D = i + \alpha,$$

při čemž je

$$k\lambda = (a+b)(\sin i + \sin\alpha).$$

Počítejme, kdy jest D minimum.

Pro toto máme:

$$dD = di + d\alpha$$

$$0 = \cos i\, di + \cos\alpha\, d\alpha.$$

Z toho plyne pro minimum:

$$i = \alpha = \frac{1}{2} D. \quad *]$$

[* § 228 Měření délky vlny.

[* Užívá-li se mřížek k stanovení délky vlny λ, staví se buď na incidenci kolmou, t. j. $i = 0$ anebo do posice minimální $i = \alpha$. Poslední je lepší.

V prvém případu máme – je-li $a + b = l$ –

$$l \sin\alpha_k = k\lambda,$$

v druhém pak

$$2l \sin\alpha_k = k\lambda,$$

kdež je

$$\alpha_k = \frac{D}{2}.$$

Minimální postavení mřížky je patrně analogou minimálního postavení hranolu. Jako tam hranol, tak stojí zde mřížka symmetricky k paprskům dopadajícím a vycházejícím.

Pro dispersi u mřížky máme všeobecně:

$$(a+b)(\sin i + \sin\alpha) = k\lambda.$$

Poněvadž jest i konstantní, vychází

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} = \frac{k}{(a+b)\cos\alpha}.$$

Disperse je tedy tolikrát větší, kolikrát je menší intervall $(a+b) = l$. Zároveň je patrno, že spektra vyšších řádů mají dispersi větší, poněvadž je při nich α větší. *]

[* § 229. Spektra normální.

[* Srovnávajíce spektra hranolová a spektra mřížková shledáváme, že mřížková vynikají jistými přednostmi nad hranolové. Především dlužno uvésti nezávislost spektra na materiálu mřížky; je jednostejno, jakého druhu je sklo, na něj jemným dělícím strojem je mřížka nanesena. Dále je rozložení barev ve spektru mřížkovém čili úchylka D pro jednotlivé barvy v jednoduchém vztahu s délkou λ vlny světelné. Máme totiž všeobecně

$$D = i + \alpha$$

$$l(\sin i + \sin\alpha) = k\lambda,$$

kdež je $l = a + b$, a $k = 1$ pro prvé (hlavní) spektrum a $k = 2, 3$ pro další spektra.

Pro incidenci kolmou $i = 0$ vychází:

$$l \sin D = k\lambda.$$

Pro úchylku minimální $i = \alpha$ vychází:

$$2l \sin \frac{D}{2} = k\lambda.$$

V obou těchto hlavních případech je tedy sinus úchylky buď celé neb poliviční úměrný délce vlny, a poněvadž úchylky jsou dosti malé, možno approximativně říci, že sinusy její jsou téměř rovné tangentám, tak že rozloha barev na rovném stínítku projekčním jest úměrna délce vlny čili že barvy pokračují ve spektru téměř jako délky vlny světelné. Tím se též stává, že spektra různých mřížek jsou sobě podobná, což dokonce neplatí pro spektra hranolová. Vzhledem k uvedeným přednostem označujeme spektra mřížkova za normální. *]

[* § 230. Mřížky na odraz

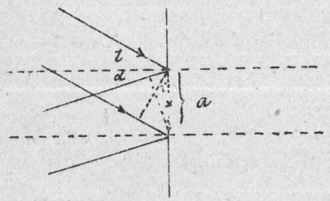
[* V novější době nabyly velké důležitosti mřížky na odraz nanášené jemným dělícím strojem na plochách kovových z pravidla cylindrických, a tu zase zejména na cylindrických plochách průřezu kruhového. Veškeré úvahy dřívější, odvozené pro světlo, které mřížkou prochází, platí též pro světlo, kteréž se mřížkou odráží; rozdíl dráhový δ při incidenci i a úhlu ohybovém α je jako dříve dán výrazem

$$\delta = x(\sin i + \sin \alpha),$$

jenom že zde jest úhel α z pravidla negitivní (obr. 188), tak že nutno míti

$$\delta = x(\sin i - \sin \alpha);$$

ob. 188.



neboť paprsek odražený ve vzdálenosti x má proti odraženému paprsku nullovému dopadem sice retardaci dráhovou $x \sin i$, ale ohybem při úhlu α akceleraci dráhovou $x \sin \alpha$, poněvadž z pravidla paprsek ohybem zpět se šířící leží na opáčné straně kolmice dopadu. Kdyby ležel na téže straně kolmice dopadu, byl by úhel α ovšem positivní.

Jsou-li na kovové cylindrické ploše naneseny „štěrbiny" (t. j. místa dokonalé reflexe), šířky a a mezery (t. j. vrypy, které špatně odrážejí) šířky b, platí pro vznik maxim při velmi velikém počtu vrypů jako dříve

$$(a+b)(\sin i - \sin \alpha) = k\lambda.$$

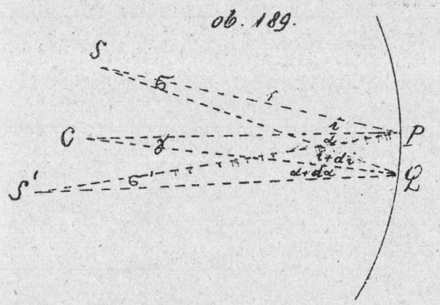
Budiž nyní S svítící uzounká štěrbina rovnoběžná s osou válce, jež se do roviny nákresné promítá jako bod (obr. 189); SP a SQ buďtež dva sobě nekonečně blízké paprsky, jež na křivou plochu cylindrickou dopadají pod úhly

$$i \text{ a } i + di$$

a odrážejí se při úhlu ohybovém

$$\alpha \text{ a } \alpha + d\alpha.$$

ob. 189.



Jsou-li dále σ a σ' nekonečně malé úhly paprsků dopadajících PSQ a ohybem se odrážejících $PS'Q$, a je-li γ úhel rovněž nekonečně malý normál PCQ, platí následující relace:

supplementární úhly při L a L' jsou si rovny, t. j.

$$\sigma + i = \gamma + i + di, \quad \text{tudíž} \quad di = \sigma - \gamma$$

$$\gamma + \alpha = \sigma' + \alpha + d\alpha, \quad \text{tudíž} \quad d\alpha = \gamma - \sigma'.$$

Vedle toho jest:

$$\sin i - \sin \alpha = \text{Const} \quad \text{"} \quad \cos i\, di - \cos \alpha\, d\alpha = 0.$$

Značí-li $PS = r$, $PS' = r'$, $PC = R$, $PQ = e$, jest dále:

$$r\sigma = e \cos i, \quad R\gamma = e, \quad r'\sigma' = e \cos \alpha.$$

Z rovnic těchto odvozujeme následující závěrečné:

$$(\sigma - \gamma)\cos i = (\gamma - \sigma')\cos \alpha$$

$$\left(\frac{\cos i}{r} - \frac{1}{R}\right)\cos i = \left(\frac{1}{R} - \frac{\cos \alpha}{r'}\right)\cos \alpha$$

$$\frac{\cos^2 i}{r} + \frac{\cos^2 \alpha}{r'} = \frac{\cos i + \cos \alpha}{R}$$

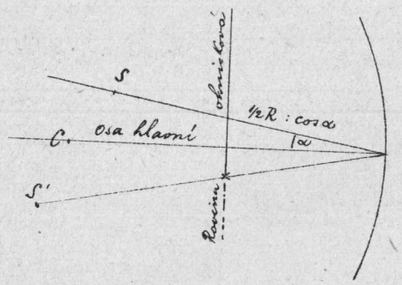
Z rovnice této lze snadno počítati r', je-li dáno r. Plocha cylindrická může všeobecně býti jakákoliv, v bezprostředním sousedství nekonečně blízkých bodů může ovšem za kruhovou býti pokládána, při čemž R značí poloměr křivosti. Při tom můžeme r a i považovati za polární

souřadnice bodu S, r' a α za polární souřadnice bodu S'. Opisuje-li S nějakou křivku, pak S' opisuje také křivku — křivku fokální ustanovenou hořejší souměrnou rovnicí.

1.) Pro $i = \alpha$, t. j. pro střední bílý obraz bodu S ve zjevu ohybovém, přejde rovnice tato ve známou relaci, jakáž platí pro „vedlejší osu" zrcadla dutého při odrazu světla

$$\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} = \frac{2}{\frac{R}{\cos\alpha}},$$

při čemž $\frac{1}{2}\frac{R}{\cos\alpha} = f'$ jest „dálka ohnisková" měřená na ose vedlejší od zrcadla až k průseku osy s rovinou ohniskovou. (obr. 190)



2.) Při $i = -\alpha$ obdržíme relaci identickou platící pro minimum deviace" $D = i + \alpha$, když jest α počítáno na tutéž stranu kolmice dopadu a úhel $i = \alpha = \frac{D}{2}$.

Je-li při tom $R = \frac{r}{\cos i}$, je též $R' = \frac{r'}{\cos\alpha}$, t. j. v tomto případě padne ohybový obraz bodu S na tento bod samotný, při čemž i čili α ovšem souvisí s délkou vlny světelné dle relace

$$2(a+b)\sin\frac{D}{2} = k\lambda.$$

3.) Případ poslední je zase speciálním pro jiný všeobecnější. Je-li všeobecně — nechť α jest positivní nebo negativní, D pak jakékoliv — $R = \frac{r}{\cos i}$, je součástně $R' = \frac{r'}{\cos\alpha}$.

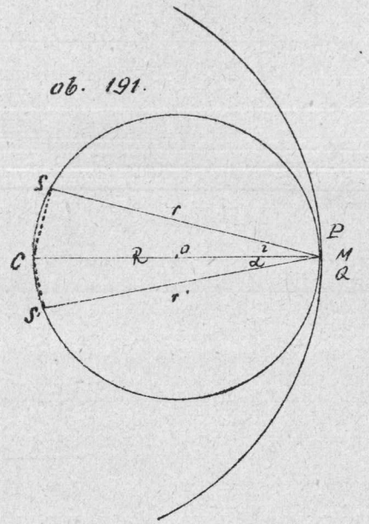
To znamená: Pohybuje-li se S na obvodě kruhu průměru R (obr. 191), pohybuje se též S' na obvodě téhož kruhu. Obrazy ohybové bodu S jsou tudíž vesměs rozestřeny po obvodu tohoto kruhu. Případu tohoto užil H. A. Rowland.

4.) Je-li mřížka rovnou, t. j. $R = \infty$, vychází

$$\frac{\cos^2 i}{r} + \frac{\cos^2\alpha}{r'} = 0,$$

t. j. r a r' mají znamení opáčná — případ analogický se zrcadlem rovným. *)

ob. 191.



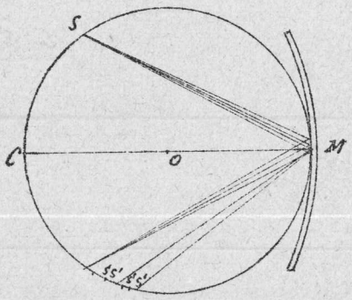
[*§231. Konkavní mřížky Rowlandovy.

[*Rowland zhotovil velmi jemné mřížky na hlazené ploše sférické tak totiž, že vrypy byly průseky rovnoběžných a aequidistantních rovin s hlazenou plochou sférickou, střední pak vryp procházel zároveň středem plochy sférické.

Budiž (obr. 192) taková mřížka konkávní, M budiž její centrální vryp, C střed sférické plochy. Dle předešlého dává zdroj S umístěný na obvodu kruhu, opsaném nad MC jako průměrem obraz v bodu S', který je na témže kruhu, a platí tu rovnice

$$(a+b)(\sin i - \sin\alpha) = k\lambda.$$

ob. 192.



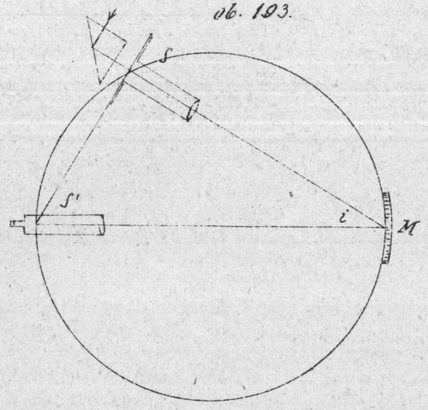
Mřížka montuje se pak na tři ramena stejně dlouhá, z nichž jedno OM je pevné, další dvě OS a OS' jsou pohyblivy. V místě S postavíme štěrbinu rovnoběžně s vrypy mřížky, na rameně OS' montujeme pak dalekohled, kterým mohou býti spektra pozorována. V tomto spůsobu upravil svá pozorování S. P. Langley.

Jinou modifikaci zavedl prof. Rowland.

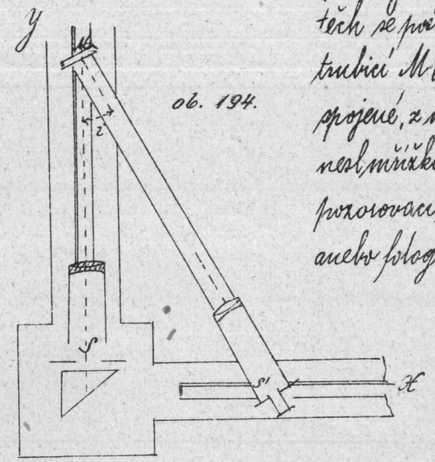
Aby docílil většího ohybového pole, volil pozorovati při úhlu ohybovém $\alpha = 0$, tak že rozdíly fásové vznikaly jen různou incidencí i stanovenou rovnicí

$$(a+b)\sin i = k\lambda.$$

Stálost úhlu $\alpha = 0$ byla zaručena pevným spojením pozorovacího dalekohledu s mřížkou (srovnej obr. 193. a 194.) a to pomocí kovové duté trubice délky MS', kteráž se rovná poloměru zakřivení R mřížky. Periferickou polohu bodu S a S' na obvodě kruhu průměru R zaručil mechanicky tím, že při konstantní vzdálenosti $MS' = R$ směry SM a SS' uzavíraly stále pravý úhel. K tomu cíli byly na dlouhých těžkých dřevěných latích SX a SY v pravém



ob. 193.



ob. 194.

úhlu k sobě postavených upevněny železné koleje, na těch se pošinovaly vozíčky trubicí $MS' = R$ spolu spojené, z nichž jeden nesl mřížku M, druhý pozorovací dalekohled- anebo fotografickou komoru.

Štěrbina se osvětlovala pomocí totálně odrážejícího hranolku a byla eventualně spojena s kollimátorem.

Ku konci připojme některé poznámky praktické.

Pro obyčejné měření (absorpční atd.; postačí mřížka s 5000 čárkami na 1 cm, pro měření ve světle ultrafialovém jemnější aspoň s 10000 čárkami. Mřížka musí býti dost veliká, dělení má býti provedeno po šířce 10 až 12 cm. Poloměr křivosti bývá asi 6 cm, fotografické desky skleněné 38 cm dlouhé, 4 cm široké lze v tomto poloměru křivosti ohnouti bez obavy, že se zlomí.

Rowlandových mřížek v uspořádání popsaném lze užíti k velmi přesnému měření délky vlny. Poznali jsme, že tu platí

$$k\lambda = (a+b)\sin i.$$

Poněvadž však délka pohyblivého ramene MS' je stále $= R$, jest $\sin i$ úměrný vzdálenosti SS' a tudíž také λ úměrno této vzdálenosti. Známe-li řád spektra k a veličinu $a+b=l$, šířku vrypu + šířku místa odrážejícího, lze na rameni SS' nanésti přímo hodnoty λ. Takovou graduací délky SS' pro spektra různých řádů lze spektrum mřížkové velmi jednoduše fotografovati. Kamenu u S' postavíme dle škály SS' nanešené, pro délku vlny těch paprsků, které chceme fotografovati, pak exponujeme. Na to můžeme pošinouti S' pro jiné paprsky a exponovati poznovu. Tak lze celé spektrum fotografovati na jediné desce

v několika minutách od čáry F až k nejzazšímu konci fialového světla. Práce tato při jiném uspořádání trvá několik dní.

Na druhé straně nelze ovšem zamlčeti, že zhotovení dobré mřížky vyžaduje veliké píle a trpělivosti jednak při hotovení dobrého šroubu, jinak při vyhledávání vhodného diamantu k rytí. A i když vše je v pořádku, pak rytí mřížky 12 cm dlouhé s 10000 čárkami na 1 cm vyžaduje nepřetržité práce po 5 dní a 5 nocí. Snadněji ryjí se mřížky na kovu než na skle, neboť zde ostří démantu se během práce mění.

Při velmi jemných měřeních nutno pamatovati též, že se teplotou délka $a+b$ mění, že teplota a tlak vzduchu mají vliv na délku vlny pro vzduch, kterouž pak nutno přepočítati na vacuum atd. Vůči všem vylíčeným obtížím podařilo se přece nalézti pro délky vln světelných hodnoty velmi přesné tak, že nejistota jde nanejvýše do čtvrtého místa. Na př. pro čáru D_1 udávají se od různých pozorovatelů (Angström, Müller a Kempf, Kurlbaum, Peirce, Bell) hodnoty $D_1 \ldots \lambda = 589{,}58$ až $589{,}62\ \mu\mu$, tudíž difference největší jen $0{,}04\ \mu\mu$ čili sotva $0{,}01\%$. *)

O polarisaci a dvojlomu světla.

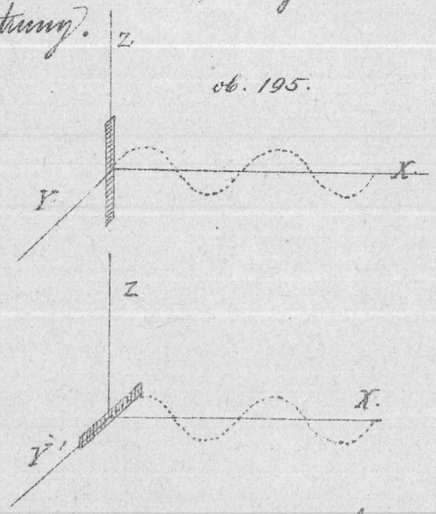
§ 232. Základní pojmy a definice.

Vysvětlujíce úkazy až dosud v optice theoretické popsané, pokládali jsme světlo za zjev, jehož podstatou jest periodicita, což vyjádřili jsme nejjednodušeji formulací, že jest světlo oscillačním pohybem ethern; zda-li podélným nebo příčným, nebylo stanoveno. Jak jsme již v úvodu upozornili, předpokládal Huygens, zakladatel undulační theorie světla, opíraje se o analogie akustické oscillace longitudinální. Seznáme však nyní úkazy nové, tak zvané polarisační, které vlastně Huygens první sám již byl pozoroval, jež pak Newton hleděl v souvislost mésti se svým názorem o „náklonnostech" částeček světel-

mých k odraze neb k průchodu, a jež konečně Fresnel vyvětlil tou zásadu modifikací theorie undulační Huygensovy, že předpokládal svítivá částečky etherových transversálně.

Objasněme si věc známou analogií. Vlnění pravá jsme viděli podélná a příčná. Vzmáh na př. chvějé se pouze podélně nebo příčně. Známe-li myšlenku, jaké vlnění etherem, které je podstatou světla, nečiníme všeobecnosti žádnou újmu předpokládajíce, že skládá se ono vlnění jednak ze složky longitudinálné a jednak ze složky transversálné. Zda li obě tyto složky jsou při vlnění světelném zastoupeny či jenom jedna z nich, o tom rozhodne pokus. Nicházející otázku tu prozatím bez odpovědi, uvažujme případ napjaté struny. Struna tato třeba po délce rozechvěje se longitudinálně a vydá ton určité výšky. Lač-li ji však uvésti v oscillacní pohyb transversálním na př. smyčcem, pak struna chvějíc se příčně, vydá jiný ton. V prvém případě chvěje se struna tak, že tento pohyb nemění trvánost její vzhledem k jakékoliv rovině, kterou si myslíme proloženou body, kde je struna upevněna. V případě druhém však chvěje struna v určité rovině položené zmíněnými dvěma body, má tedy jakoby dvě struny.

Myslíme si nyní, že by struna měla procházeti štěrbinou, jež stojí v rovině kolmé na směr struny (obr. 195), a jejíž šířka jest jen málo větší než tloušťka struny.

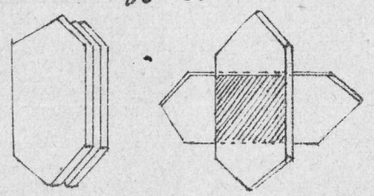


obr. 195.

Chvějo-li se struna podélně pak můžeme štěrbinu kolem struny jako osy otáčeti jakkoliv — pohybu struny stěny - štěrbinou omezující nikterak nepřekáží.

Chvějo-li se však struna příčně, pak jen určitá poloha štěrbiny připouští kmity úplně volné; stáčíme-li štěrbinu z té polohy o nějaký úhel, překážejí pohybu alespoň částečně stěny štěrbinu obklopující, a v případě že by štěrbina byla z původní polohy o 90° otočena, struna vůbec na tom místě se chvěti nemůže.

Methodou analogickou můžeme odkrýti povahu světelných vibrací, použíce k tomu dvou destiček turmalínových rovnoběžně s osou krystallickou seříznutých. Dopadá-li papírek světelný na jednu takovou destičku kolmo, prochází část světla destičkou, ale toto světlo jeví vlastnost analogickou transversálně rozechvěné struny. Dopadne-li toto světlo na druhou destičku turmalínovou, pak jí prochází bez změny jen při určitém postavení této druhé destičky. Otáčíme-li druhou destičkou a to tak, aby papírek dopadající byl zároveň osou rotace, tu jen při souhlasném postavení obou destiček prochází světlo i destičkou druhou, jinak prochází jen částečně, a v poloze od původní o 90° otočené neprochází vůbec, tak že pozorovatel díval se tento otočenou destičkou druhou má dojem tmy.


obr. 196.

Otáčíme-li destičkou dále, objeví se největší intensita světla procházejícího, dostoupí-li opět otáčením zpětné 90°, tedy celkem 180°, mění se při dalším postupu v otáčení, až je při 270° minimální, a vrací se plná intensita zase při 360°.

Otáčení myšlené je ovšem relativné - t. j. použije jednou destičkou; otáčení obou nevyvolává v intensitě papírku myšlého změny žádné.

V příkladu právě uvedeném jeví se analogie s příkladem akustickým. Jako tam struna má strany, tak pravíme zde, že světlo má poly, jeví polárnost, jest polarisováno - název, který - jak známo - byl ještě zaveden na základě emanační theorie světla.

Jediná destička nedává při otáčení popsaného účinku - nemá tedy obyčejné světlo polarity, teprve když turmalínovou destičkou projde, je polarisováno, a poněvadž se tato polarisace jeví vztahem k určité rovině papírkem světelným proložené, říkáme, že světlo je rovinně polarisováno. Poněvadž pak v jednom vzájemném postavení obou desek nepronikají žádné světla deskou druhou, soudíme, že světlo záleží pouze v příčné vibraci etheru.

Položíme-li papírkem světelným a směrem těchto vibrací příčných rovinu, oddělíme

rovinu kmitovou čili vibrační; všechny částečky éthern kmitají v této rovině k paprsku kolmo.

Rovina položená paprskem světelným k této rovině vibrační kolmo, zove se dle Fresnela rovinou polarisační.

Kmity částeček étherových dějí se tudíž k rovině polarisační souměrně. Tím nabývá rovina polarisační významu názorného. Při experimentech o polarisaci jest s výhodou z důvodů didaktických k usnadnění přehledu tuto rovinu vždy určitým a týmž spůsobem voliti. Poněvadž z pravidla užíváme světla slunečního, při němž paprsky sluneční heliostatem směrem vodorovným do síně optické řídíme, je výhodno, když se tyto paprsky (na př. turmalínem) polarisují, voliti rovinu polarisační vždy vertikálně, tak že kmity jdou směrem horizontálním. Tak to v následujícím vždy budeme předpokládati.

V onom původním pokusu zoveme první destičku turmalínovou, kterou se světlo polarisuje, zkrátka polarisatorem, druhou pak, kterou se poznává, že světlo je polarisováno, analysatorem.

§233. Polarisace odrazem.

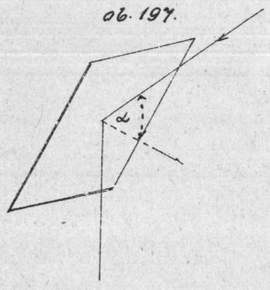
Polarisace světla turmalínem zakládá se, což později ještě seznáme, na dvojlomu. Jak v úvodu historickém bylo uvedeno, vzešla první známost o tom, že světlo po případě na různé strany různě se chová, z úkazu dvojlomu, neboť Huygens studuje světlo islandským vápencem procházející první tuto vlastnost a zjevy na ní založené pozoroval, tím že dva vápence kladl na sebe; jeden z nich byl pak jakoby polarisatorem, druhý analysatorem. On sám nemohl však tyto zjevy vysvětliti; praví v té příčině: Mais pour dire comment cela se fait, je n'ay rien trouvé jusqu'icy qui ne satisfasse."

Pozorování Huygensova zůstalo na dále nepovšimnuto po více než jedno století. Teprvé v prvém desítiletí našeho století vznikl nový popud a sice objevem, kterýž nahodile r. 1808 učinil Malus, a o kterémž v úvodu bylo obšírněji jednáno.

Dopadá-li světlo bílé na odrážející rovinu skla nebo rovinu vodní a pod., nabývá odrazem vlastností podobných těm, kteréž ukazuje světlo prošedší turmalínem; pravíme zkrátka, že se odrazem polarisuje. Avšak tato polarisace závisí na úhlu α

dopadu (obr. 197); jen při jistém úhlu dopadu jest polarisace nejúplnější; určitý tento úhel dopadu zove se úhlem polarisačním; je-li úhel dopadu jiný, je polarisace jen částečná.

ob. 197.



§234. Zákon Brewsterův.

Závislost polarisace na úhlu polarisačním seznal již Malus; seznal též, že úhel ten jest pro každou látku jiný. Avšak teprve David Brewster (1815) na základě svých měření úhlu polarisačního na 18 látkách uhodl — srovnáním číselného materiálu — jednoduchý vztah, pro který odůvodnění podal později Fresnel

$$\operatorname{tg} \alpha = n.$$

Z tohoto vztahu je pak jasno, že úhel polarisační — tak jako exponent lomu — je podmíněný kvalitou světla, že je tedy jiný pro různé barvy ve světle bílém zastoupené, a že tudíž světlo bílé odrazem nemůže býti dokonale polarisováno. To platí ovšem hlavně o látkách světlo silně rozptylujících, na př. o sklu flintovém; sklo korunové, jehož pro účely polarisační nejvíce se užívá, nenáleží k látkám těm a proto různost úhlu α pro různé barvy zde tak mnoho nevadí.

Jak se věc číselně jeví, ukazuje příklad následující.

$$\operatorname{tg} \alpha = n.$$

	n_A	n_H	α_A	α_H	Differ.
Sklo korunové lehké	1,5100	1,5312	56°29',1	56°51',1	22',0
Sklo flintové těžké	1,7350	1,8110	60° 2',5	61° 5',6	63',1

Pro extremní hodnoty délky vlny světelné t. j. pro čáry Fraunhoferovy A a H činí tedy rozdíl v úhlu polarisačním při lehkém skle korunovém asi $\frac{1}{3}°$, naproti tomu při těžkém skle flintovém přes 1°.

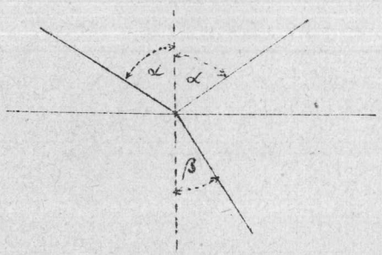
Geometrický význam zákona Brewsterova je velmi jednoduchý; při dokonalé polarisaci je paprsek odražený kolmým na paprsek lomený (ob. 198)

Je-li totiž

$$\operatorname{tg}\alpha = n$$

čili $\dfrac{\sin\alpha}{\cos\alpha} = \dfrac{\sin\alpha}{\sin\beta}$,

ob. 198.



jest patrně $\cos\alpha = \sin\beta$

tudíž $\alpha + \beta = 90°$.

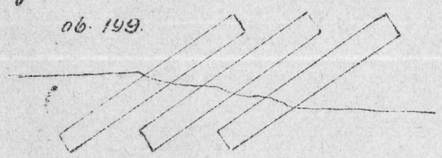
Poznamenati dlužno, že ze zákona Brewsterova, když se α empiricky stanoví, lze naopak počítati n. Této jednoduché methody lze s prospěchem užíti u látek neprůhledných. Tak byl nalezen exponent lomu (střední) na př.

uhlí kameného = 1,701,
rohoviny = 1,565.

§ 235. Polarisace lomu.

Malus objeviv r. 1808 polarisaci odrazem, obrátil později svou pozornost též k paprsku lomenému a zjistil, že také tento ukazuje stopy polarisace, že však polarisace tato je opačného smyslu než polarisace odrazem. Řekněme tedy, že polarisační roviny obou paprsků, odraženého a lomeného, jsou k sobě kolmé. Opakuje-li se odraz a lom na několika destičkách skleněných, stávají se paprsky takovou soustavou sklíček procházející postupně vždy slabšími v intensitě, ale za to dokonaleji polarisovány (obr. 199).

ob. 199.



Malus podal o svém objevu zprávu r. 1811. Krátce na to téhož roku vystihl též rozdíl mezi zrcadly průhlednými (na př. sklem) a neprůhlednými (kovem). Při odraze nastává polarisace ve dvou na sobě kolmých rovinách. Paprsek v jedné rovině polarisovaný se odráží, ve druhé polarisovaný vniká do ústředí odrážejícího. U zrcadel kovových však nevniká tento paprsek do ústředí

odrážejícího, nýbrž také se odráží – proto se jeví světlo na zrcadlech kovových odražené téměř nepolarisovaným. Vzkutku vzniká zde polarisace zvláštního druhu (elliptická).

Podle Fresnela předpokládáme, že rovina polarisační paprsku odraženého jest identická s rovinou dopadu. Dle toho je pak rovina polarisační paprsku lomeného k rovině lomu kolmou.

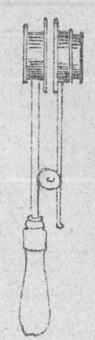
§ 236. Apparáty polarisační.

Ke studiu úkazů polarisačních seřizujeme zvláštní přístroje, tak zv. polarisační. Jich úprava řídí se především dle toho, mají-li sloužiti pozorování subjektivnímu nebo objektivnímu (t. j. projekcí úkazů polarisačních).

Každý apparát polarisační obsahuje jakožto hlavní části: polarisator a analysator. Jsou montovány buď nad sebou (ve smyslu vertikálním) anebo za sebou (ve smyslu horizontálním). Jich roviny polarisační tvoří hlavní roviny polarisačního apparátu. Při pozorování bývají tyto hlavní roviny buď skřížené (v úhlu 90°) nebo souhlasné (v úhlu 0°). Obyčejně může se analysator otáčeti kolem osy celého apparátu, při čemž lze často úhel, o který se otočí, na děleném kruhu odečísti.

Nejjednodušší apparát polarisační jsou „turmalinové kleště" (obr. 200.)

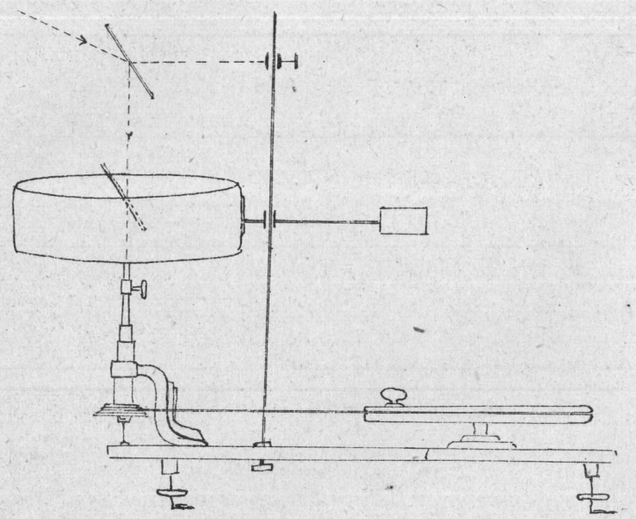
ob. 200.



Polarisátorem i analysátorem jsou zde destičky turmalinové. K účelům, jimž později porozumíme, bývá připojena čočka spojná (dávající světelné pole velké divergence) a dvě tak zvané destičky čtvrtvlnové. Vadou turmalinu jest, že jeho destičky nejsou čiré, nýbrž zbarvené, tak že tím pole světelné není bílé, nýbrž barevné. Nejlepší jsou ještě destičky turmalinové slabě zelené nebo žlutavé.

K účelům demonstrování základních zjevů polarisace odrazem slouží apparát (Stöhrer) montovaný na centrifugálním stroji (obr. 201).–

ob. 201.



Polarisatorem a analysatorem je zde zrcadlová deska skleněná na zadní ploše cerněná, aby se obraz dál jen na ploše přední.

Svazeček rovnoběžných paprsků slunečních řídí se (pomocí totálně odrážejících hranolů) šikmo na polarisator, tak aby paprsky dopadaly v úhlu polarisačním (asi 57°) a odrážely se vertikálně dolů.

Rovina polarisační jest tedy vertikální. Paprsky se pak zachytí analysatorem též v úhlu polarisačním zařízeném; také jeho rovina polarisační je vertikální.

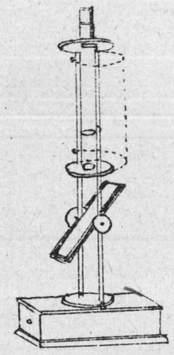
Analysator se otáčí kolem vertikální osy centrifugálního stroje, která je tedy identická ve směru paprsků na analysator dopadajících. Tím mohou hlavní roviny tohoto apparátu polarisačního k sobě přijíti do úhlů libovolných. Projekční stena je zde skleněný drsně broušený válec. Aby projekce paprsků byla ostrou, užívá se projekční (slabé) čočky, která reálně zobrazí na válci otvor kulatý při heliostatu.

Zvláštností tohoto apparátu jest rotující analysator, kterým se obrazy na projekční stěně seřadí vedle sebe tak, že při otáčení dosti rychlém — následkem trvání dojmu zrakového — se objeví spojitý kruh světelný měnlivé intensity, kteráž na místech, jež odpovídají skříženým hlavním rovinám, klesne téměř na nullu. Hodí se tedy tento apparát velmi dobře k současnému přehledu zjevů, jež bychom jinak po sobě pozorovali.

Obraz 202 ukazuje jiný polarisační apparát mnoho užívaný, který sestrojil mechanik Nörremberg.

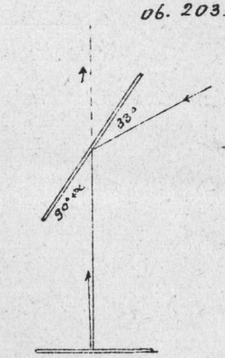
Polarisatorem jest zde skleněná (zrcadlová) průhledná deska

ob. 202.



Ze všech paprsků v rozmanitých směrech v diffusním světle denním na desku dopadajících a se směrem dolů odrážejících přijdou pro vlastní pozorování jen ty k platnosti, které se odráží přesně vertikálně (obr. 203), tak že na dolejším k ose apparátu kolmo položeném horizontálním zrcadle se rovněž vertikálně do směru osy odrážejí. Tím je dle zákona tj. $\alpha = n$ určeno postavení desky k ose apparátu (α asi $= 57°$, $90 - \alpha = 33°$), kteréž se ostatně nejlépe zkusmo určí; k orientaci jest však od desky malý goniometer připojen.

ob. 203.



Analysatorem je buď zrcadlová destička na zadní ploše cerněná a již ve správném sklonu do pouzdra zasazená anebo soustava skliček. Tato má tu výhodu, že současně lze pozorovati na odraz i na lom paprsků v analysatoru. Další analysatory při apparátu se nalézající (nikol, achromatisovaný hranol vápencový) mají základ ve dvojlomu.

Analysator lze otáčeti a lze na alhidadě a děleném kruhu úhly odečísti.

Pro projekci zjevů polarisačních sestrojil J. Duboscq polarisační apparát zvláštní, kterým se také v přednáškách našich veškeré zjevy polarisační objektivně předvádějí. Uspořádání jeho je různé dle povahy experimentů, které se mají objektivně předvésti. Uvedeme tudíž toto uspořádání později při jednotlivých experimentech zvlášť.

§ 237. Základní zjevy dvojlomu světla.

Jak v úvodu historickém vyloženo, učinil Erasmus Bartholinus (1669) překvapující objev dvojlomu na vápenci islandském. Paprsek světelný dopadající na krystal vápence islandského rozštěpuje se ve dva, z nichž jeden láme se dle známého zákona Snelliova, druhý však nejen že se co do úhlů dopadu a lomu neřídí zákonem tímto, ale i vystupuje z roviny dopadu

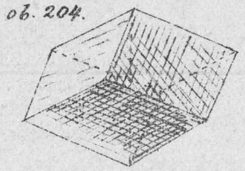
Po několika letech Huygens vysvětlil úkaz dvojlomu na základě své theorie undulační a objevil – jak již zmíněno – „podivuhodný zjev" polarisace.

Ukazuje se pak všeobecně, že všechna tělesa krystallická, pokud není základní jich formou kostka, dále ústrojné látky, jichž částice jsou uspořádány pravidelně a všechna tělesa ve stavu nestejného napjetí jeví vlastnost dvojlomu.

Rozštěpení paprsku dopadajícího ve dva záleží na směru paprsku dopadajícího vzhledem k přirozeným plochám krystalu. Každý dvojlomný krystal obsahuje aspoň jeden směr, v němž žádného rozštěpení není. Tento směr nazývá se optickou osou. Dopadá-li paprsek kolmo k ose optické, pak rozštěpení jeho ve dva paprsky jest největší.

Pro pozorování úkazu dvojlomu nejlépe se hodí vápenec islandský, jehož krystaly mohou býti redukovány na jednu základní formu, t. j. formu klence čili rhomboedr. Tento klenec (obr. 204) omezen je šesti rovnoběžníky, jichž úhly jsou 101°55' a 78°5. Dva rohy protilehlé klence tvořeny jsou třemi úhly, ostatní 4 rohy tvoří vždy jeden tupý a dva ostré úhly. Směr vedený jedním z obou rohů prvějších, tak aby svíral se všemi třemi stěnami týž úhel, slyje osou krystalu. Jsou-li strany rhomboedru stejny, pak je přímka spojující rohy A, B jakož i každá jiná s touto přímkou rovnoběžná osou krystalu.

ob. 204.



Plochy klence omezující skloněny jsou k sobě pod úhly 105°5' a 74°55'.

Majíce dvojlom islandským vápencem studovati, vezměme trojnožku a položme na ni skloněnou desku (obr. 205), pod kterou dáme zrcádko, aby nejlepší denní světlo (na př. od bílých oblak) odráželo. Na desku položíme dále černý papír, v němž učiníme malé otvory buď kulaté neb formy čtverečné, křížovité a pod., na ty pak dáme krystal. Vidíme dva obrázky. Dívajíce se pak kolmo na přirozenou plochu krystalu, otáčíme-li tímto nad otvorem, zůstává jeden obrázek v klidu, druhý pak kolem něho opisuje kruh. První obrázek vidíme poněkud blíže než druhý, přímka oba spojující má pak směr diagonály té stěny, jíž pozorujeme.

ob. 205.



§ 238 Polarisace dvojlomem.

Ten paprsek, který v dvojlomném ústředí láme se dle zákona sinusového, nazývá se řádným (ordinárním), druhý pak mimořádným (extraordinárním). Deskou turmalinovou lze dokázati, že oba paprsky jsou rovinně polarisovány. Dvojlomem se tedy světlo polarisuje rovinně. Z toho však následuje, že i dvojlomné ústředí jsouc polarisatorem hodí se též za analysator, a že tedy paprsek jedním krystalem vápencovým ve dva rozdělený (v O a E, řádný, mimořádný) a v obou rovinně polarisovaný může býti druhým krystalem vápence zkoumán.

Je-li druhý krystal souhlasně postaven, pak je celý případ aequivalentní průchodu paprsku krystalem větších rozměrů v tom případě tedy prochází paprsek O jako O a paprsek E jako E krystalem druhým. Když však druhým krystalem otočíme, pak oba paprsky O a E rozštěpí se ve dva nové tak že 4 paprsky vycházejí z krystalu druhého. Řádný paprsek O z prvého krystalu vystupující rozdělí se ve dva O_o a O_e, řádný a mimořádný v krystalu druhém a podobně se také mimořádný E z prvého krystalu rozdělí v jeden řádný E_o a druhý mimořádný E_e. Otočíme-li druhým krystalem dále, pak paprskům O_e a E_o na jasnosti přibývá, za to však druhý pár paprsků O_o a E_e stává se méně a méně jasnějším, až konečně dva tyto paprsky zmizí, otočí-li se druhý krystal o 90°. Zbývají pak jen dva paprsky O_e a E_o. Otáčí-li se druhým krystalem ještě dále, stávají se tyto paprsky méně jasnými za tím, co druhý pár paprsků O_o a E_e se znovu objeví a stoupá v intensitě, až se krystal otočí o 180°. V této poloze stává kombinace obou krystalů pouze dva paprsky O_o a E_e jako z počátku. V jedné posici druhého krystalu tedy procházejí oba paprsky úplně volně, tedy řádný paprsek jako řádný, mimořádný jako mimořádný, v posici o 90° odchýlené láme druhý krystal paprsek řádný jako mimořádný a mimořádný jako řádný, v posici intermediální láme krystal druhý oba paprsky dvojitě.

Pokusem lze tyto úkazy velmi pěkně studovati v této formě. Nechť dopadá světlo rovnoběžných paprsků z kruhového otvoru na první krystal, pak na stínítku vznikají dva kruhové obrazy, jeden pro paprsek řádný, druhý pro paprsek mimořádný. Dopadá-li pak světlo ještě na krystal druhý, rozdělí se všeobecně oba paprsky zase každý ve 2, tak že na stínítku vzniknou celkem čtyři obrázky, jichž intensita se dle vzájemného postavení obou vápenců mění. Úkaz se předvádí v projekci vhodnou čočkou. Krystaly dlužno umístiti hned za otvorem. Velmi pěkně lze tento pokus modifikovati, když se místo vápencových krystalů užije dvou „achromatisovaných hranolů vápencových" (viz později), čímž se dosáhne větší divergence paprsků řádných a mimořádných a tím na stínítku širší rozlohy obrazů, kteréž jinak při krystalech vápencových obyčejných jsou velmi těsně u sebe. Effektním stává se pak pokus, když druhý z obou achromatisovaných hranolů vápencových se dá rychle otáčeti kolem paprsku dopadajícího jako osy. V této modifikaci pokusu lze položiti oba achromatisované hranoly vápencové přímo za sebe, nikoli hned za otvor, nýbrž za čočku do její ohniskové roviny, kde se svazek paprsků zúžuje.

Co se týče jich roviny polarisační paprsku řádného a mimořádného při dvojlomu, stanovíme následující: Je obyčejem každý řez krystalu, kterýž je veden osou jeho, zváti hlavním řezem. Při tom připomínáme, že osa není snad určitá přímka, nýbrž určitý směr v krystalu.

Paprsek řádný jest polarisován v hlavním řezu, paprsek mimořádný v rovině k němu kolmé.

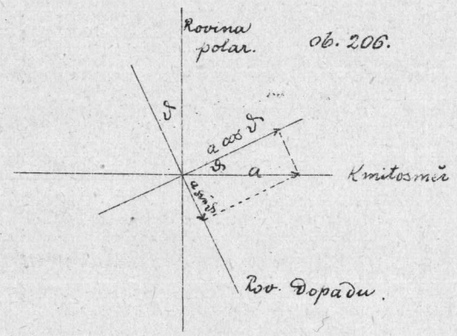
U paprsku řádného jest tedy kmitosměr vždy kolmý k ose; u paprsku mimořádného může kmitosměr býti k ose jakkoliv šikmým.

Na dvojlomu zakládá se též polarisace turmalinem, o níž jsme jednali ve výkladech úvodních. Turmalin jest též ústředím dvojlomným, při tom však též ústředím absorpčním. Zajímavo je však, že mohutnost absorpční je pro řádný paprsek značně větší. Máme-li tedy destičku turmalinovou, jejíž roviny jsou hlavním řezem (t. j. s osou rovnoběžné) a je-li tloušťka destičky dostatečná, absorbuje se paprsek řádný úplně, tak že

vychází jen paprsek mimořádný, u něhož kmity jdou rovnoběžně s osou.

§ 239 Zákon Malusův.

Mějme za to — dle theorie Fresnelovy — že směr vibrace je kolmý k rovině polarisační. Nechť světlo dopadající je polarisováno v rovině, která s rovinou dopadu tvoří úhel Θ (obr. 206).



Amplituda a světla dopadajícího může býti rozložena ve dvě komponenty; $a \cos \Theta$ je vložka kolmá k rovině dopadu, $a \sin \Theta$ je vložka s rovinou dopadu rovnoběžná. První je polarisována v rovině dopadu a odráží se, druhá je polarisována v rovině kolmé k rovině dopadu a prochází. Je tedy světlo odražené polarisováno v rovině odrazu a jeho intensita je úměrna $\cos^2 \Theta$. Tím je zákon Malusův odvozen.

Světlo obyčejné rozděluje se krystalem v paprsky dvou druhů polarisované rovinně a to v rovinách k sobě kolmých. Zákon Malusův opravňuje nás pozorovati světlo obyčejné jako světlo složené ze dvou druhů světel polarisovaných v rovinách k sobě kolmých.

Svírá-li rovina polarisační světla prvého druhu s rovinou odrazu úhel α, pak rovina polarisační světla druhého druhu svírá úhel $90-\alpha$. Je-li J intensita světla každého z obou světel, pak intensity odražených paprsků jsou $J\cos^2\alpha$ a $J\sin^2\alpha$ a jich součet

$$J\cos^2\alpha + J\sin^2\alpha = J,$$

jest výslednou intensitou světla odraženého. Jest tedy intensita obyčejného světla odraženého stálou a nezávislou na poloze roviny odrazu ku paprsku.

Dopadá-li paprsek světla intensity J na krystal vápence, pak rozdělí se na paprsek řádný intensity $\frac{J}{2}$ a paprsek mimořádný intensity $\frac{J}{2}$;

dopadají-li tyto paprsky na druhý krystal, následuje dle zákona Malusova tato subdivise:

Světlo dopadající:	První krystal:	Druhý krystal:	Rovina polar.:	Součet:
J	$O = \frac{J}{2}$	$O_o = \frac{1}{2} J \cos^2\alpha$	0	$\frac{1}{2} J$
		$O_e = \frac{1}{2} J \sin^2\alpha$	90	
	$E = \frac{J}{2}$	$E_o = \frac{1}{2} J \sin^2\alpha$	0	$\frac{1}{2} J$
		$E_e = \frac{1}{2} J \cos^2\alpha$	90	

J

Dopadá-li světlo na plochu reflektující pod úhlem, který je menší nebo větší než úhel polarisační, jeví světlo odražené jenom částečně vlastnosti světla polarisovaného a proto je nazýváme světlem částečně polarisovaným. Světlo částečně polarisované můžeme pokládati za směs světla úplně polarisovaného a světla vůbec nepolarisovaného.

Dvojlom v krystalech jednoosých.

§240. Konstrukce Huygensova.

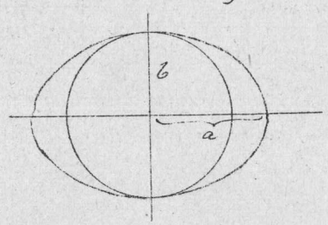
Ve dlouho potom, kdy E. Bartholinus objevil (1669) dvojlom světla na islandském vápenci, Ch. Huygens podal (1678) a později uveřejnil (1690) ve spise svém „Traité de la lumière" řešení úkolu, stanoviti lom nejen paprsku řádného, nýbrž též mimořádného.

Řešení toto podal konstrukcí na základě své theorie undulační. Vyloživ především, jak dle této theorie lze vysvětliti lom světla vůbec a jak lze lom tento stanoviti konstrukcí — zde již dříve vyloženou — na základě vlnoplochy kulové, v souhlase s tím, že se vlnění v obyčejných ústředích šíří rychlostí stejnou ve všech směrech, zkoušel tuto konstrukci modifikovati předpokládaje, že by vlnoplocha ve vápenci byla dílem koulí dílem plochou kouli podobnou, „Comme il y avoit deux refractions differentes, je conçus, qu'il y avoit aussi deux differentes emanations d'ondes de lumière ...

Pro lom „pravidelný" (la réfraction régulière) předpokládá „ondes de forme sphérique" — a praví: Quant à l'autre emanation qui devoit produire la refraction irrégulière, je voulus essaier ce qui feroient des ondes elliptiques ou pour mieux, dire spheroides . . ." Míní tu rotační ellipsoid. Obě tyto plochy, koule a rotační ellipsoid dotýkají se v jistém směru — optické osy — v tom totiž, kde paprsek řádný i mimořádný se šíří touže rychlostí a kde tudíž dvojlom ve vápenci odpadává; a poněvadž paprsek mimořádný se ve vápenci povšechně láme méně než řádný, musí rychlost šíření se vln mimořádných býti povšechně větší — t. j. ellipsoid rotační musí býti kouli opsán.

Obr. 207. α.) ukazuje meridianový řez obou ploch t. j. řez rovinou, kterouž vedeme společnou osou obou ploch, t. j. osou optickou.

ob. 207. α)

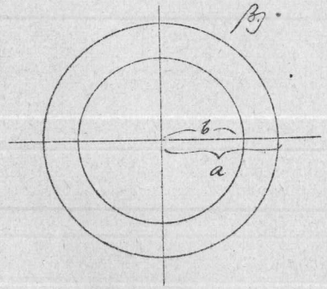


Řez tento dává ellipsu o poloosách a a b (dle obvyklého označení) a kruh o poloměru b.

Rovnice ellipsy a kruhu je tudíž:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1, \qquad x^2 + y^2 = b^2$$

β)



Poněvadž jde o útvary rotační, jest řez meridianový pro všechny polohy řezné roviny vždy týž.

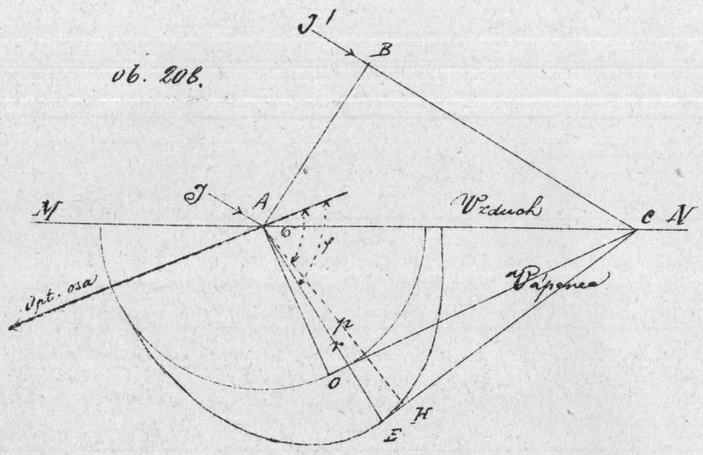
Řez aequatoreální jest soustava dvou kruhů poloměru a a b (obr. 207, β).

Budiž MN (obr. 208) rozhraní vzduchu a vápence. Směr paprsku dopadajícího budiž JA.

Pak značí AB ($\perp JA$) čelo vlny ve vzduchu v okamžiku, kdy paprsek dopadne do bod A.

Dle principu Huygensova stane se A středem elementární vlny jednak do téhož ústředí — vzduch — se vracející, tedy odražené, jednak do druhého ústředí — vápence — vnikající, tedy lomené. Poněvadž toto druhé je dvojlomné, skládá se tato vlna z koule a ellipsoidu opsaného.

Za ten čas, kdy vlnění ve vzduchu pokročí délkou BC, stane se postupně každý bod mezi A a C střediskem mech koulí a ellipsoidů opsaných



ob. 206.

jež se šíří s určitou rychlostí, tak že v okamžiku, kdy právě z bodu C by vlnění mělo vyjíti, mají vzniklé jistou velikost.

Předpokládejme, že rovina dopadu – nakreslená – jest zároveň hlavním řezem vápence. Pak lze konstrukci dokončiti v rovině. Na místo koule a ellipsoidu máme tu kruh a ellipsu. Všechny kruhy a všechny ellipsy mají pak přímku obalující. Tuto sbodněme, když nakreslíme jenom ten kruh a tu ellipsu, které náleží k centru A a když přímku od bodu C položíme tečnou jednak ke kruhu, jednak k ellipse. Body tečné jsou O a E.

Pak značí AO a AE loučené papírky, řádný a mimořádný. Při tom jest AO zároveň normálou vlny CE. Neboť AE je všeobecně šikmo k přímce CE čili normála $p = AH$ vlny CE. Neboť AE má jiný směr než přívodič $AE = r$.

Všeobecně – když nechceme předpokládati, že rovina dopadu jest hlavním řezem vápence – musíme provésti konstrukci prostorovou

§ 241. Modifikace Huygensovy konstrukce.

Konstrukce Huygensova v tom způsobu, jak on sám ji podal a jak zde byla reprodukována a také i jinde všeobecně se udává, má jistou vadu, kterou každý vzíti, kdo v skutku o jevech dvojlomu v významných případech dle této konstrukce se chce orientovati. Vada spočívá v tom, že rozměry vlnoplochy dlužno

provésti v měřítku přímky BC, jejížto délka je zcela nahodilou dle toho, jak daleko onen druhý papírek FC se vede od daného čití jak dlouhou se volí přímka AB značící „čelo vlny" – a mimo to ještě také, v jakém sklonu se obě tyto přímky vedou – poněvadž také tím se délka BC mění. Jest tedy třeba – má-li se konstrukce skutečně správně provésti a nejenom tak schematicky odbýti – pro každý jednotlivý případ vždy znova rozměry onoho vlnoplochy zvlášť přispůsobovati délce BC. Vedle toho každý cítí, že vlastně papírek druhý FC má úlohu zde docela skutečnou, že jde jen o to nalézti napřed C, z něhož by se tečné měly vésti, čímž pak dodatečně délka BC vypadne různě. Každému je jasno, že by věc měla býti naopak, že by délka BC – t. j. isochronní dráha vzduchem – se musila v souhlasu s rozměry vlnoplochy napřed vhodně voliti a dle toho pak teprve bod C stanoviti. Mimo to způsob vyličený oné konstrukce nehodí se dobře k všeobecné formulaci, zejména když vaz optická má polohu jakoukoliv a nepřijde právě do roviny dopadu, v kteréžto případě také papírek mimořádný z těla roviny vystoupí. Konečně pro případ kolmé incidence stává se uvedený způsob konstrukce nepřehledným a není dobře bez bližších úmluv patrno, jak lze potom konstrukci přispůsobiti.

Všechny obtíže odstraníme různě následující jednoduchou modifikací konstrukce: Nakreslíme jednou pro vždy ve vhodných rozměrech jak vlnoplochu pro vzduch – kouli, o poloměru, který jakoby za jednotku můžeme prohlásiti – a pak vlnoplochu pro vápence – (anebo pro krystal jakýkoliv). Rozměry této vlnoplochy jsou úměrný předepsaným hodnotám exponentu lomu jak papírku řádného tak mimořádného.

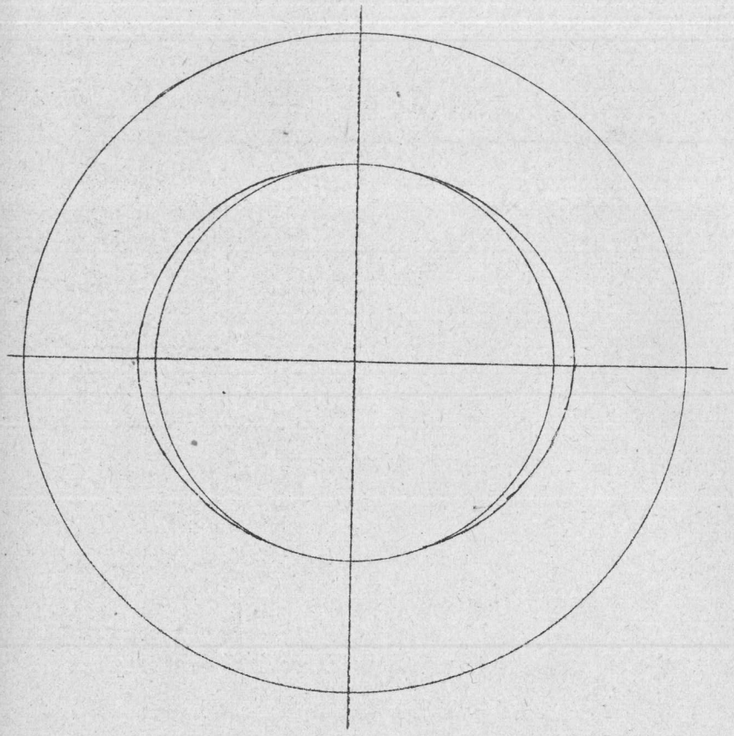
Při vápenci islandském je na př.

$$n \text{ (vzduch)} = 1 \qquad \frac{1}{n} = 1$$
$$n \text{ ordin} = 1{,}6585, \qquad \frac{1}{n} = 0{,}60295$$
$$n \text{ extraord} = 1{,}4864; \qquad \frac{1}{n} = 0{,}67277.$$

Vezmeme tedy za poloměr koule pro vzduch na př. 50 mm. Pak máme: poloměr koule pro vápence (papírek řádný) $50 \times 0{,}60295 = 30{,}15$ mm, a to jest zároveň malá poloosa rotačního ellipsoidu

Velká jeho poloosa je : 50 x 0,67277 = 33·64 mm.
V těchto rozměrech jsou v obr. 209. tyto vlnoplochy nakresleny.

obr. 209.



Je patrno, že teprve znázornění obou vlnoploch, jak pro vápence tak také pro vzduch podává úplný obraz o lomu vápence, kdežto vlnoplocha vápence samotného bez současné vlnoplochy pro vzduch postrádá svého základu, o který se vlastně opírá.

Dále je s výhodou kresliti tyto vlnoplochy správně, t. j. v rozměrech souhlasných se skutečností — a nikoliv kresliti vůbec nějaký ellipsoid a nějakou kouli — obyčejně v poměrech velmi přehnaných, — čímž vznikne pak ve čtenáři představa o dvojlomu co do stránky quantitativní zcela nesprávná — jakoby divergence paprsku řádného a mimořádného byla velikou. Právě u vápence, tohoto eminentního pro dvojlom materiálu, lze velmi dobře souhlas se skutečností zachovati.

Rudiš nyní dána jakákoliv hraniční plocha vápence a jakýkoliv paprsek dopadající S t. Připojme k bodu t střed vlnoploch a postavme tyto vlnoplochy tak, aby osa optická nastala poloha, jak odpovídá skutečnosti. Za to prodlužme Ct až k průseku D s kouli pro vzduch, v tomto průseku D položíme tečnou rovinu ke kouli, která protne rovinu hraničnou v přímce; touto přímkou položíme pak jiné dvě roviny tečné a sice k vlnoplochám pro vápenec; body dotyku O a E spojme s bodem

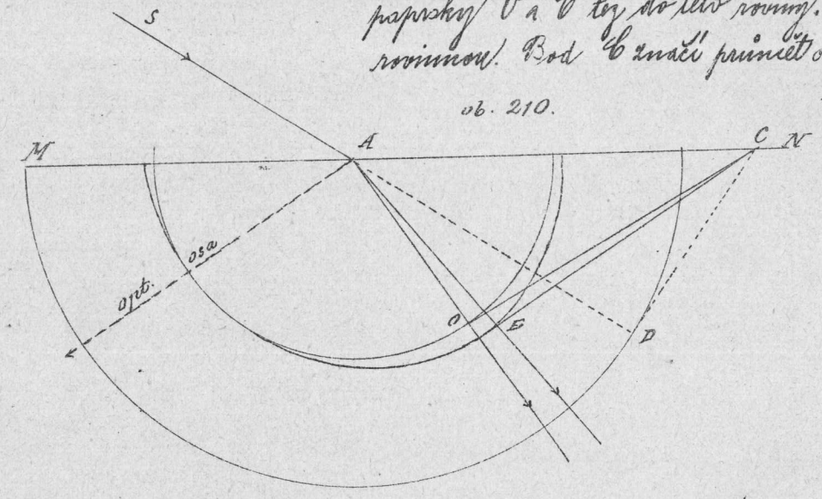
dopadu A dávají paprsek řádný a mimořádný ve vápenci.

Pravidlo zde formulované platí zcela všeobecně bez ohledu na zvláštní nějakou polohu osy optické k rovině nákresné.

Probereme nyní některé případy zvláštní.

Obr. 210. objasňuje konstrukci pro případ, když rovina dopadu jest zároveň hlavním řezem (meridianovým) vlnoplochy vápence. Zde padnou paprsky O a E tož do této roviny. Konstrukce celá je rovinná. Bod C značí průsečnici osy tečných rovin, které zde k rovině nákresné je kolmo. Je-li incidence na hraničnou plochu kolná, míhá osa tečných rovin do nekonečna, t. j. tečné roviny stávají se rovnoběžnými

obr. 210.



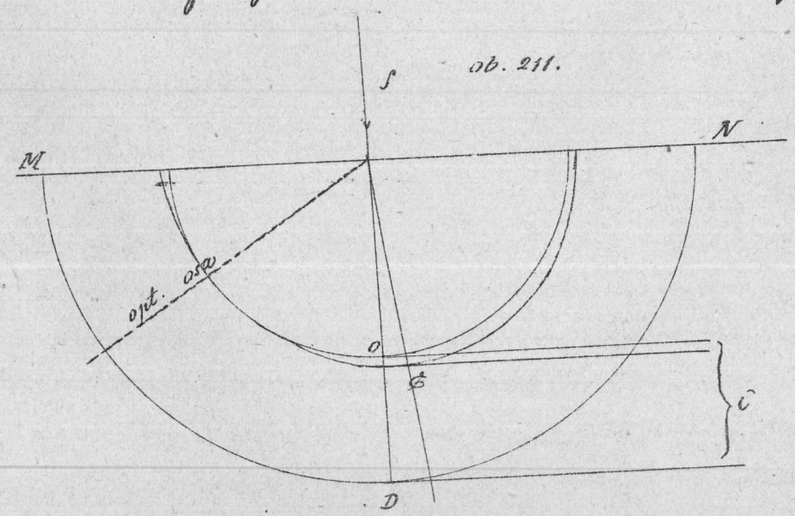
a sice s rovinou hraničnou, na niž je rovina dopadu (nákresná) kolmo.

Konstrukci objasňuje obr. 211. pro tutéž polohu optické osy jako obr. 210.

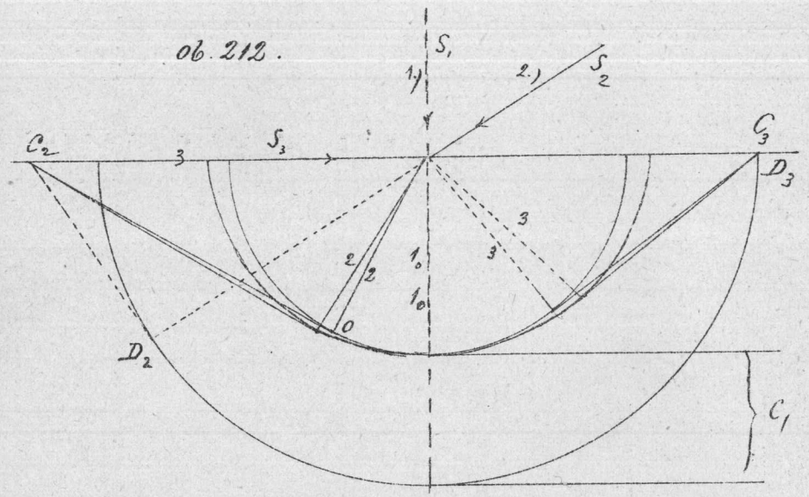
Jest pěkně viděti, jak paprsek mimořádný se od kolmého postupu odchýlí stranou.

Obr. 212. ukazuje, jak se konstrukce utváří, když optická osa padne do směru kolmice dopadu.

obr. 211.



Obr. 212.



Když paprsek dopadá též kolmo, není dvojlomu (obr. 212,... 1) - paprsek řádný a mimořádný splývají úplně.

Dopadá-li paprsek šikmo (obr. 212,... 2), jest dvojlom.

Dopadá-li paprsek po rovině (obr 212,... 3), padne C na obvod koule pro vzduch.

Patrně konstrukce dává též naopak ku každému paprsku ve vápenci paprsek příslušný ve vzduchu — modifikací zcela jednoduchou.

Všechny případy totální reflexe paprsku řádného nebo mimořádného lze onou konstrukcí velice jednoduše řešiti.

V obrazcích dosavadních provádíli jsme konstrukci v rovině za pomoci maximálního řezu vlnoploch. Zajímavý případ jest, když přichází k platnosti aequatoreální řez vlnoploch. Případ tento nastane tehda, když osa padne kolmo k rovině dopadu. Řez aequatoreální jest pak soustava tří kruhů, jeden pro vzduch a dva pro vápenec (obr. 213).

Případ tento jest význačný tím, že platí tu pro oba paprsky řádný i mimořádný zákon sinusový (Snellius): pro všechny směry paprsku v rovině dopadu dopadajícího jest sudo lomu nejen paprsku řádného, nýbrž i mimořádného konstantní.

§242. Rychlost paprsku a rychlost vlny.

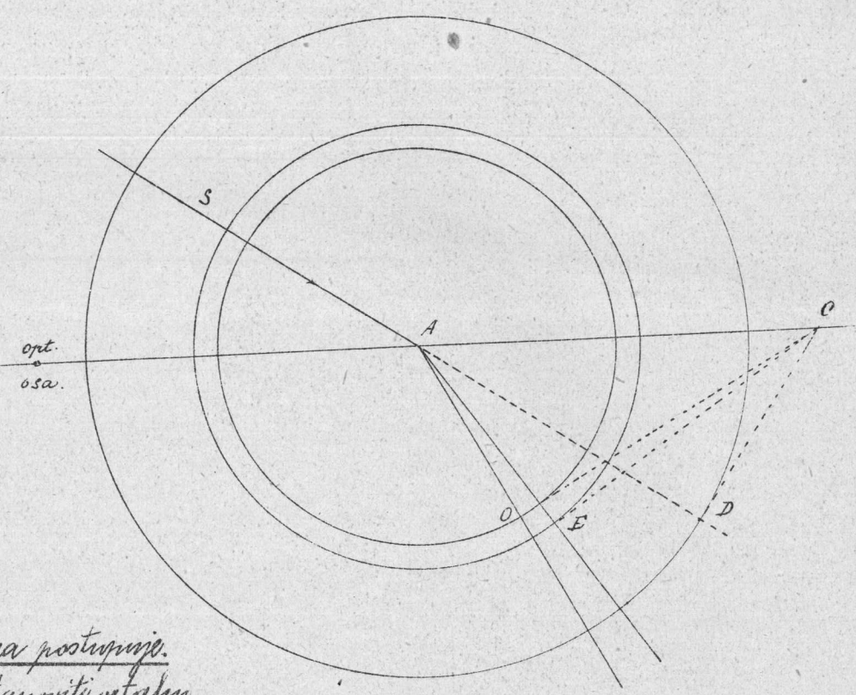
V případě obyčejného lomu, jaký nastává v isotropickém, jest vlna vycházející z jediného bodu kouli a paprsek lomený jest k vlnoploše kolmý.

Souhlasí tedy směr paprsku se směrem šíření se vlny, a jest tedy rychlost paprsku rovna rychlosti postupující vlny.

Tento jednoduchý vztah neplatí však, jak bylo již upozorněno, pro dvojlom. Konstrukce Huygensova ukazuje, že paprsek mimořádný má jiný směr než jest směr, kterým vlna postupuje.

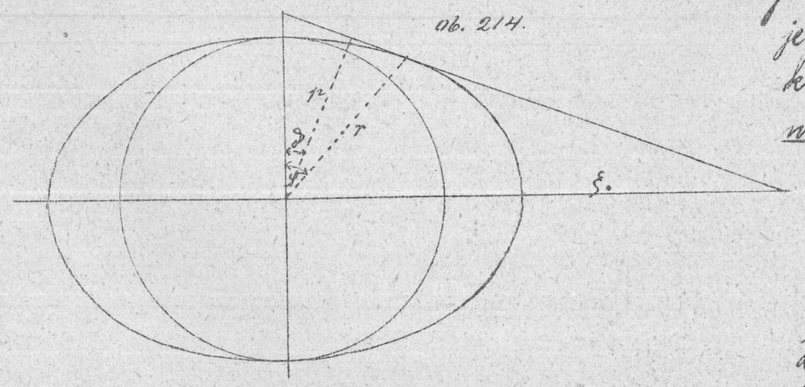
Jest tudíž nutno stanoviti vztahy mezi rychlostmi postupujících vln řádné a mimořádné a dále mezi rychlostmi paprsků řádného a mimořádného.

Obr. 213.



1.) Pozorujme nejprve rychlosti paprsků (obr. 214).

Obr. 214.



Rychlost paprsku řádného je dána poloměrem koule, rychlost paprsku mimořádného jest dána průvodičem r elipsy. Rovnice její jest

$$\frac{x^2}{a^2}+\frac{y^2}{b^2}=1$$

značí-li φ úhel průvodiče s opticskou osou,

jest $x = r \sin\varphi$, $y = r\cos\varphi$;

tudíž $$\frac{1}{r^2} = \frac{\sin^2\varphi}{a^2} + \frac{\cos^2\varphi}{b^2}$$

$$\frac{1}{r^2} - \frac{1}{b^2} = \left(\frac{1}{a^2} - \frac{1}{b^2}\right)\sin^2\varphi.$$

2.) Pozorujme dále rychlosti vln (obr. 214).

Rychlost vlny řádné je dána opět poloměrem b koule, který je zdroveň normálou; rychlost vlny mimořádné jest dána normálou p.

Rovnice tečné jest:

$$\frac{x\,\xi}{a^2} + \frac{y\,\eta}{b^2} = 1.$$

Značky ξ_0 a η_0 na osách souřadnic jsou:

$$\xi_0 = \frac{a^2}{x}, \qquad \eta_0 = \frac{b^2}{y}.$$

Zavedeme-li úhel ϑ normály p opětně s osou optickou, jest

$$\xi_0 \sin\vartheta = p, \quad \eta_0\cos\vartheta = p.$$

Dosadíce výrazy ξ_0 a η_0 a vynutíce dle rovnice ellipsy souřadnice měnivé x a y, obdržíme

$$1 = \left(\frac{a\sin\vartheta}{p}\right)^2 + \left(\frac{b\cos\vartheta}{p}\right)^2$$

čili $$p^2 = a^2\sin^2\vartheta + b^2\cos^2\vartheta,$$

tudíž $$p^2 - b^2 = (a^2 - b^2)\sin^2\vartheta.$$

Zajímava jest analogická forma obou relací. Co zde je p, a, b, to je tam $\frac{1}{r}, \frac{1}{a}, \frac{1}{b}$.

Rovnice zde odvozené dokázal první Biot, avšak ještě v duchu theorie emanačních, a tudíž ve formě poněkud jiné.

K vyvedeným zde odvozením připojujeme ještě poznámku týkající se pojmu exponentu lomu a sice papršku mimořádného. Exponent lomu pro lom obyčejný zavádí se proto, poněvadž je při jakémkoliv úhlu dopadu veličinou stálou. V tomto smyslu je exponent lomu papršku mimořádného stálým, jen když rovina dopadu jest zároveň řezem aequatoreálním krystalu resp. vlnoplochy. Proto se také obyčejně jen v tomto smyslu mluví o exponentu lomu papršku mimořádného n_e. Znak ten není exponent lomu papršku mimořádného veličinou stálou — t. j. nezávislou

na úhlu dopadu. — Když však by se o něm již mluviti chtělo, nesmí se zaváděti jako poměr $\frac{\sin\alpha}{\sin\beta}$, kdež by β byl úhel lomu, nýbrž jako poměr rychlostí, jimiž se vlny ve vzduchu = 1 a v krystalu = p, tedy jako poměr $n_e = \frac{1}{p}$, aby definice exponentu v tomto všeobecném významu se zachovala. V tomto smyslu nutno pak říci, že jest vždy $n_e < n_0$, poněvadž je $n_e = \frac{1}{p}$ a $n_0 = \frac{1}{b}$ a $p > b$ vždy.

Kdyby se však definoval

$$n_e = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta},$$

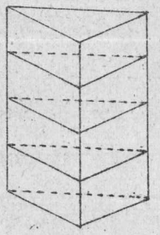
tedy dle úhlu lomu, neplatila by tato věta, poněvadž v skutku může i u vápence papršek mimořádný se lámati silněji než řádný, jakož dále upozorníme.

[* § 243. Důkazy správnosti theorie Huygensovy.

[* Huygens potvrdil svou konstrukci pokusy, ale přesnějších měření vyžadovaly důkazy, že vlnoplocha skládá se skutečně z koule a ellipsoidu rotačního. Takovátato měření theorii Huygensovu úplně ztvrzující provedli později a to Wollaston (1802) a v novějším čase Stokes, Mascart a Glazebrook.

Měření taková mohou hleděti jednak k papršku řádnému, jednak a to zvláště k papršku mimořádnému. Nejjednodušší a velmi přesná methoda ukazující, že jeden z paprsků v krystalu vápencovém sleduje zákony obyčejného lomu bez ohledu na to, jaký je směr papršku dopadajícího vzhledem k přírodním plochám krystalu, spočívá v tom, že sestavíme hranol trojboký z destiček vápence, které jsme v různých směrech (vzhledem k ose optické) z krystalu vyřízli, slepili kanadským balsámem a pak společně v hranol brousili tak, aby roviny hranol omezující byly přesně jednotné (obr. 215.)

obr. 215.



Utvoříme-li tímto hranolem spektrum a zkoumáme-li je spektroskopem, spatříme vedle sebe situovaných spektra mimořádných jediné nijak nezměněné spektrum řádných paprsků. Jest tedy vlnoplocha pro papršek řádný koule jako v látkách isotropických.

Co se dále paprsku mimořádného týče, lze provésti měření, jak následuje.

1) Z vápence vyřízne se hranol, jehož lámavá hrana jest rovnoběžná s opticku osou krystalu. Hlavní řez hranolu jest pak aequatoreálním řezem rotačního plochy, a platí tu konstrukce v obr. 213. znázorněná. Index lomu paprsku jeho řádného, ale i mimořádného jest konstantním pro jakýkoliv úhel dopadu. Jeho hodnota jest minimální v tom smyslu, ve kterém dlužno o exponentu lomu paprsku mimořádného vůbec mluviti, jak dříve upozorněno.

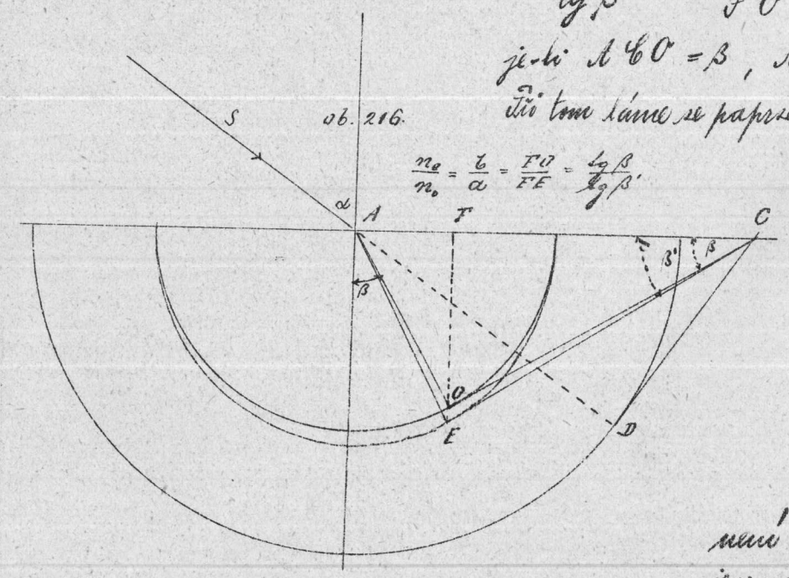
Když se tedy exponent lomu u takovéhoto hranolu známými methodami spektrometrickými stanoví pro různé lámavé úhly hranolu, nutí vyjití vždy hodnota stejná. Tím jest dokázáno, že plocha paprsku mimořádného jest útvarem rotačním.

2.) Měření další provedl již Malus pro ten případ, když optická osa je v rovině dopadu — tak že je tato řezem meridianovým plochou —, ale zároveň v rovině hraničné mezi vzduchem a krystalem (obr. 216).

Tento případ je tím charakteristický, že provedeme-li konstrukci pro jakýkoliv dopadající paprsek, rovnice EOF bodu E a O jest kolmá v rovině hraničné. Následkem toho platí rovnice:

$$\frac{\operatorname{tg}\beta'}{\operatorname{tg}\beta} = \frac{FE}{FO} = \frac{a}{b} = \frac{n_o}{n_e},$$

je-li $ACO = \beta$, $ACE = \beta'$.



Již tedy vidíme, že paprsek mimořádný sílu již nejen řádný. Též souvisí s jistou větou všeobecnou povahy geometrické (obr. 217).

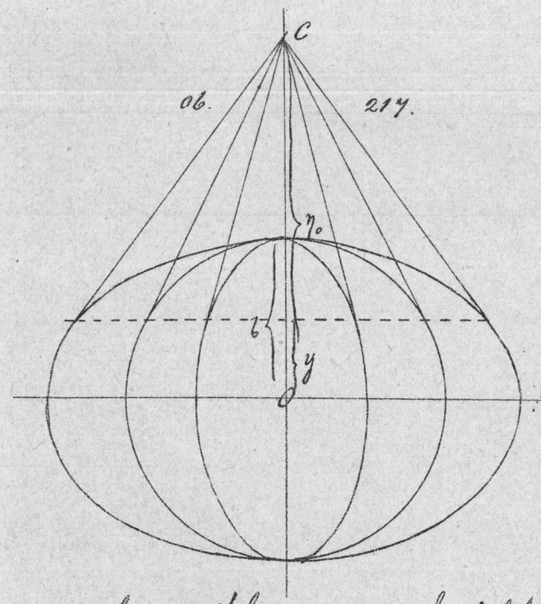
Tečná k ellipse má rovnici:

$$\frac{x\xi}{a^2} + \frac{y\eta}{b^2} = 1$$

Úsek η_o pro $\xi = 0$ jest:

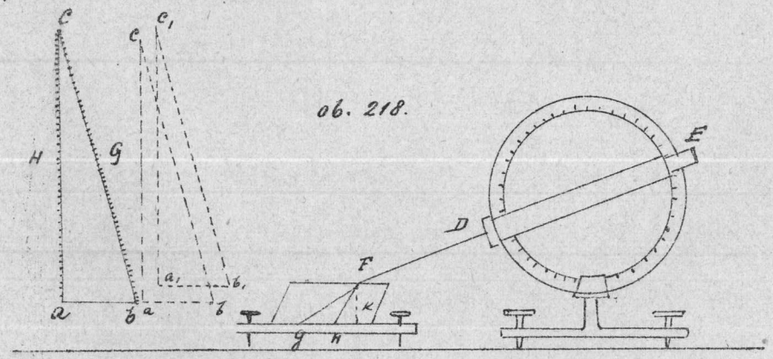
$$\eta_o = \frac{b^2}{y},$$

není tedy závislý na ose a, nýbrž jen na ose b a pořadnici y.



Máme-li tedy soustavu tečen o b, ale různých os a (mezi nimi třeba i kruh pro $a = b$) a volíme-li η_o určité — t. j. vedeme-li tečné z určitého bodu na ose pořadnic, je y pro všechny body dotykové na všech oněch ellipsách totéž, t. j. body dotykové leží všechny na přímce kolmé k ose pořadnic.

Vztah tento experimentálně zjistil Malus následovně. Na desku ocelovou vyryl dvě úsečky AC a CB rozdělené ve stejné díly a skloněné k sobě pod malým úhlem ACB. Silnou desku krystalu opřízmatou rovnoběžně s osou optickou položil na úsečku a pozoroval dalekohledem DE, který bylo bylo možno otáčeti kol osy horizontální a který byl opatřen dělenými kruhem vertikálním. Destička ocelová s úsečkami a krystal jsou umístěny na horizontálním kruhu dělením, na němž nutno bylo stáčeny.



Krystalem vidíme dva obrazy obou úsečk asi tak, jak je to naznačeno na obr. 218. Tyto obrazy jsou tak položeny, že úsečka CB protíná se úsečkou AC, že vrcholy tedy společný bod obou obrazů v d. Jest tedy bod d obraz jistého bodu H úsečky AC a zároveň jistého bodu G úsečky BC. Bod H může na obou úsečkách dalekohledu DE býti odečten, vzdálenost HG pak změřena pásmem na zvl.

Je-li e tloušťka krystalu, pak

$$GH = GK - HK - e(\operatorname{tg}\beta' - \operatorname{tg}\beta),$$

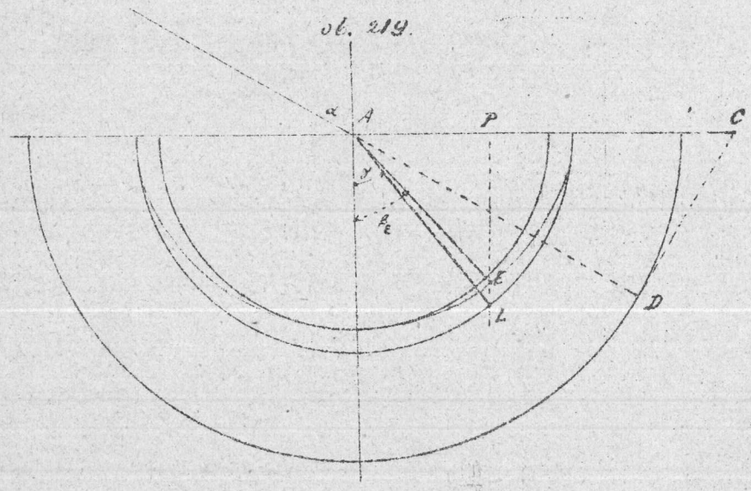
kde β' a β značí úhly lomu. V této rovnici je však $\operatorname{tg}\beta$ známo, neboť úhel dopadu lze na vertikálním kruhu dalekohledu odečísti a jest $\sin\alpha = n_0 \sin\beta$; β lze pak z hořejší rovnice počísti. Tato hodnota β' musí souhlasiti s hodnotou vypočtenou dle rovnice

$$\frac{\operatorname{tg}\beta'}{\operatorname{tg}\beta} = \frac{n_0}{n_2},$$

což a také skutečně ukázalo. Čím však dokázal Malus, že řez obrysloxy papírku mimořádného ozou opticky vedený jest ellipsa, tudíž oba že jest sférickým, jelikož poloosy jsou a a b.

2) Další zvláštní případ, kterýž lze rovněž kontrolovati měřením, jest ten, kdy optická osa výbrusu jest kolmá dopadu (obr. 219).

Obr. 219.



Řez obrysloxy, povinou dopadu jest pak rovněž řez meridianový, při čemž se ellipsa a kruh dělí povinou hraničnou symmetricky.

Dopadá-li papírek pod úhlem α, láme se mimořádný do směru AE; úhel lomu $OAE = \beta_e$. Opíšeme kolem A kruh poloměru a a vedeme k němu tečnu EL a jmenujme úhel $OAL = \gamma$.

Dle geometrické věty o předešlém odstavci uvedené leží pak body L a E na kružnici $LE \perp AE$, a platí tudíž

$$\frac{\operatorname{tg}\beta_e}{\operatorname{tg}\gamma} = \frac{LP}{EP} = \frac{a}{b};$$

vedle toho však jest: $\dfrac{\sin\alpha}{\sin\gamma} = \dfrac{1}{a}$ dle obyčejného zákona lomu.

Máme tudíž: $\sin\gamma = a\sin\alpha$, $\cos\gamma = \sqrt{1 - a^2\sin^2\alpha}$, $\operatorname{tg}\gamma = \dfrac{a\sin\alpha}{\sqrt{1-a^2\sin^2\alpha}}$;

tudíž dle $\operatorname{tg}\beta_e = \frac{a}{b}\cdot\operatorname{tg}\gamma$

konečně $\operatorname{tg}\beta_e = \dfrac{a^2\sin\alpha}{b\sqrt{1-a^2\sin^2\alpha}}$.

Poněvadž pak jest $\frac{1}{a} = n_e$, $\frac{1}{b} = n_0$, obdržíme též

$$\operatorname{tg}\beta_e = \frac{n_0\sin\alpha}{n_e\sqrt{n_e^2 - \sin^2\alpha}}.$$

Jest tedy viděti, že ku každému úhlu α dopadu můžeme v tomto případě zvláštním velmi jednoduše napřed úhel lomu β_e papírku mimořádného počísti a pak výsledek pozorování s počtem srovnávati. *)

§ 244. Jednoosé krystaly positivní a negativní

Vápenec islandský, na němž úkaz dvojlomu byl objeven, jest representantem celé série jednoosých krystalů tím charakterisovaných, že jest při nich

$$a > b \quad \text{čili} \quad \frac{1}{a} < \frac{1}{b}, \quad \text{t. j. } n_e < n_0.$$

Papírek mimořádný se tedy v equatoreálném řezu — kde dráhy papírku řádného a mimořádného jsou největší — láme méně než řádný, tedy jakoby byl od kolmice dopadu „odpuzován". Proto se tyto krystaly zovou repulsivní anebo též negativní, poněvadž jest

$$n_e - n_0 - \ldots$$

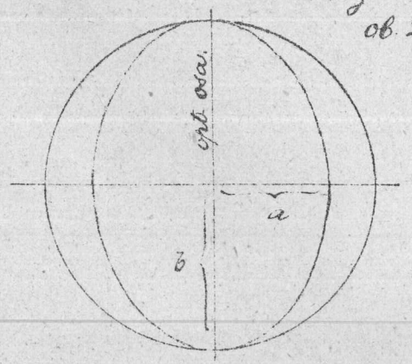
V přírodě vyskytují se však též krystaly, u nichž věc se má naopak a jichž hlavním a důležitým representantem jest křemen.

U těchto je tedy $a < b$,

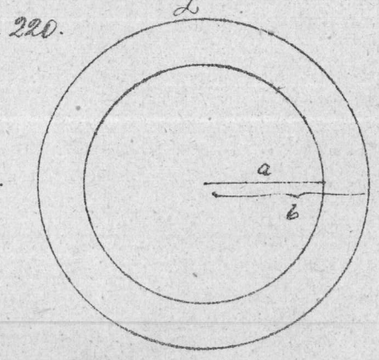
$\frac{1}{a} > \frac{1}{b}$, t. j. $n_e > n_0$. (Obr. 220.)

Krystaly zovou se opticky attraktivní čili positivní.

Řez meridianový



Řez equatoreální



Obr. 220.

1.° Pojmenování „attraktivní" a „repulsivní" jest utvořeno

na základě tlumení <u>znamenání</u> světla, při níž se <u>lom</u> paprsků ku kolmici vzpěrtoval <u>attrakcí ústředí</u> na částečky světelné.

Co se speciálně <u>křemene</u> týče, dlužno poznamenati následující.
Křemen byl by jakožto dvojlomný materiál velice cenným vzhledem k své průhlednosti, čistotě, tvrdosti, jakož i vzhledem k tomu, že se dosti hojně v přírodě jako krystal nalézá; avšak jeho <u>dvojlomnost</u> je proti vápenci <u>velmi malá</u>. Jest totiž

(viz článek 2)

n vzduch	= 1	$\frac{1}{n}$	= 1
n ord	= 1,5442	$\frac{1}{n_o}$	= 0,64758
n extraord	= 1,5533	$\frac{1}{n_e}$	= 0,64379.

Kdybychom si tedy vlnoplochu krystalu v těchž poměrech chtěli znázorniti jako vlnoplochu vápence, volice opět poloměr koule pro vzduch = 50 mm, vypadly by poloosy ellipsy

$50 \times 0{,}64758 = 32{,}38 = b$
$50 \times 0{,}64379 = 32{,}19 = a,$

kdežto u vápence bylo

$30{,}15 = b$
$33{,}64 = a.$

Rozdíl a-b byl tedy u vápence 3,49 mm, t. j. 10,4% hodnoty pro a, kdežto u krystalu jest rozdíl a-b = −0,19 mm, t. j. pouze 0,6%. — Proto by ona ellipsa s poloosami 32,19 a 32,38 sotva byla jakožto ellipsa patrubce.

Dvojlomnost krystalu jest tedy <u>velmi malá</u>. S tím souvisí úkaz následující:
Když zhotovíme jak z vápence tak z krystalu <u>hranol</u> (na př. 60° lámavého úhlu), jehož lámavá hrana jest rovnoběžná s opticknou osou, čili jehož hlavní řez je <u>asymmetrickým</u> řezem vlnoploch — kdy tedy dvojlom je nejpřehlednějším, — a když na příklad světlem slunečním zjednáme sobě <u>spektra</u> při minimální úchylce řádných paprsků, jsou obě spektra vápence od sebe <u>velmi daleko</u>, kdežto spektra krystalu již <u>částečně padnou na sebe</u> tak že část pásma řádného se mísí s částí červeného mimořádného spektra, kteréž jest nechtěno více. To je příčinou, proč se krystalu k účelům polarisace jen <u>málo</u> užívá — přes jeho jinak vynikající vlastnosti —, kdežto <u>vápence</u> se užívá mnoho, a užívalo by se ještě <u>daleko více</u>, kdyby zásoby přírodní nebyly již téměř vyčerpány. Alespoň <u>velké</u> kusy vápence jsou velmi <u>vzácné</u> a proto mají také velkou cenu.

Za zvláštní příklady jednoosých krystalů <u>negativních</u> (jako vápenec) a <u>positivních</u> (jako křemen) uvádíme následující:

—	+
vápenec,	beryll	křemen
turmalín,	apatit	led
korund,	idocras	dioptas
safír,	dvůčinan podnatý	zinan zhaselnatý
rubín,	chlorastroucium	
smaragd,	chlorcalcium	atd.

a j.

§ 245. Polarisátory a analysátory na základě dvojlomu.

Polarisace <u>dvojlomem</u> je dokonalá. Proto se krystaly dvojlomné hodí <u>nejlépe</u> za polarisátory a tím i za analysátory.

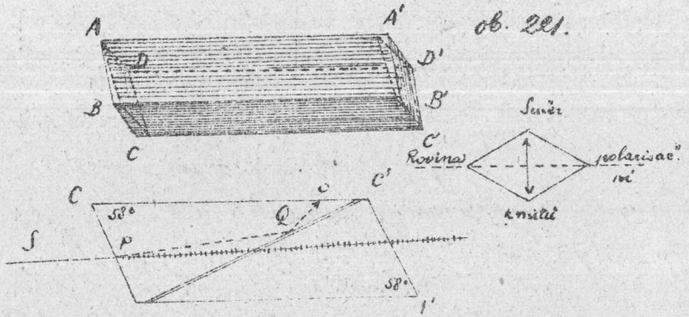
Má-li světlo zůstati <u>bílé</u>, musí krystal — nejlépe vápenec — býti <u>omezen</u> plochami <u>rovnoběžnými</u>. Dopadá-li pak otvorem na př. kulatým úzkého průřezu světlo bílé na takovou desku dvojlomného krystalu, vychází z pravidla <u>rozděleně</u> v paprsky řádné a mimořádné, kteréž pokračují <u>vedle sebe rovnoběžně</u>. Avšak jakmile průřez otvoru se stává jen poněkud větší, již se — i při dosti značné tloušťce desky — tyto dva svazky paprsků částečně <u>kryjí</u>. Proto se <u>v tomto způsobu</u> nedá ničeho docíliti pro účel polarisace; pole by bylo velice malé.

Jde tedy o to <u>jedno</u> světlo <u>podržeti</u> a <u>druhé</u> buď válec odraziti (totálním odrazem) anebo tak nahýbiti, aby divergence značně vzrostla — ale aby při tom světlo, jež podržeti chceme, zůstalo bílé (achromatisovaný hranol). Tak vznikají polarisátory, o nichž v následujících §§ obšírněji pojednáme.

§ 246. Hranol Nikolův.

Z vápence dvojlomného odštípne se krystal, jehož délka jest asi třikrát větší než šířka (A A' asi 3 × A D). Na místě ploch A B b 2 a A' B' b' D, jež svírají s hranou D B' úhel 71°, přibrousí se nové plochy s úhlem jen 68°, tedy plochy

k této hraně šikmeji položené (obr. 221).



obr. 221.

Index lomu balsámu kanadského je větší než index vápence a menší než index lomu papsku řádného. Na rozhraní balsámu papsek mimořádný vždy tedy projde, papsek řádný však — je-li dostatečně skloněn — totálně se odráží, přicházeje z prostředí opticky hustšího do prostředí řidšího. Vystupuje tedy z hranolu Nikolova pouze papsek mimořádný a jest tudíž světlo vystupující polarisováno v rovině kolmé k hlavnímu řezu (rovnoběžné s makrodiagonalou). Kritický úhel dopadu pro totální papsek řádný lze počítati z indexů lomu 1,65 pro papsek řádný v krystalu,
1,55 pro kanadský balsám.
Jest tedy $\frac{1,55}{1,65} = 0,939$ a proto sinus úhlu dopadu pro totální reflexi musí míti tuto hodnotu míniti. Je-li tedy úhel dopadu papsku řádného na rozhraní balsámu roven neb větší než 69° 30', pak nastane vždy reflexe totální.

Hranol Nikolův náleží k nejdůležitějším polarisátorům a analysátorům a tvoří hlavní součástku polarisačních apparátů. Bohužel že hranoly velikého průřezu jsou velmi vzácné a drahé — tak že nutno přestati na menších, jež však dávají jen malé pole.

Nikol byl učitelem fysiky v Edinburghu (* 1768, † 1851). Sestrojení jeho hranolu padá do roku 1828.

§247. Hranol Foucaultův.

Kanadský balsám v hranolu Nikolově může býti nahrazen jakýmkoliv

ústředím, jehož index lomu je menší než vápence pro jeden neb oba papsky. Jest patrno, čím je menší index lomu látky spojující obě části hranolu, tím že je menší úhel kritický a tím že může býti kratší celý hranol při dané šířce. Proto Foucault oddělil obě části hranolu vzduchem. Kritické úhly pro papsek řádný a mimořádný jsou 37° 14' a 42° 23'. Leží-li velikost úhlu dopadu na rozhraní vzduchovém mezi těmito hodnotami, pak papsek řádný se odráží totálně, papsek mimořádný pak vychází z hranolu. Hranol Foucaultův je proměrně krátký — tedy proměrně lacinější než Nikolův, avšak má tu vadu, že ztrácí vzduchová mnohá světla odrazy.

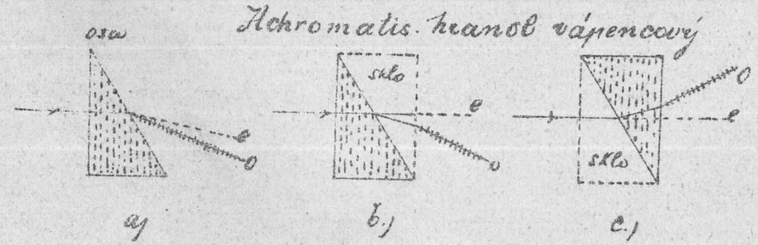
Jiné modifikace hranolu Nikolova udali Hartmack a Ramovski, u nichž konečné plochy jsou kolmé ke směru papsků dopadajících a kde užívají lněného oleje ve místě balsámu kanadského. Tohoto nikolu užívá se mnoho u mikroskopů.

§248. Achromatisovaný hranol vápencový.

Budiž dán hranol vápencový, jehož lámavá hrana je rovnoběžná s osou optickou a jehož hlavní řez jest obdélníkovitým řezem krystalu a sice formy trojbokého pravoúhlého s malým úhlem lámavým.

Dopadá-li bílý papsek na právě obdélníkovou plochu hranolu kolmo, postupuje dále týmž směrem, ale v krystalu rozdělí se papsek řádný a mimořádný, kteréž různou rychlostí se šíří (obr. 222. a).

obr. 222
Achromatis. hranol vápencový



Při přechodu do vzduchu lámou a rozptylují se papsek řádný a mimořádný různě. Z těchto dvou papsků bere jeden a sice mimořádný (různě) do původního směru a achromatisovaný a sice sklenný má totiž barnové sklo-
vinu lámavou tuto lámavost a rozptýlenost jako mimořádný papsek vápencový.

Tím vzniká kombinace obr. 222, b. Paprsek řádný však má jisté plus lamavosti a rozptylnosti a proto se při přechodu na rovinu podponovou láme a rozptyluje a pak ještě jednou při výstupu z hranolu do vzduchu. Experimentuje se pak se svazkem rovnoběžných paprsků e.

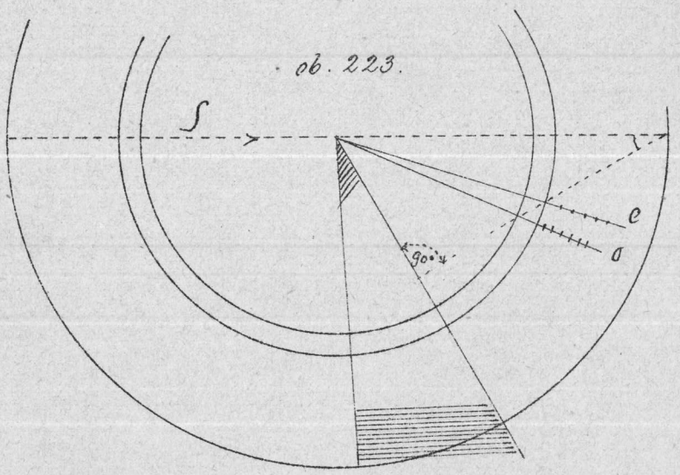
Svazek uchýlených a spektrálně rozložených paprsků o se diafragmatem zachytí. Kombinace obou hranolů zove se pak achromatisovaný hranol vápencový.

Týž dá se též obrátiti (obr. 222, c).

V hranolu skleněném postupuje pak světlo při kolmé incidenci bez lomu až k hraničné rovině podponové. Zde se děje rozklad světla na paprsek řádný a mimořádný. Poslední vchází do ústředí téže lamavosti a rozptylnosti, jde tedy přímo a nerozloženě dále, kdežto řádný vchází do ústředí lámavějšího a rozptylnějšího, tudíž se láme ke kolmici a vychází pak do vzduchu s jistou divergencí proti paprsku mimořádnému rozložen.

K obrazci 222, a) je připojena v obr. 223 konstrukce dle známých pravidel.

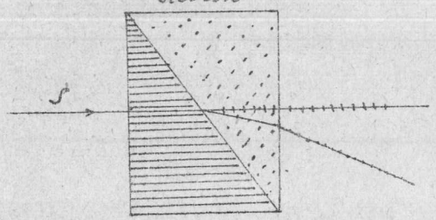
§249. Hranol Rochonův.



Achromasie docílená v kombinaci obr. 222, c) jest jen přibližnou – neboť jen přibližně je lámavost a rozptylnost skla korunového stejná jako pro paprsek mimořádný u vápence.

Dokonale lze však achromasie dosáhnouti kombinováním dvou hranolů z téhož materiálu, tedy na př. vápencových (nebo také křišťálových), ale opačně orientovaných, tak že hlavní řez jest u jednoho hranolu meridiánovým, u druhého rezonátoreálním, při čemž směr osy optické v řezu meridiánovém jest volen

souhlasně se směrem paprsků kolmo dopadajících.



V prvém hranolu (obr. 224.) šíří se tedy světlo ve směru optické osy jako sklem (v obr. 222, c) t. j. nerozloženě s rychlostí odpovídající exponentu lomu n_o paprsku řádného.

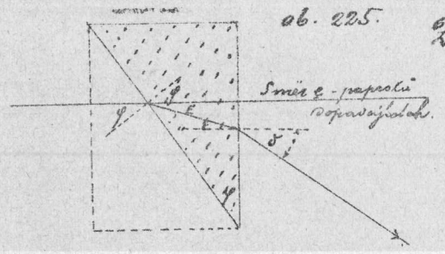
Na hraničné rovině podponové nastává rozdělení světla v paprsek řádný a mimořádný.

Řádný – přecházeje do ústředí opticky stejného – postupuje dále bez lomu a bez rozkladu a vychází z hranolu v původním směru dokonale polarisován.

Mimořádný však přechází do ústředí opticky řidšího s exponentem n_e, tudíž se láme od kolmice a rozkládá. Lom se dá snadno quantitativně určiti.

Jest totiž (obr. 225.):

$$\frac{\sin(\varphi+\varepsilon)}{\sin\varphi} = \frac{n_o}{n_e}, \qquad \frac{\sin\varepsilon}{\sin\delta} = \frac{1}{n_e}.$$



Z toho:

$$\cos\varepsilon + \cot\varphi \cdot \sin\varepsilon = \frac{n_o}{n_e}.$$

Položíme-li přibližně $\cos\varepsilon = 1$ a zavedeme-li za $\sin\varepsilon$ výraz $\frac{\sin\delta}{n_e}$, obdržíme ihned

$$\sin\delta = (n_o - n_e)\,\mathrm{tg}\,\varphi.$$

Pro světlo natriové je na př.:

$$\left.\begin{aligned} n_o &= 1{,}6585 \\ n_e &= 1{,}4864 \end{aligned}\right\} \text{Difference} = 0{,}1721.$$

Je-li tedy na př. $\varphi = 30°$, vychází

$$\delta = 5°\,42{,}1.$$

Kdybychom místo vápence užili křišťálu, obrátil by se jen smysl lomu (δ vyjde negativní), ale divergence vypadne značně menší. Neboť zde jest opět pro světlo natriové

$$\left.\begin{aligned} n_o &= 1{,}5442 \\ n_e &= 1{,}5533 \end{aligned}\right\} \text{Difference} = 0{,}0091.$$

Pro týž úhel $\varphi = 30°$ vychází zde $\delta = -0° 18' 06''$,

tedy dalekonesný.

Tak je z výkladu viděti, souhlasí celkem hranol Rochonův s hranolem wi-perecovým, jenž jest sklem achromatisovaným co do mějitelnosti. Rozdíl jest však v tom, že rovina polarisovaných paprsků plných vycházejících je u tohoto rovina obou paprsků, (k níž tedy jsou vibrace kolmé), kdežto u Rochonově je tato rovina mezipak rovinou vibrací paprsků plných vycházejících.

Dvojlom v krystalech dvojosých.

§250. Přehled soustav krystalických.

K orientaci o postředění krystalu v směru opticken budiž zde uveden přehled soustav krystalických. Jsou následující:

1, Krychlová (čtverec - krychle, což zase přichází z řeckého τετρα-, ότι, τετρακις, čti, čtyři) též regulární neb isometrická. 3 osy k sobě kolmé stejné.

Krystaly této soustavy nemají dvojlomu.

Následující dvě soustavy tím charakteristické, že jeden směr - osa krystalu - vyniká, kolem něhož vlastnosti krystalu jsou na půl stejné. Onen směr je též osou opticken.

Ostatní osy krystalografické jsou pak:

buď dvě, stejné k sobě kolmé +

nebo tři, " " stejně skloněné ×.

Dle toho známe soustavy:

2, tetragonální (též quadratickou) (čtvercová)

3, hexagonální (šestercová).

Vhodné označení je též: mono-li-metrická a mono-tri-metrická -.

Krystaly těchto dvou soustav jsou opticky jednosé.

Následující tři soustavy, u nichž není oné stejnosti na půl k jisté ose

jsou to soustavy:

4.) ortho-rhombická (přímokosočtverečná)

5.) klino-rhombická (šikmokosočtverečná)

6.) klino rhomboidická (šikmokosodélníková).

Z těchto je ještě nejpravidelnější soustava orthorhombická, jež se charakterisuje tříosí na sobě kolmými osami - ale nestejné délky.

Soustava klinorhombická vznikne pak skloněním jedné osy kolem druhé šikmo ke třetí. Zůstávají tedy zde dvě osy na sobě kolmo, a třetí jest k rovině obou druhých šikmo, ale při tom k jedné z nich kolmo.

Soustava klinorhomboidická má tři osy nestejné a k sobě šikmé.

Soustavy 5) a 6) se jsou též monoklinická a triklinická, poněvadž u 5) jest jsou jeden šikmý úhel mezi osami, u 6) však tři (všechny) šikmé úhly.

Jest zajímavo, že všechny tyto tři soustavy opticky se chovají stejně. Soustava orthorombická vede přirozeně k tomu předpokládati, že na př. elasticita etherou je zde ve třech na sobě kolmých směrech různočinou - neboť to jsou také směry krystalografických os. Že zajímavo, že vše také u obou posledních - klinických - soustav týž předpoklad se dá učiniti. U monoklinické jsou aspoň dva k sobě kolmé směry krystalograficky různočinní - ale u triklinické nejsou - a přece i zde vede týž předpoklad k důsledkům, jež se skutečností souhlasí.

§251. Všeobecné orientační poznámky o dvojlomu u krystalů dvojosých.

K předběžné orientaci lze všeobecně rozdíl dvojlomu u krystalů jednosých a dvojosých takto naznačiti.

U krystalů dvojosých není žádného žádného paprsku. Jsou tedy oba paprsky, jež dvojlomem vznikají mimořádnými - neřídíce se - všeobecně - zákonem Snellovým, tak že oba mohou z roviny dopadu vystoupiti.

Jsou pro jistě tři roviny dopadu jdí se jeden z obou zákonem Snellovým - tak že jen pro tyto tři roviny lze mluviti o exponentu lomu. Máme tudíž u

krystalů dvojosých *tři* exponenty lomu vyznačené, jež se zovou *hlavními*.

Pojmenování *dvojosé* pochází pochází odtud, že v těchto krystalu existují dva směry, jimiž paprsky při kolmé incidenci procházejí bez dvojlomu *nepolarisovaně*. Ale i zde jsou zvláštnosti důležité, že totiž dopadající paprsek světelný *neroztává jednotlivý*, nýbrž rozkládá se v krystalu v kužel a vychází ve válci (kuželová refrakce vnitřní).

§252. Postup historický.

Jest zajímavo pozorovati postup v rozvoji *theorie* dvojlomu u krystalů jednoosých a dvojosých. Huygens *uhodl* jsmu vlnoplochy u vápence, a když hledal, že na základě jejím lze úkazy dvojlomu vyložiti, hledě poněkud učiniti svůj předpoklad *pochopitelným* tím, že vykládal *krystalickou strukturou* vápence jakoby byla analogickou stavbě valných ellipsoidů na sebe nakupených. *Vápenec* byl při tom jediným krystalem, u něhož dvojlom byl znám; později objevil Huygens dvojlom *křemene*. Oba tyto krystaly znětaly – až do počátku našeho století – jedinými známými, při nichž dvojlom se jevil.

Počátkem století našeho zabýval se dvojlomem *Wollaston* a později *Malus*, objevitel polarisace světla odrazem, dále *Biot*, jenž již – v duchu theorie emanační – rozeznával krystaly *attraktivní* a *repulsivní*, a *Arago*, objevitel polarisace chromatické. Právě tento *objevem*, kterým se dvojlomnost i velice slabá citlivě – zabarvením dvojčatých krystalové – dá konstatovati, ukázalo se, že je počet látek dvojlomných velmi veliký.

Brewster zkoumal 150 krystalů a učinil důležitý objev, že krystaly *soustavy hexagonální* a tetragonální mají *optickou osu jedinou*, krystaly ostatních soustav však že mají osy tři*tři dvě* (1818). Pro krystaly jednoosé byla dráha dvojlomem *sférickým* dle *Huygense* jeho pokračovatelem, pokud se týče krystalů dvojosých, dal *Young*, jak tím, že předpokládal vlnoplochy *longitudinální*, tak tím, že hledal rozšíření vlnoplochy Huygensovy koule a *otáčecího ellipsoidu* na kouli a *trojosý ellipsoid* – tak že předpokládal, jakoby i u krystalů dvojosých existoval vždy *jeden paprsek řádný* a vedle něho jeden mimořádný.

Při tom učil myšlenku, že pružnost etheru v různých směrech jest různou.

Fresnel opravil především omyl *Youngův*, že by i u krystalů dvojosých existoval vždy paprsek řádný; oba paprsky jsou zde výlučně mimořádnými. Koule jakožto část vlnoplochy stala se tím nemožnou. Fresnel pojal dále myšlenku myšlenku o *transversalité* kmitů světelných a rozřešil bonečně s úspěchem geometrickým úlohu stanoviti *lom* světla v krystalech dvojosých. Příslušný jeho spis má název: Mémoire sur la double refraction. Byl předložen akademii francouzské r. 1822, byl vyznamenán, ale vyšel v *III.* svazku mémoirů akademie téhož r. 1827. (Také v Annalech Poggendorffových, sv. *XXIII*, 1831).

Zajímavo je při tom, jak Verdet poznamenává, že také *Fresnel* jako *Huygens* důvtipem svým *uhodl*, jaká by asi mohla býti vlnoplocha. Vychází tak z těch spisů jeho, jež byly publikovány až později v jeho spisech sebraných. Postup Fresnelův byl tedy *indukcí*; zkoušel experimentem, zda-li jistá plocha vyhovuje. Poněvadž u krystalů jednoosých koule a ellipsoid otáčení činí *dohromady* jakoby plochu stupně *čtvrtého*, a poněvadž případ krystalů jednoosých umíl se všeobecným případě krystalů jednoosých býti jako speciální obsažen, *předpokládal* Fresnel, že vlnoplocha u krystalů dvojosých jest též stupně *čtvrtého*. Symmetrie plochy vůči třem na sobě kolmým rovinám – rovinám souřadným – byla a priori zřejmá. Z řečených těmito rovinami vzniklých dal se nejlépe předpokládat skutečnost promítati. Řezy tyto jeví se velmi jednoduchými. Zbývá když jsou koefficienty rovnice vlnoplochy tímto promítáním stanovil, a když se jí ukazovalo, že vna vlnoplocha vyhovuje, *hledal* po ní *odvození mechanické* dostatečně – zcela jako Huygens.

*§253. Základy theorie Fresnelovy.

[* Hledaje toto odvození vyšel Fresnel od myšlenky Youngovy, že elasticita etheru v krystalických látkách pro různé směry je různou. Myšlenku tuto aplikoval pro kmity *transversální*. Výjmutím částečky etherové z rovnovážné polohy vznikne síla, kterou se částečka přivádí do rovnovážné polohy zpět. Že tato síla při výjmutí jednotkovém závisí *elasticitu*. Je-li síla tato větší, resp.

vibrace, jež se šíří větší rychlostí, podobně jako v akustice, když je struna silněji napjata, vznikají vibrace, jež rychleji strunou postupují; jako je zde rychlost postupu (viz Akustika § 32) přímo úměrnou kořenu z elasticity, tak předpokládal Fresnel podobný vztah i pro vibrace étherové. Jest tedy:

$$v = \text{const.} \sqrt{\text{elasticita}}.$$

Je-li elasticita určena jen směrem vyšinutí, tedy kmitosměrem, pak všechny vlny rovinné, polarisované v téže rovině — dle Fresnela kolmé na kmitoměr — postupují stejnou rychlostí, třeba by směr tohoto postupu byl různý. *]

* § 254. Pokračování. Ellipsoid pružnosti.

[* Důležito je však uvážiti, jaký je směr síly při vyšinutí částice étherové z polohy rovnovážné vznikající.

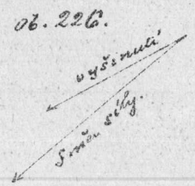
U étheru v látkách isotropických jest tento směr vždy protivný vyšinutí samému. Působí tedy zde síla vždy přímo proti vyšinutí.

Ve hmotách krystalisovaných všeobecně tomu není tak. Směr zpětné síly není vždy protivný směru vyšinutí (obr. 226), nýbrž může s ním tvořiti jistý úhel.

Jenom ve třech na sobě kolmých směrech v krystalu čelí síla přímo proti vyšinutí.

Tyto směry jsou základní směry pružnosti. Jejich roviny jsou rovněž základními a jsou zároveň jinak pro poměry pružnosti étherové rovinami symmetrie.

ob. 226.



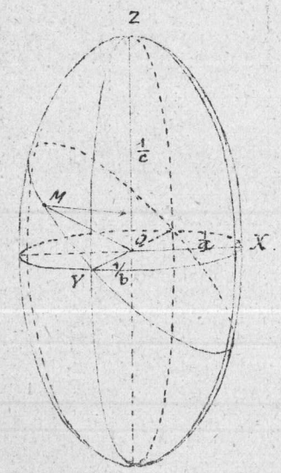
V následujícím volíme ony směry za osy a ony roviny za roviny souřadnic.

Fresnel dokazuje dále, jak lze velmi názorně se orientovati o vzájemnosti mezi směrem vyšinutí a mezi směrem síly vyšinutím vzbuzené.

Sestrojme trojosý ellipsoid, jehož poloosy padnou do oněch základních směrů a jichž délky jsou obráceně úměrny kořenu z oněch sil s vyšinutím protisměrných. Vedeme-li v tomto ellipsoidu libovolný průvodič k nějakému bodu na povrchu jeho, značí normála povrchová v tomto bodu směr síly vyšinutím s délku průvodiče vzbuzené. Ellipsoid tento, — jehož povrch jest tedy v každém bodě kolmý k působivé síle — jest analogou ploch aequipotenciálních, zove se proto ellipsoidem stejné práce, také ellipsoidem pružnosti.

Budiž na př. elasticita étheru ve směru OX maximum, ve směru OZ minimum a ve směru OY jakési hodnoty střední. Pak má ellipsoid stejné práce formu, asi jak obr. 227 znázorňuje. Poloosa ve směru OX je pak minimální, ve směru OZ maximální, ve směru OY má jakousi hodnotu střední. *]

ob. 227.



* § 255. Pokračování. Kmity „stabilní."

[* Vzbudí-li se vyšinutím částičky étherové z polohy rovnovážné síla, jež jest tomuto vyšinutí protisměrná, vznikají kmity tak zvané stabilní.

V tomto smyslu vznikají stabilní kmity v krystalech při vyšinutí částečky étherové ve směru jedné z hlavních os pružnosti čili ve směru některé poloosy onoho ellipsoidu stejné práce.

Položme nyní rovinu libovolnou středem onoho ellipsoidu, kteráž jej protíná v ellipse (obr. 227.) — Vyšiňme pak částečku étherovou ve směru nějakého průvodiče této ellipsy. Vzniká síla, jejíž směr udává normála ellipsoidu. Promítněme tuto do roviny ellipsy. Průmět bude normálou ellipsy a bude tudíž všeobecně tvořiti úhel s průvodičem — ale ve dvou směrech padne vyšinutí do průvodiče samého. Jsou to směry poloos této

ellipsy. Kmity, které tudíž padnou do směru poloos této ellipsy, budou „stabilními" v širším slova smyslu.

Je-li rovinná vlna krystalem a položíme-li onen řez rovnoběžně s touto vlnou, rozloží se veškeré transversální kmity do těchto dvou směrů, kteréž jsou dány hlavními osami průsečné ellipsy s ellipsoidem stejné práce. Délky poloos jsou při tom obráceně úměrny kořenu ze síly působivé, tedy též obráceně úměrny rychlostem, s jakými se vlny při této transversální vibraci šíří, dle rovnice:

$$v = \text{const.} \sqrt{\text{síla}}.$$

Jsou-li dle toho a, b, c rychlosti stejné práce, vynikají dva, jež jsou vedeny osou OY souměrně k rovině YZ a jež se specielně stávají kruhovými. Tento případ je proto výjimečný, singulární, poněvadž zde vždy normála ellipsy splyne s průvodičem. Zde tedy nenastane rozklad kmitových vibrací do dvou k sobě kolmých směrů (vibrací „stabilních") — nenastane tedy také polarisace paprsků, nenastane dvojlom.

Tyto kruhové řezy odpovídající dvěma kolmým směrům postupu rovinné vlny, kteréžto směry zoveme osami krystalu. Je patrno, že existují jen takové směry dva. *]

[*§256. Ellipsoid druhý (reciproký)

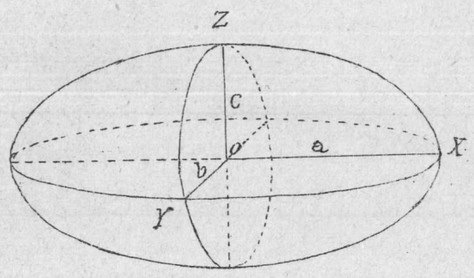
[* Při ellipsoidu stejné práce udávají reciproké hodnoty poloos elliptického řezu rychlosti, s jakými se v daném směru rovinné vlny těchto transversálních vibrací šíří.

Aby nebylo třeba vždy k reciprokým hodnotám přihlížeti, zavádí se druhý ellipsoid, jenž jako celek k onomu prvému je reciproký, jehožto rovnice tedy jest:

$$\left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 + \left(\frac{z}{c}\right)^2 = 1.$$

Z tohoto ellipsoidu (obr. 228)., při němž jako dříve je $a > b > c$, odvozuje vlastní vlnoplochu následovně:

ob. 228.



Budiž dána rovinná vlna

Veďme středem druhého ellipsoidu rovinný řez s touto vlnou rovnoběžně.

Obdržíme ellipsu. Její poloosy udávají směrem svým kmitosměr oněch dvou rovinných vln, v jaké se daná vlna rozloží.

Délkou svou pak udávají přímo rychlosti postupu. Tyto rychlosti nanesme na přímce k řezu kolmé. Konečné dva body přísluší vlnoploše hledané. Geometrické místo všech těchto konečných bodů pro rozmanité polohy dané rovinné vlny je vlnoplocha krystalů vůbec.

Poznamenání.

Oba zde uvedené ellipsoidy trojové, jež pro theorii dvojlomu mají základní význam a jež jsou vespolek reciproké, bývají označovány různými jmény.

1.) Ellipsoid prvý, jehož rovnice jest

$$a^2x^2 + b^2y^2 + c^2z^2 = 1,$$

zove se ellipsoid pružnosti (Kirchhoff), stejné práce (Stefan), indexový (Mac Cullagh) neb Indicatrix (Fletcher). Vzhledem k tomu, že jeho poloosy jsou $\frac{1}{a}, \frac{1}{b}, \frac{1}{c}$, což nic jiného není než relativní hlavní indexy lomu n_1, n_2, n_3, je pojmenování ellipsoid indexový nejvýznačnější, poněvadž přímo upomíná na indexy (exponenty) lomu.

2.) Druhý, reciproký ellipsoid, jehož rovnice jest

$$\left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 + \left(\frac{z}{c}\right)^2 = 1,$$

má za poloosy a, b, c, tedy rychlosti; proto jest podobně označení ellipsoid rychlostní nejvýznačnější; ale i zde užívá se často pojmenování „ellipsoid pružnosti", což ovšem mate, ačkoliv je zde pojmenování toto spíše na místě. Pojmenování „ellipsoid první a druhý" užívá se souhlasně. Billet a Verdet označují ellipsoid indexový za prvý, naopak Plücker.*]

§257. Rovnice plnoplochy. Rozbor.

[* Převedl odvození rovnici plnoplochy analyticky cestou dříve naznačenou. Přichází k rovnici následující:

$$\frac{a^2x^2}{r^2-a^2}+\frac{b^2y^2}{r^2-b^2}+\frac{c^2z^2}{r^2-c^2}=0$$

$$r^2=x^2+y^2+z^2.$$

Význam konstant a, b, c byl již dříve uveden.

Jsouc pohled na rovnici plnoplochy poučuje o tom, že osy souřadnic jsou rovnými průměrovými plnoplochy, řešil změnou znamének souřadnic x, y, z rovnice zůstává stejnou.

Dále je patrno, že souřadnice jednotlivé vstupují do rovnice ve stejném způsobu – tak že lze x, y, z mezi sebou libovolně vyměnit – tvar rovnice se tím nezmění. Proto musí také řezy, jež vznikají rovinami souřadnic býti vesměs stejného způsobu a jejich poměry se mohou lišiti, poněvadž do nich vstupují veličiny a, b, c.

Řezy tyto, jež zmíněné z nich hlavními jsou kruh a ellipsa a sice:

pro x = 0 kruh poloměru a, ellipsa poloos b, c,
„ y = 0 „ „ „ b, „ „ c, a,
„ z = 0 „ „ „ c, „ „ a, b.

Výsledek jest tedy pro všechny osy souřadnic identický.

Ke tvaru tak jest, poznáme, když položíme do rovnice plnoplochy na př. x = 0. Takovou cyklickou záměnou pak obdržíme ihned výsledky pro y = 0 a z = 0.

Řezy rovnicí hnízdí se k tvarovým speciálním případům méně méně, čím více zvolíte místo souřadnice x, y, z s tím stejnou formu rovnice plnoplochy zachováte.

Ustavíme-li množství zbytku, plyne z rovnice vzhledem k r kruhu středního, a sice (se znaky) r = b kruh. Tím jsou pak:

$$(x^2+y^2+z^2)(a^2x^2+b^2y^2+c^2z^2)-a^2(b^2+c^2)x^2-b^2(c^2+a^2)y^2-c^2(a^2+b^2)z^2+a^2b^2c^2=0.$$

Položíme-li zde x = 0, obdržíme výraz, který se dá jako součin dvou faktorů vyjádřiti:

$$(y^2+z^2-a^2)(b^2y^2+c^2z^2-b^2c^2)=0,$$

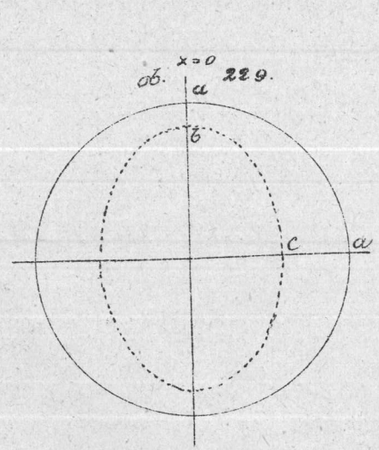
což dává soustavu křivek:

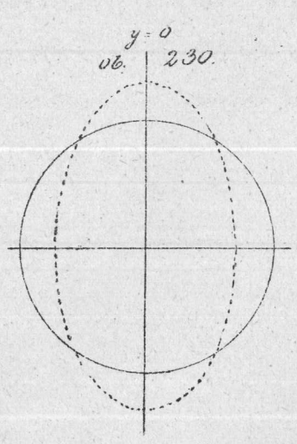
$y^2+z^2=a^2$ . . . kruh poloměru a
$b^2y^2+c^2z^2=b^2c^2$ . . . ellipsa poloos b, c.

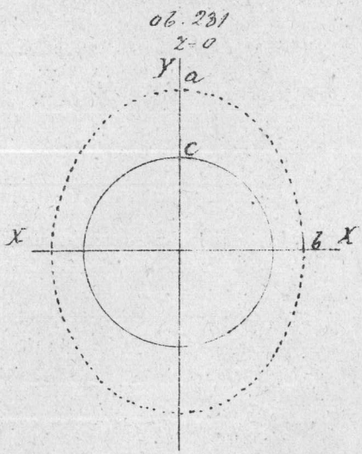
Pro ostatní roviny souřadné obdržíme cyklickou záměnou týž výsledek. Rozdíly vynikou různými hodnotami konstant a, b, c.

Budiž na př. a > b > c. Pak jest patrno, že kruh poloměru a obejímá celou ellipsu poloos b, c, naproti tomu nacpatá kruh poloměru c, že jest uvnitř ellipsy poloos a, b. Přechodní případ – a theoreticky nejzajímavější – nastane při kruhu poloměru středního b, který protíná ellipsu ve 4 bodech.

Tyto řezy rovinami souřadnic jsou znázorněny v obr. 229, 230, 231. jednotlivě, a v obr. 232. perspektivně kresleném pohromadě, ovšem jen v jediném oktantu. Aby zde rozdíl mezi kruhem a ellipsou – který výkresem

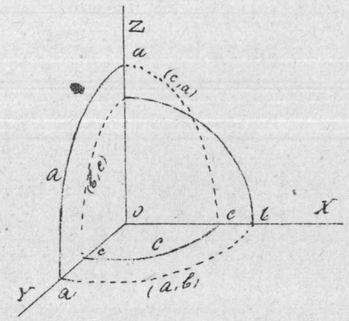






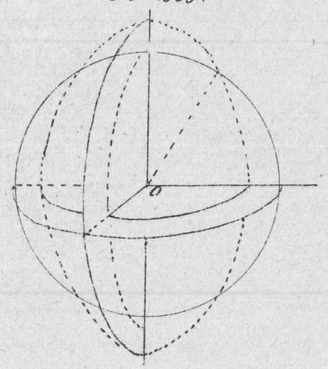
(perspektivním) nevyniká – lépe byl viděn, jest vždy ellipsa tuselem tečkovaně. Jest pěkně viděti souvislost křivek

Obr. 232.



—— kružnice a, b, c
---- ellipsy (bc), (ca), (ab)

Obr. 233.



Budiž poznamenáno, že rozdíly mezi konstantami a, b, c jsou – proti poměrům skutečným – velice přehnány – aby právě lépe vynikly. Pro názornější studium vlnoplochy lze nejlépe použíti sádrového modelu (na rozebrání), jaký na příklad jest ve sbírkách fysikálního ústavu.

Obr. 233. znázorňuje pokud možno vlnoplochu celkově. *)]

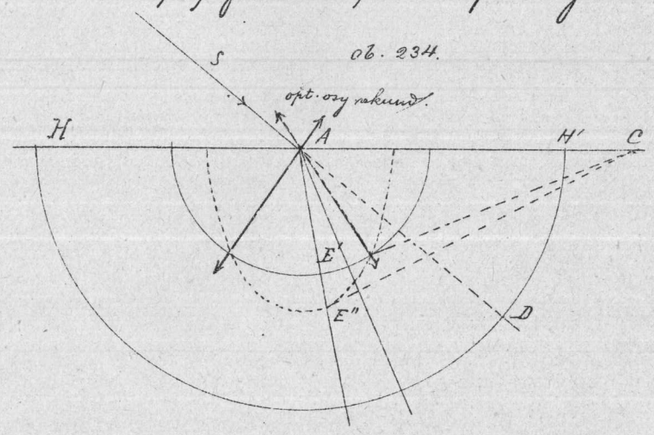
*§ 258. Konstrukce Huygensova.

[* Pomocí vlnoplochy lze ihned jednoduchou konstrukcí řešiti úkol, k danému papsku na nějakou plochu krystalu dopadajícímu sestrojiti papsky lomené.

Budiž $\mathfrak{H}\,\mathfrak{H}'$ takovou rovinou hraničící, $\mathfrak{st}$ papsek dopadající, rovina dopadu budiž rovinou nákresnou, do níž se rovina hraničná promítá přímkou $\mathfrak{H}\,\mathfrak{H}'$.

K bodu $\mathfrak{t}$ přiložme vlnoplochu pro krystal ve správné orientaci, a k tomu bodu s poloměrem, který byl pro tuto vlnoplochu jednička. Tato koule značí tedy vlnoplochu pro vzduch (obr. 234).

Obr. 234.



Papsek $\mathfrak{st}$ prodloužíme pak do $\mathfrak{D}$, kde protíná kouli. V bodě $\mathfrak{D}$ položíme rovinu tečnou ke kouli, která protíná rovinu hraničnou

v přímce $\mathfrak{C}$ kolmé na rovinu dopadu (nákresnou). Touto přímkou $\mathfrak{C}$ jako osou položíme dvě tečné roviny k vlnoploše a obdržíme dva dotykové body $\mathfrak{E}'$ a $\mathfrak{E}''$; tyto spojíme s bodem dopadu $\mathfrak{A}$ a obdržíme papsky lomené $\mathfrak{A}\,\mathfrak{E}'$ a $\mathfrak{A}\,\mathfrak{E}''$.

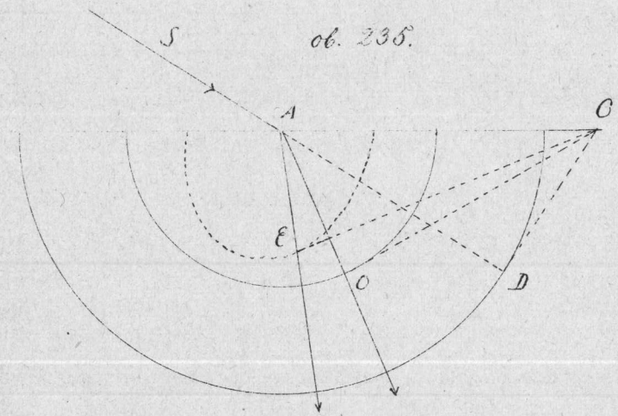
Konstrukce – prostorová – dá body $\mathfrak{E}'$ a $\mathfrak{E}''$, jež z roviny dopadu všeobecně vystupují.

Pro hlavní řezy zůstávají body $\mathfrak{E}'$ a $\mathfrak{E}''$ v rovině dopadu čili nákresné; pro tyto řezy hlavní lze tedy konstrukci provésti v rovině. *)]

*§ 259. Hlavní exponenty lomu.

[* Obr. 235. ukazuje konstrukci pro řez rovinou YZ. Případ je charakteristický tím, že řez vlnoplochy dává – mimo ellipsu – také kruh a sice zde poloměrem a. Jest patrno, že papsek AO tomuto kruhu příslušný jde se zákonem Snelliovým — tak že pro tento řez je papskem řádným. Má tedy konstantní exponent lomu, který je patrně $\frac{1}{a}$.

Obr. 235.



Podobně u druhých dvou hlavních řezů mámě papsky řádné, pro něž platí exponenty lomu $\frac{1}{b}$ a $\frac{1}{c}$.

Tyto exponenty lomu $\frac{1}{a}, \frac{1}{b}, \frac{1}{c}$ zovemě hlavními daného krystalu dvojosého.

Dím nabývají konstanty a, b, c jednoduchého významu.

Je-li $a > b > c$,

je svrchu $\frac{1}{a} < \frac{1}{b} < \frac{1}{c}$

čili $n_1 < n_2 < 3$

Tak jest na příklad pro světla matriové:

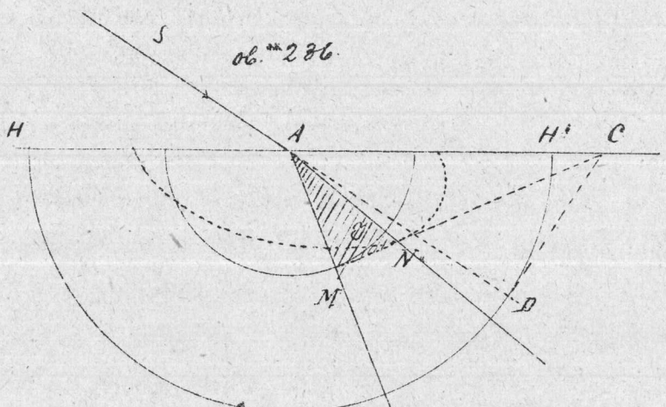
	n_1	n_2	n_3		Pozorovatel.
aragonit	1,53013	1,68157	1,68589	při t.	Rudberg.
borax	1,4463	1,4682	1,4712	= 23°	Kohlrausch
slída	1,5609	1,5941	1,5997	23°	"
ledek	1,3346	1,5056	1,5064	16°	Schrauf
síra (krystal.)	1,9505	2,0383	2,2405	16°	"
topas	1,61161	1,61375	1,62109		Rudberg.

Řádné paprsky mají hlavní řez za rovinu polarisační, kmitosměr je tedy dán zbývající osou souřadnic, kterou řez veden nebyl. *]

*§ 260. Refrakce konická vnitřní a vnější.

[* Konstrukce Huygensova vede všeobecně ke dvěma různým dotykovým rovinám, jež položíme osou C, a kteréž dávají dva dotykové body E' a E'' na vnitřním a vnějším plášti vlnoplochy. Řez vedený osou maximální a minimální pružnosti poučuje však o tom, že existuje singulární rovina dotyková a sice čtverá — toho způsobu, že se vnitřního i vnějšího pláště dotýká současně a to v celém pásmu bodů.

V hlavním řezu jeví se to tím, že existuje společná přímka tečná CNM, singulární, ke kruhu i k ellipse (obr. 236.)



ob. 236.

Singulární rovina dotýká se tedy vlnoplochy podél celého pásma bodů, kteréž, jak lze dokázati, jsou rozloženy na kruhu průměru MN.

To však, ve smyslu konstrukce Huygensovy znamená — že může k jistému paprsku dopadajícímu náležeti celé pásmo lomených paprsků, rozložených na

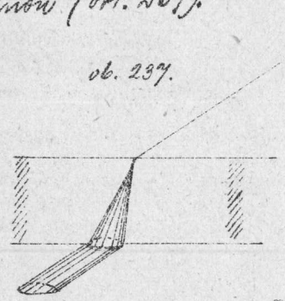
plášti kužele, jehož střed je A a jehož plášť se rozestírá po obvodě kruhu MN.

Který paprsek dopadající tuto vlastnost má, ukáže se z konstrukce ihned, jakmile jest dána rovina hraniční a jakmile vedeme onu společnou tečnou singulární napřed. Tím napřed se udá průsečná přímka, a když touto položíme rovinu tečnou CD ke kruhu, jest SA (D) onen paprsek dopadající (obr. 236).

Refrakce tohoto zvláštního způsobu, při níž tedy paprsek dopadající se rozvine v pásmo paprsků na kruhovém kuželi rozložených, zove se konickou a to vnitřní. Přímka AM. kolmá na singulární rovině tečné zove se osou vnitřní konické refrakce.

Je-li dána destička krystalová, jejíž roviny hraniční při refrakci konické jsou rovnoběžné, postupuje paprsek konicky rozvinutý, vycházeje z destičky v pásmu paprsků rozložených na válci elliptickém, jehož osa jest s paprskem dopadajícím rovnoběžnou (obr. 237).

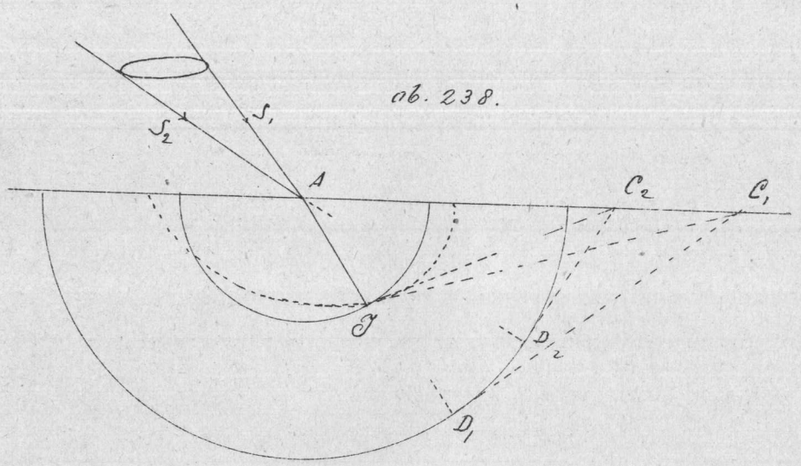
ob. 237.



Vedle vnitřní existuje též t. zv. vnější refrakce konická. Prochází-li v krystalu samém paprsek směrem AI (obr. 238), náleží k němu jakožto dopadající resp. jakožto z krystalu vycházející opět celá soustava paprsků na plášti kužele rozložených. Konstrukce Huygensova předpisuje totiž, aby se v bodě I k vlnoploše položila tečná rovina. — ale takových tečných rovin lze v onom zvláštním prohloubení (důlku) vlnoplochy vésti nekonečně mnoho, a ve svém úhrnu odpovídají tyto roviny paprskům dopadajícím, kuželovitě rozloženým (obr. 239). Přímky I_1I a I'_1I' zovou se osami vnější konické refrakce.

Obrazce 237. a 238. udávají zjev ovšem jen schematicky, jsouce kresleny v rozměrech velice přehnaných, právě proto, aby geometrická povaha věci zřetelně vynikla. Jinak je otvor kužele jak při vnější tak i při vnitřní konické refrakci ve skutečnosti velmi malý.

Konickou refrakci předpověděl Hamilton z theorie, načež Lloyd dodatečně zjev experimentem na aragonitu zjistil. *]

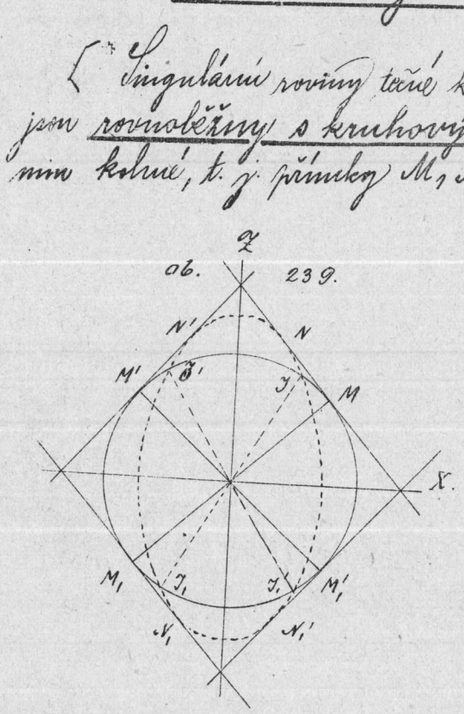


obr. 238.

*§ 261. Osy krystalů dvojosých.

[* Singulární roviny tečné k vlnoploše – počtem čtyři, dvě a dvě rovnoběžné – jsou rovnoběžny s kruhovými řezy ellipsoidu stejné práce. Směry k nim kolmé, t. j. přímky M, M a M', M' jsou tak zvané optické osy dvojosého krystalu. Postupuje-li totiž rovinná vlna rovnoběžná se singulární rovinou tečnou, směrem osy, je rychlost postupu nezávislou na kmitočtu.

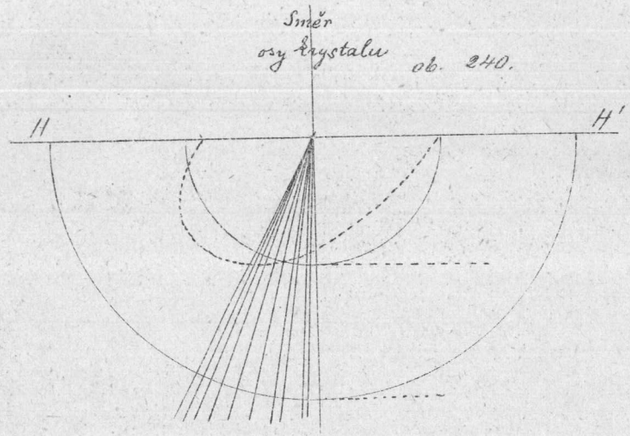
Proti ose u krystalů jednoosých liší se zjev u krystalů dvojosých právě kónickou refrakcí. Místo vysvětlení bližšího poslouží obr. 240.



obr. 239.

§262. Převedení krystalů dvojosých na jednoosé.

Tak se všeobecná rovnice vlnoplochy změní, když se



obr. 240.

dvou rovnic: $x^2+y^2+z^2=b^2$

$a^2x^2+b^2(y^2+z^2)=a^2b^2$

se stane na př. $b=c$, ukazuje rozbor následující.

Všeobecně jest:

$(x^2+y^2+z^2)(a^2x^2+b^2y^2+c^2z^2)-$
$-a^2(b^2+c^2)x^2-b^2(c^2+a^2)y^2-$
$-c^2(a^2+b^2)z^2+a^2b^2c^2=0$

$c=b$

$(x^2+y^2+z^2)(a^2x^2+b^2[y^2+z^2])-$
$-a^2b^2(x^2+y^2+z^2)-b^2(a^2x^2+$
$+b^2[y^2+z^2])+a^2b^4=0$

$(x^2+y^2+z^2-b^2)(a^2x^2+b^2[y^2+z^2]-a^2b^2)=0$

což přechází v povstavu

koule o poloměru b

ellipsoid rotační, jehož meridiánový řez jest ellipsa o polosách a a b.

[*§263. Positivní a negativní krystaly dvojosé.

[* Také u krystalů dvojosých činívá se rozdíl mezi positivním a negativním, ač rozdíl tento není tak důležitý jako u jednoosých.

Krystaly dvojosé přejdou v jednoosé, když střední konstanta b se rovná buď maximální a, anebo minimální c. Přechod tento nejlépe pozorujeme na tom hlavním řezu, který jde osou maximální a minimální elasticity etherem.

Zde kruh o poloměru b protíná ellipsu o polosách a, c. Je-li $b=a$, pak je kruh kol ellipsy opsaný – což charakteristickým řezem jednoosých krystalů positivních; pak-li je stane $b=c$, pak je kruh do ellipsy vepsaný což je zase pro negativní jednoosé krystaly charakteristickým.

Proto se analogicky zove dvojosý krystal

positivním, je-li b blíže a,

negativním, „ b „ c.

Přesnější definice obdržíme, určujíce úhel optických os. *]

[*§264. Úhel optických os.

[* Jak již řečeno, rozeznáváme optické osy primární a sekundární. Prve zovou se opticky jasní v užším slova smyslu, též osami vnitřní konické refrakce, druhé zovou se osami paprskovými, též osami vnější konické refrakce.

Úhly, jež osy tyto svírají, určí se na základě geometrických úvah velmi jednoduchých.

1.) Úhel optických os primárních.

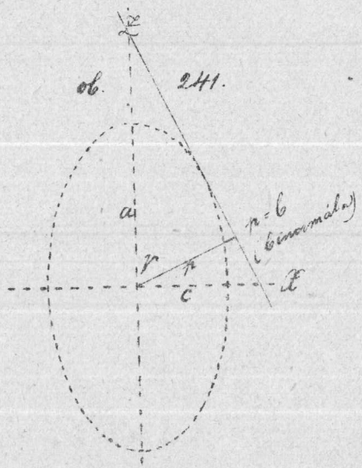
Osy tyto jsou normály singulárních rovin tečných; Fletcher je nazval binormálami hlavního řezu, jenž je rovinou xz, jsou osy jakožto normály singulárních přímek tečných, které se dotýkají zároveň kruhu poloměru b a ellipsy poloos c, a. (obr. 241).

Rovnice této ellipsy je

$$\frac{x^2}{c^2} + \frac{z^2}{a^2} = 1,$$

rovnice tečné k této ellipse jest

$$\frac{x\xi}{c^2} + \frac{z\zeta}{a^2} = 1.$$



obr. 241.

Spojíce normálu p na tuto tečnou a násobíce délkou p, obdržíme rovnici tečné ve formě normální rovnice přímky

$$\frac{px}{c^2}\cdot\xi + \frac{pz}{a^2}\cdot\zeta = p.$$

Označíme-li úhel, který svírá směr p s osou Oz, kde jest poloosa a — písmenem (obvyklou) V, bude patrno:

$$\frac{px}{c^2} = \sin V; \quad \frac{pz}{a^2} = \cos V$$

čili

$$\frac{x}{c} = \frac{c}{p}\sin V, \quad \frac{z}{a} = \frac{a}{p}\cos V,$$

z čehož vzhledem k rovnici ellipsy plyne:

$$c^2\sin^2 V + a^2\cos^2 V = p^2.$$

Známým případě, kde jde o tečné singulární, jest $p = b$,

tudíž

$$c^2\sin^2 V + a^2\cos^2 V = b^2.$$

Z toho pak plyne ihned:

$$\sin V = \sqrt{\frac{a^2-b^2}{a^2-c^2}}, \quad \cos V = \sqrt{\frac{b^2-c^2}{a^2-c^2}},$$

tudíž

$$\operatorname{tg} V = \sqrt{\frac{a^2-b^2}{b^2-c^2}}$$

Úhel obou optických os je pak $= 2V$.

Z toho je patrno:

Je-li $a^2-b^2 = b^2-c^2$, jest $V = \frac{\pi}{4}$; optické osy jsou k sobě kolmé; případ tento je přechodním.

Je-li $a^2-b^2 < b^2-c^2$ jest $V < \frac{\pi}{4}$

„ $a^2-b^2 > b^2-c^2$ „ $V > \frac{\pi}{4}$.

První případ jest charakteristickým pro krystaly positivní, druhý „ „ „ „ „ negativní.

Jinak lze psáti:

Pro krystaly positivní, jest $b^2 > \frac{a^2+c^2}{2}$

„ „ negativní „ $b^2 < \frac{a^2+c^2}{2}$.

Toť je rozdíl krystalů obou druhů — jak ku konci minulého § byl jen naznačen — nyní přesně definován.

2.) Úhel optických os sekundárních.

Sekundární osy optické odpovídají průsečnám kruhu a ellipsy

$$x^2 + z^2 = b^2$$

$$a^2x^2 + c^2z^2 = a^2c^2.$$

Pro tyto průsečné body J plyne z obou rovnic:

$$x = c\sqrt{\frac{a^2-b^2}{a^2-c^2}}, \quad z = a\sqrt{\frac{b^2-c^2}{a^2-c^2}}$$

Označíme-li analogicky písmenem V' úhel, jejž svírá průvodič k bodům J s osou Oz, do níž padá poloosa a, obdržíme:

$$\operatorname{tg} V' = \frac{x}{z} = \frac{c}{a}\sqrt{\frac{a^2-b^2}{b^2-c^2}}$$

Zajímavou je též forma:

$$\operatorname{tg} V' = \sqrt{\frac{\frac{1}{b^2} - \frac{1}{a^2}}{\frac{1}{c^2} - \frac{1}{b^2}}}\,,$$

ze kteréž plyne, že formule pro $\operatorname{tg} V'$ a $\operatorname{tg} V$ vyznačují se též reciprokým vztahem podobně jako ony ellipsoidy „prvý a druhý" elasticitnosti. Anebo jinak: Co jsou ve formuli pro V rychlosti a, b, c, to jsou ve formuli pro V' indexy n_1, n_2, n_3.

Jinak jest:

$$\operatorname{tg} V' = \frac{c}{a} \operatorname{tg} V,$$

tedy vždy

$$V' < V.$$

Místo a, b, c lze do formulí hořejších ovšem zavésti n_1, n_2, n_3, hlavní exponenty lomu, kteréž bývají obyčejně základem výpočtů.

Budiž ještě tolik podotčeno. Často béře se za úhel os optických primárních úhel ostrý, a zavádí se osa půlící tento úhel ostrý jakožto první střední přímka, také bisectrix; osa tupý úhel půlící se vede pak jako druhá střední přímka. Pojem bisectrix vystačí.

Z toho pak plyne: Padne-li bisectrix do směru nejmenší elasticity (směr OZ), jest krystal positivní; padne-li do směru největší elasticity (směru OX), je krystal negativní. *]

[* § 265. Příklad.

[* Provedme příklad příklad konkrétní, z něhož by vycházelo, jak se asi ony rozdíly ve skutečnosti ukazují.

Topas má – dle Rudberga – pro světlo Na tyto optické konstanty:

				Difference
$n_1 = 1,61161$,	z toho:	$a = 0,620497$	$a^2 = 0,385017$	$0,001020$
$n_2 = 1,61375$,		$b = 0,619675$	$b^2 = 0,383997$	$0,003470$.
$n_3 = 1,62109$,		$c = 0,616869$	$c^2 = 0,380527$	

$$\operatorname{tg} V = \sqrt{\frac{1020}{3470}}\,, \quad V = 28°28'\,, \quad 2V = 56°56'.$$

$$\operatorname{tg} V' = \frac{0,616869}{0,620497} \operatorname{tg} V, \quad V' = 28°19'; \quad 2V' = 56°39'.$$

Topas je tedy krystal positivní.

Počet ukazuje, že v differencích $a^2 - b^2$ a $b^2 - c^2$ první místa decimální vypadnou a že rozhodují pak jen další místa decimální. Proto jest nutno počítati na mnoho decimálních, aby úhel V a V' byl zaručen počtem na minutu. Má-li však toto početní zaručení míti fysikální jistotu, musí exponenty lomu býti správnými na několik jedniček pátého místa proto, poněvadž se mezi sebou jen málo liší.

Úhly V a V' jsou zde počítány pro světlo natriové. Pro jinou délku vlny vypadnou jinak. (Disperse os optických). *]

[* § 266. Závěrek.

[* Hledíme-li k všeobecné rovnici pro rychlost v šíření se pohybu vlnivého v ústředí jakémkoliv

$$v = \sqrt{\frac{E}{S}}\,,$$

vidíme, že jest možno v vykládati různým E – t. j. různou pružností étheru při stejné specifické váze (hustotě) S. Tato různá pružnost v různých směrech jest dle Fresnela zvláštností charakteristickou útvarů krystalických. Jest známo, že u těchto také četné fysikální vlastnosti (tvrdost, vodivost tepelná a elektrická) jsou různé v různých směrech. Jest to tedy také jakoby éther v krystalech byl krystalisován.

V ústředí isotropickém je pružnost étheru ve všech směrech konstantní – bez ohledu na material – a různá rychlost šíření se světla vykládá se zde dle Fresnela – různou hustotou étheru.

Je viděti, že předpoklady tyto jsou dosti umělými.

Theorie Fresnelova přes veškerou geniálnost svou nedá pokládati za definitivní. Proto také postupem času byly četné jiné theorie budovány, kteréž by nejen úkazy dvojlomu, nýbrž i jiné jako dispersi, absorpci a pod. – dovedly vysvětliti.

Že jest možno učiniti opačné předpoklady v příčině úloh veličin E a S, je ihned patrno. Mohla by naopak v krystalech býti E konstantní a S v různých

směrech různá, a v ústředích isotropických pak S konstantní a E různá (Neumann).

Mohl by se však ether za isotropický vůbec pokládati a úkazy optické vysvětlovati spolučinností étheru i hmoty, tak, že by chvěním částic étherových se též rozechvěly částečky hmotné. Poněvadž vlastnosti hmotné jsou podmíněny směrem v krystalu, bylo by pochopitelné, že by také vibrace hmotné byly na směru závislými.

Na takové vzájemnosti étheru a hmoty budovali theorii světla Boussinesq, Voigt, Sellmeyer, Helmholtz, Lommel, Thomson. *)

Polarisace chromatická.

§267. Úvod historický.

Úkazy polarisace chromatické objeveny byly krátce po tom, co Malus nalezl polarisaci odrazem (1809). Roku 1811, $\frac{11}{8}$ předložil totiž Dominique F. J. Arago (1786–1853) v Institut de France pojednání: „Sur une modification remarquable, qu'éprouvent les rayons lumineux dans leurs passages à travers certains corps diaphanes." Jednalo se o zjev překvapující, že totiž při dopadu bílého světla polarisovaného, které bezbarvou destičkou krystalovou (slídovou) projde, paprsek analysovaný se jeví býti barevným. Při skřížení analysátoru s polarisátorem není tedy pole tmavé, nýbrž barevné, tedy tak jakoby polarisace vlivem destičky krystalové byla zase zrušena, jako destička ono světlo polarisované zase „depolarisovala." Arago zjev dále nevysvětlil. Krátce po něm popsal David Brewster úkazy polarisace chromatické ve světle konvergentním a sice v díle Treatise of New Philosophical Instruments (1813) Edinburgh) pro krystaly jednoosé a v roce následujícím (1814) pro krystaly dvojosé. Také on přestal na svém objevu, vysvětlení žádného nepolar. Young poukázal na to, že by zjevy mohly vznikati interferencí; Biot podal vysvětlení dosti důmyslné na základě theorie emanační.

Vysvětlení správné na základě theorie undulační podali Fresnel a Arago. Zjevy polarisace chromatické mají základ svůj v interferenci polarisovaného. Podmínky takovéto interference stanovili Fresnel a Arago, a došli k větám následujícím.

1.) Dva paprsky, polarisované stejnoměrně, interferují za týchž podmínek jako paprsky obyčejné.

2.) Dva paprsky polarisované ve směrech k sobě kolmých, neinterferují vůbec.

3.) Dva paprsky polarisované ve směrech k sobě kolmých, jestliže vznikly ze světla obyčejného, neinterferují ani tehda, uvedouli se na společný kmitosměr.

4.) Dva paprsky polarisované ve směrech k sobě kolmých, pak-li vznikly ze světla polarisovaného, interferují, uvedou-li se na společný kmitosměr.

Věta 1. jest zřejmá; jsou-li pro světlo obyčejné splněny podmínky interference, nemůže býti pro vznik její závadou, když dopadající světlo polarisátorem uvedeme na souhlasný kmitosměr.

Věta 2. svědčí o transversalitě kmitů světelných. Dá se jednoduše ukázati na základě ohybu dvěma štěrbinami, ku př. na spektrálním apparátu. Je-li dalekohled a kollimátor zařízen na nekonečno, a dá-li se před dalekohled diafragma se dvěma štěrbinami, jež jsou rovnoběžné se štěrbinou kollimátoru, vznikne známý interferenční zjev. Když pak se štěrbiny přikryjí dvěma destičkami turmalinovými, zůstává neb mizí interferenční zjev dle toho, jsou-li destičky souhlasné neb skřížené.

Věty 3. a 4. jsou základními pro zjevy polarisace chromatické.

Z nich tedy vysvítá, že musí býti dáno světlo již polarisované a sice nejjednodušeji lineárně polarisované. Když se pak vloží za polarisátor destička dvojlomná, vzniknou dvojlomem všeobecně dvě složky světla polarisované ve směrech k sobě kolmých, které majíce rozdíl fásový mohly by interferovati; to však se stane teprvé, když se obě složky analysátorem uvedou na společný kmitosměr.

§ 268. Rozdělení zjevů polarisace chromatické.

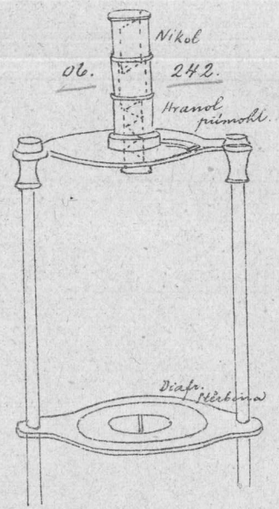
K usnadnění přehledu je s výhodou rozděliti zjevy polarisace chromatické do dvou skupin, dle toho, zda-li světlo lineárně polarisované prochází dvojlomnou destičkou rovnoběžně nebo sbíhavě. Již proto je rozdělení se stanoviska vyučovacího výhodné, poněvadž úprava apparátů, jichž k pozorování zjevů těch užíváme, musí býti jiná pro světlo parallelní a jiná pro světlo konvergentní. Rozeznávajíce tyto apparáty, jmenujme jedny orthoskopy, druhé konoskopy. (ὀρθός adj. přímý, κῶνος ὁ subst. kužel). Zařízení orthoskopů jest poměrně jednoduché, komplikovanější však je zařízení konoskopů.

Úkazy polarisace chromatické ve světle parallelním.

§ 269. Zařízení orthoskopů pro pozorování subjektivní.

Apparátem velmi vhodným pro subjektivní studium úkazů polarisace chromatické ve světle rovnoběžném jest apparát Nörrembergův. Jeho zařízení bylo již popsáno. Úprava jeho musí býti doplněna pro spektrální rozbor zjevů interferenčních. K tomu cíli musí býti o to postaráno, aby se (nejlépe) před nikol analysující dal vložiti hranol přímohledný světlo rozkládající, jakož i aby se pole, jež jinak je kruhové, dalo snížiti štěrbinou. Lámavá hrana onoho přímohledného hranolu postaví se ovšem s touto štěrbinou rovnoběžně. Analysující nikol musí se pak dáti otáčeti tak, aby hranol přímohledný se neotáčel sebou, nýbrž ve svém postavení pevně zůstával. Jest dobře míti po ruce lineární diafragmata různé šířky, na př. $\frac{1}{2}$ mm, 1 mm . . atd.

Obr. 242. ukazuje, jak se na místě nikolu dá nahoře vložiti hranol přímohledný a do něho teprvé analysující nikol, dále ukazuje formu diafragmat lineárních.



§ 270. Zařízení orthoskopů pro demonstrace objektivní.

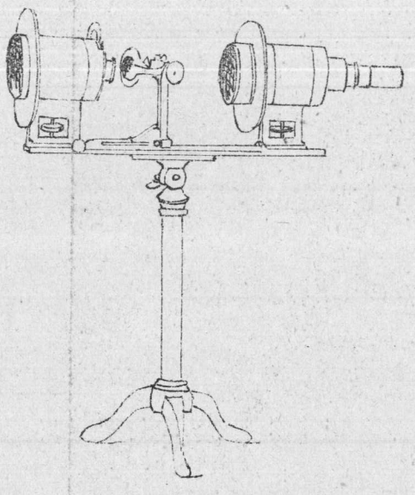
Pro účely přednášek k demonstrování objektivnímu zjevů úkazů polarisačních vůbec sestrojil velmi vhodný apparát Louis Jules Duboseq (vyslov Dybók), 1817–1886 (žák a nástupce Soleilův), jehož firma vynikla zejména konstrukcí apparátů optických. –: (Jako nástupce jeho řídí firmu tu inženýr Ph. Pellin v Paříži.):–

Obr. 243. ukazuje apparát ten v plné výzbroji perspektivně. Zde jde prozatím o to vysvětliti jeho zařízení schematicky pro demonstrování polarisace chromatické ve světle rovnoběžném.

Polarisátor (na př. nikol) vloží se do otvoru hliostatového. V přední části apparátu Dubosequova jsou diafragmata kruhová v různých průměrech na destičce s kulaté kruhovitě rozložena, v zadní pak části apparátu je projekční čočka, konečně se do téže části vkládají analysátor, na př. nikol, nebo též dvojlomný analysátor na př. achromatisovaný hranol vápencový. Jinak lze též diafragma kruhové nahraditi štěrbinou lineární, když jde o spektrální rozbor; k apparátu třeba jen přidružiti za analysátorem (ve směru postupu paprsků řečeno) přímohledný hranol.

§271. Materiál

ob. 243.



Takovýto materiál ke studiu zjevů polarisace chromatické hodí se svrchu destičky krystalů dvojlomných jakýchkoliv; zejména však vzniká zde dvojí materiál, jehož se nejvíce užívá. Jest to <u>slída</u> a <u>sádrovec</u>. Krystalisují v soustavě monoklinické; dají se výborně štěpiti, tak že lze snadno obdržeti lístečky libovolně tenounké, zvláště ze slídy, což právě zde je věcí důležitou.

Chemickým složením je slída (ku př. $O_4/_3$ Al_3 K H_2, t.j. <u>kyselý trojkřemičitan</u> <u>hlinito-draselnatý</u>, <u>sádrovec</u> SO_4 Ca + 2 H_2O (selenit), tedy <u>síran vápenatý</u>, (vodnatý zvaný bezvodému SO_4 Ca). Těnké lupínky tohoto minerálu mohou zastupovati k některým účelům sklo (proto: sklo muscovské).

§272. Průběh úkazu ve světle monochromatickém.

Nejprve apparát Foucaultův pro studium subjektivní. Z denního světla, jež se odrazem na desce skleněné polarisuje, podržme na př. světlo červené položíce na stolek červené sklo. Analysátorem budiž nikol.

Je-li analysátor s polarisátorem <u>zkřížen</u>, je pole tmavé. Položme-li však na stolek destičku dvojlomného krystalu, na př. sádrovcovou, tedy se <u>pole vyjasní</u>.

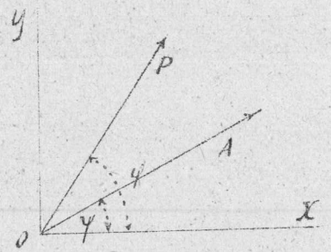
Otáčíme-li destičkou krystalovou kolem osy apparátu, mění se <u>intensita světlosti</u>, přecházejíc od minima — jež jest nulou — k určitému maximu. Při otočení destičky jedním kolem (o 360°) ukáže se <u>čtyřikrát</u> nulové minimum a <u>čtyřikrát</u> maximum.

Otáčíme-li analysujícím nikolem, mění se rovněž intensita světlosti. Ryla-li na př. destička při zkříženém analysátoru v poloze odpovídající maximální světlosti, ukáže se, že při otáčení nikolu tato světlost klesá, ale zase stoupá.

(* K vysvětlení těchto zjevů provedme jednoduchou úvahu následující. Amplituda světla polarisovaného, jež dopadá na destičku, budiž = 1. Jde jen o <u>relativní</u> výtahy, není tedy tato supposice žádným omezením všeobecnosti.

Kmity světla dopadajícího směru OP rozdělí se v destičce ve dvě komponenty $\cos\varphi$ a $\sin\varphi$ dle dvou na sobě kolmých kmitosměrů OX a OY (obr. 244), při čemž φ jest úhel mezi kmitosměrem OP světla dopadajícího a kmitosměrem OX.

ob. 344.



Prostupující krystalem, vystoupí obě tyto složky světelné s jistým fásovým rozdílem ε, který vzniká tím, že kmity ve směrech OX a OY se šíří krystalem <u>nestejnou rychlostí</u>. Tímto fásovým rozdílem je dána podmínka interference. Tato však nastane, až když kmity na sobě kolmé se analysátorem uvedou na <u>společný kmitosměr</u>.

Je-li ψ úhel mezi kmitosměrem OA analysátoru a kmitosměrem OX, jsou komponenty amplitud do kmitosměru analysátoru padající patrně $\cos\varphi\cos\psi$, $\sin\varphi\sin\psi$ s rozdílem fásovým ε.

Tyto amplitudy r_1 a r_2 dávají — dle známého pravidla geometrického sčítání amplitud, kleché k fásovému rozdílu ε, — amplitudu výslednou r dle rovnice

$$r^2 = r_1^2 + r_2^2 + 2 r_1 r_2 \cos\varepsilon.$$

Píšeme-li J za r^2 na základě úměrnosti a dosadíme-li hodnoty příslušné za r_1 a r_2 obdržíme

$$J = \cos^2\varphi\cos^2\psi + \sin^2\varphi\sin^2\psi + 2\cos\varphi\sin\varphi\cos\psi\sin\psi\cos\varepsilon\,;$$

přidáme-li k této rovnici identickou výraz

$$0 = 2\cos\varphi\cos\psi\sin\varphi\sin\psi - 2\cos\varphi\sin\varphi\cos\psi\sin\psi\,,$$

obdržíme zavedouce $1-\cos\varepsilon = 2\sin^2\frac{\varepsilon}{2}$ rovnici:

$$J = \cos^2(\varphi-\psi) - \sin 2\varphi \cdot \sin 2\psi \cdot \sin^2\frac{\varepsilon}{2},$$

anebr píšeme-li ke zkrácení $\varphi - \psi = \omega$, obdržíme pro intensitu světla z analysatoru vycházejícího výraz definitivní

$$J = \cos^2\omega - \sin 2\varphi \cdot \sin 2\psi \cdot \sin^2\frac{\varepsilon}{2}.$$

Rozbor:

Integrál tohoto výrazu je jednoduchý. Člen první, $\cos^2\omega$ značí - dle zákona Malusova - intensitu světla, jakou bychom měli bez destičky. Neboť ω je úhel mezi kmitosměrem analysátoru a polarisátoru. Vliv destičky na tuto intensitu jest obsažen ve výrazu

$$-\sin 2\varphi \cdot \sin 2\psi \cdot \sin^2\frac{\varepsilon}{2}.$$

Vliv tento je při jakémkolivr položení destičky permanentně nullou, je-li

$$\sin^2\frac{\varepsilon}{2} = 0, \text{ t.j. } \varepsilon = k \cdot 2\pi.$$

Vyloučíme-li případ tento, je motiv destičky určen její polohou, totiž úhly φ a ψ, jež kmitosměry OX a OY v destičce naavírají s kmitosměry polarisátoru a analysátoru.

1) Vliv tento je nullový při

$$\varphi = 0, \frac{\pi}{2} \quad \text{neb} \quad \psi = 0, \frac{\pi}{2}.$$

Otáčíme-li tedy destičkem kolem osy aparátu, je destička ve čtyřech polohách nepřisobivou — jakoby jí zde nebylo — a sice tehdá, když buď kmitosměr OX nebo kmitosměr OY padne do kmitosměru buď polarisátoru nebo analysátoru.

2) Vliv destičky je maximální, když při určitém vzájemném postavení analysátoru k polarisátoru, t.j. při

$$\varphi - \psi = \omega = \text{Const}$$

buď směr OX nebo směr OY padne souměrně ke směrům OA a OP.

Důkaz této věty plyne přímo z diskuse, kdy jest

$$\sin 2\varphi \cdot \sin 2\psi \text{ maximum}$$

při

$$\varphi - \psi = \omega = \text{Const.}$$

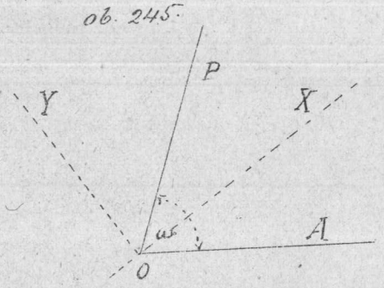
Differenciace vede k rovnici:

$$\cot 2\varphi + \cot 2\psi = 0.$$

Rovnice tato je splněna: a) Je-li $\psi = -\varphi$, t.j. vzhledem k rovnici $\varphi - \psi = \omega$,

je-li $\varphi = \frac{\omega}{2}$, $\psi = -\frac{\omega}{2}$.

V tom případě (obr. 245) je pak: $\sin 2\varphi = \sin\omega$, $\sin 2\psi = -\sin\omega$,



obr. 245.

tudíž $J = \cos^2\omega + \sin^2\omega \cdot \sin^2\frac{\varepsilon}{2}$.

b) Je-li $\varphi = \frac{\pi}{2} + \frac{\omega}{2}$ a $\psi = \frac{\pi}{2} - \frac{\omega}{2}$

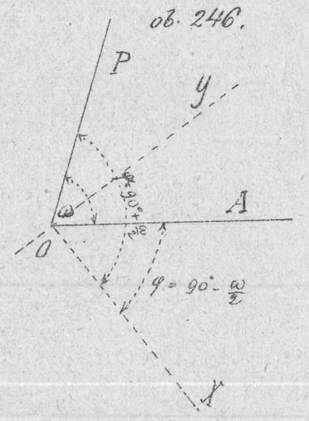
V tom případě (obr. 246) jest opět

$$\sin 2\varphi = -\sin\omega, \quad \sin 2\psi = \sin\omega$$

$$J = \cos^2\omega + \sin^2\omega \cdot \sin^2\frac{\varepsilon}{2}.$$

Shrnouce tedy případ a) a b) můžeme říci: Při libovolném, ale určitém postavení analysátoru vzhledem k polarisátoru, t.j. při stálém úhlu ω svedne se vlivem destičky intensita J na maximální

$$J_m = \cos^2\omega + \sin^2\omega \sin^2\frac{\varepsilon}{2},$$



obr. 246.

když buď směr OX nebo směr OY padne souměrně ke směrům OA a OP, což při otáčení destičky v plný úhel 2π se stane čtyřikrát.

Při tom je $J_m = 1$, t.j. intensita světla svede se na původní vzor, když

buď $\omega = 0$ neboť $\varepsilon = k\pi$,

t.j. když buď analysátor je souhlasný s polarisátorem (a destička v poloze souměrné, když OX půlí úhel ω, tedy v poloze když OX padne do směrů $OP \parallel OA$ a OY k němu kolmo), anebo když je tloušťka destičky taková, že rozdíl fásový ε jest násobné π; v posledním případě je $J_m = 1$ při jakémkolivr úhlu ω, ovšem předpokládajíce, že při tom destička je vždy v poloze souměrné, jak pro maximum působnosti bylo odvozeno. (Obr. 245 a 246).

Konečně dlužno vytknouti ještě zajímavý vztah následující:

Při libovolné poloze destičky a při dvou polohách analysátorů, jež se v úhel $\frac{\pi}{2}$ protínávají, jsou intensity J komplementární doplňujíce se totiž na plnou intensitu = 1. Neboť klademe-li jednou φ, podruhé $\varphi + 90°$,

obdržíme: $J_1 = \cos^2\omega - \sin 2\varphi \sin 2\psi \cdot \sin^2\frac{\varepsilon}{2}$ $\quad J_2 = \sin^2\omega + \sin 2\varphi \sin 2\psi \sin^2\frac{\varepsilon}{2}$

tudíž

$$J_1 + J_2 = 1.$$

Velmi pěkně lze tuto věc studovati analysátorem dvojlomným. Je-li pole poněkud větší, kryjí se oba obrázky dvojlomem vznikající, a tam kde se kryjí, zůstává intensita světla monochromatického konstantní = 1 a sice taková, jakoby byl analysátor rovnoběžný s polarisátorem. *]

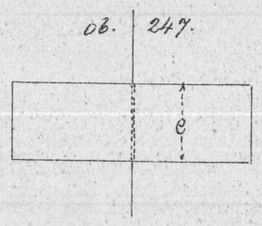
[* § 273 Rozdíl fásový ε.

[* Rozdíl fásový ε vzniká obyčejně z rozdílu dráhového δ; vztah mezi oběma je dán rovnicí:

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{\lambda}\delta.$$

V našem případě probíhají oba paprsky s kmitosměrem OX a při kolmém dopadu toutéž drahou, t. j. tloušťkou e destičky (obr 247), ale s rychlostí různou. Jsou tudíž optické dráhy různé. Chtějíce tyto dráhy optické přepočítati na vzduch, násobíme skutečnou dráhu exponentem lomu relativním, t. j. též na vzduch vztahovaným; je-li n' a n'' tento relativní exponent lomu pro jeden i druhý paprsek, značí n'e a n''e onu dráhu optickou, a tudíž jich rozdíl je

ob. 247.



$$\delta = (n' - n'')\, e.$$

Z toho plyne:

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{\lambda}(n' - n'')\, e.$$

Rozdíl fásový ε jest — při téže tloušťce destičky dvojlomné — podmíněn délkou vlny λ světelné, t. j. barvou světla dopadajícího.

Mění-li se λ v mezích záření viditelného, na př. v mezích, jež jsou určeny čarami Fraunhoferovými A a H, probíhá faktor $\frac{2\pi}{\lambda}(n' - n'')$ řadu hodnot též v určitých mezích ležících; tyto meze se pak násobením e více méně rozšíří, dle toho, je-li tloušťka destičky větší nebo menší. *]

§ 274. Průběh úkazů ve světle polychromatickém a bílém.

Úkazy polarisace chromatické ve světle polychromatickém jakožto původním vznikají superposicí těch zjevů, jež platí pro každý druh homogenního světla zastoupeného v onom světle původním. Výrazu

$$J = \cos^2\omega - \sin 2\varphi \cdot \sin 2\psi \cdot \sin^2\frac{\varepsilon}{2}$$

dlužno užíti pro každou délku vlny λ, jež je zastoupena ve světle dopadajícím, a pak uvážiti, jaký výsledek obdržíme summací intensit.

Při této summaci přijdou k platnosti nikoli členy, jež obsahují úhly posičné φ, ψ, ω — ty jsou nezávislé na délce vlny —, nýbrž člen $\sin^2\frac{\varepsilon}{2}$, který s délkou λ vlny světelné souvisí. Pro některou barvu bude tento člen = 0, pro barvy přímo sousední bude také téměř = 0, pro barvy odlehlejší bude míti již hodnotu větší až k maximum = 1, pak pro barvy ještě vzdálenější bude míti hodnoty opět k nulle klesající atd.

Ve výsledném světle budou tedy různé barvy zastoupeny různou intensitou; z toho pak již vychází, užíváme-li bílého světla, že musí vzniknouti pole zbarvené.

Vložíme-li tedy mezi polarisátor a analysátor, ať jsou jakkoliv vzájemně postaveny při světle bílém destičku dvojlomnou, tedy se pole všeobecně zbarví. Tím se dvojlomný charakter destiček jeví velmi citlivě, zejména je-li analysátor s polarisátorem skřížen. Že jsou ve výsledném světle jednotlivé barvy zastoupeny různou intensitou a že po případě některé snad vůbec schází, ukáže ihned spektrální rozbor.

Položíme-li na destičku dvojlomnou diafragma lineární a interpolujeme-li hranol přímohledný, jehož lámavá hrana jest s oným diafragmatem rovnoběžná, obdržíme spektrum, v němž jsou barvy zastoupeny různou intensitou, po případě objeví se ve spektru jeden neb i několik tmavých pruhů dle tloušťky destičky.

[* Pojmujme úkaz konkrétně:

Budiž analysátor skřížen s polarisátorem, tedy $\varphi - \psi = \frac{\pi}{2}$.

Pole jest tmavé

Vložme destičku dvojlomnou a sice do té polohy souměrné $\varphi = \frac{\pi}{4}$, kdy jest její oliv největší.

Pole se živě zbarví.

Nechávajíce pak destičku ležeti, – t. j. podržíce úhel $\varphi = \frac{\pi}{4}$, otáčejme analysátorem, počínajíc od postavení skříženého, kdy je $\psi = -\frac{\pi}{4}$, do postavení souhlasného, kdy je $\psi = +\frac{\pi}{4}$, (t. j. $\varphi - \psi = 0$), a vytkněme zejména postavení přechodní při $\psi = 0$, $\varphi - \psi = \frac{\pi}{4}$.

Pozorujme následující.

Při $\psi = -\frac{\pi}{4}$ živé zabarvení.

Od $\psi = -\frac{\pi}{4}$ do $\psi = 0$ zabarvení bledne vždy víc a více, až konečně mizí, pole je při $\psi = 0$ bílé v intensitě mírné.

Od $\psi = 0$ do $\psi = +\frac{\pi}{4}$ zabarvení zase vyniká, ale komplementární, z počátku jest bledé, pak živější až nejživější při $\psi = +\frac{\pi}{4}$.

A dybychom ještě dále analysátorem otáčeli, vracely by se úkazy ve zpátečním pořádku.

V mathematickém výkladu jeví se věc takto:

Výraz $$J = \cos^2(\varphi - \psi) - \sin 2\varphi . \sin 2\psi . \sin^2 \frac{\varepsilon}{2}$$

přejde pro polohu destičky $\varphi = \frac{\pi}{4}$ v následující:

$$J = \cos^2\left(\frac{\pi}{4} - \psi\right) - \sin 2\psi \sin^2 \frac{\varepsilon}{2}.$$

Jde tedy o dva členy tohoto výrazu.

1.) Při $\psi = -\frac{\pi}{4}$ jest prvý člen $= 0$, druhý má maximum $+\sin^2 \frac{\varepsilon}{2}$.

2.) Od $\psi = -\frac{\pi}{4}$ do 0 člen prvý stoupá až do hodnoty $\cos^2 \frac{\pi}{4} = \frac{1}{2}$, člen druhý klesá až do hodnoty nullové.

Při $\psi = 0$ máme – nezávisle na délce vlny –

$$J = \frac{1}{2}.$$

3.) Od $\psi = 0$ do $+\frac{\pi}{4}$ člen prvý roste dále až do 1, člen druhý klesá do hodnot negativních, až je při $\psi = \frac{\pi}{4}$

$$J = 1 - \sin^2 \frac{\varepsilon}{2}.$$

Ty barvy, pro něž $\frac{\varepsilon}{2} = k . \pi$ schází tudíž úplně při postavení analysátoru skříženém, ale naopak vystoupí v plné intensitě při postavení analysátoru rovnoběžném.

Ve spektrálním rozboru vystoupí pro tyto barvy ve spektru tmavé pruhy interferenční, nikoliv snad tmavé ostré čáry, poněvadž i sousední barvy jsou slabé. Tyto pruhy při otáčení nikoliv ponenáhlu mizí, při $\psi = 0$ obdržíme spektrum polointensivní stejnoměrné, ale pak vystupují pruhy na místech opačných, kde dříve byla intensita největší. Tím je vysvětlena komplementárnost celého zjevu.

Pruhy tedy vzniknou:

a.) při postavení analysátoru skříženém v blízkosti hodnot

$$\frac{\varepsilon}{2} = k\pi \text{ čili } \frac{1}{2}\frac{2\pi}{\lambda}(n' - n'')e = k\pi \text{ čili } \delta = (n' - n'')e = 2k\frac{\lambda}{2};$$

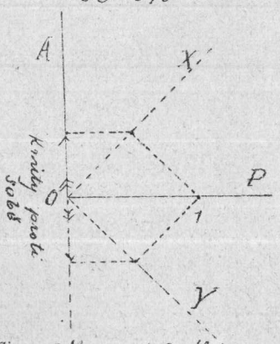
b.) při postavení analysátoru rovnoběžném v blízkosti hodnot

$$\frac{\varepsilon}{2} = (2k+1)\frac{\pi}{2} \text{ čili } \frac{1}{2}\frac{2\pi}{\lambda}(n' - n'')e = (2k+1)\frac{\pi}{2} \text{ čili } \delta = (n' - n'')e = (2k+1)\frac{\lambda}{2}.$$

Rozhoduje tedy rozdíl dráh optických (přepočítaný na vzduch) dle toho, je-li rozdíl tento roven sudému nebo lichému počtu polovln.

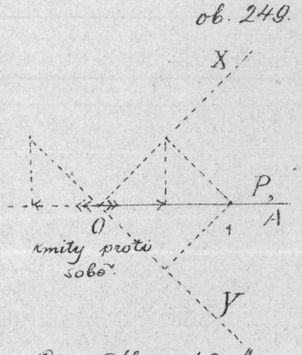
Jde-li jen o tento výsledek, lze věc pochopiti jednoduchou úvahou názornou dle obrazců 248. a 249. *)

ob. 248.



Při rozdílu opt. dráh = $2k . \frac{1}{2}$ ruší se kmity uvedené na $A \perp P$.

ob. 249.



Při rozdílu opt. dráh = $(2k+1)\frac{1}{2}$ ruší se kmity uvedené na $A \parallel P$.

Úkazy polarisace chromatické ve světle konvergentním.

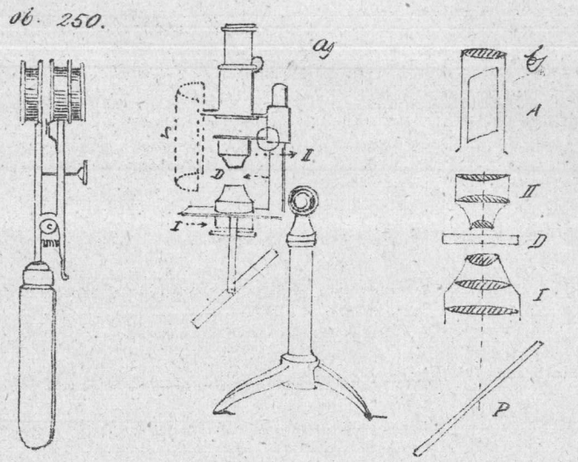
§ 275. Zařízení konoskopů pro pozorování subjektivní.

Apparátem nejjednodušším jsou zde turmalínové kleště (obr. 250), opatřené čočkou spojnou. Paprsky dopadající se všech stran na destičku krystalovou prostupují tuto a spojují se v oku pozorovatele.

Dokonalejší konoskopy vyznačují se svou úpravou, jakou činí dopadající světlo konvergentním. Hlavním požadavkem je tu, aby bylo při náležité konvergenci paprsků zorné pole co možná rozsáhlé; kdežto kleště turmalínové mají sice zorné pole dosti rozsáhlé, ale kužel paprsků nepatrný a ukazují tedy u vložených praeparátů krystalinických malý počet centrálních pruhů interferenčních, jest možno konoskop těmito přehlédnouti zjevy interferenční v celém rozsahu zorného pole.

Konoskopy dříve dle Nörremberga sestrojované nevyhovovaly tím, že měly za polarisátor nikol, a tím za daných poměrů pole velice zúžené; proto se raději volí sice méně dokonalý ale za to vydatný polarisátor — soustava destiček skleněných na odraz; přístroj tohoto druhu, jejž navrhl a francouzské Společnosti fysikální předložil 28/IV. 1877. M. Bertin zhotovený firmou E. Ducretet v Paříži (viz obr. 251 a), b,) má dvě úplně symmetrické soustavy čoček I a II, mezi než se vkládá krystal, jenž se má pozorovati. Světlo dopadající na polarisátor, jenž jest pod fixním úhlem k ose apparátu skloněný, odráží se jako polarisované do konoskopu a prochází v kuželu destičkou krystalickou, načež se analysuje hořejším nikolem A, k němuž připojena bývá jednoduchá lupa, jež se dá spolu s nikolem analysujícím blíže nebo dále k objektivu pošinouti a tím lze obrázek zaostřiti. Kdežto kondensor I jest zároveň s polarisátorem pro vždy spojen se stativem přístroje, dá se část hořejší objektiv s analysátorem, pomocí ozubeného vedení nahoru i dolů pošinovati;

ob. 250.



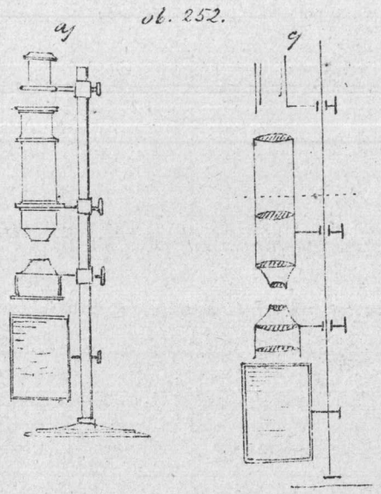
vložíce desku krystalu, sblížíme vždy co možná objektiv s kondensorem, aby zorné pole bylo co největší. Mezi objektivem a analysujícím nikolem je ponecháno místo R ku vkládání ¼ vlnových desk, pomocných křemenových desk parallelních a klínků anebo červeného skla, a z předu je část tato před rušivým vlivem vnějšího světla chráněna stínícím pláštěm plechovým S.

Pozorovati lze buď při světle bílém, — což má svou důležitost při stanovení různých dispersí optických os, kdež se příslušné zabarvení trsů achromatických jeví jen ve světle polychromatickém — aneb při osvětlení monochromatickém, na př. natriovém, a tu pak dlužno světlo vydatného zdroje, na př. lampy natriové, učiniti silnou čočkou parallelním, než na polarisátor dopadá.

Obrazy interferenční ve světle monochromatickém vyplňují pěkně detailovaně celé zorné pole — ve světle bílém pozorujeme pouze 5–6 pruhů centrálních, poněvadž další, zbarveny jsouce Newtonovými barvami vyšších řádů, mizí v barvě bílé.

Podotknouti dlužno, že, má-li se pozorovati daným konoskopem, má také důležitou úlohu oko pozorovatelovo — neboť nevidí stejně jasně tyto obrazce interferenční oko krátkozraké, normální a dalekozraké; lze tu pomáhati částečně zasunováním hořejší lupy aneb — oku krátkozrakému — brejlemi.

Zcela podobného spůsobu je i přístroj druhý zobrazený v obr. 252 a) a b) (od firmy Steeg).



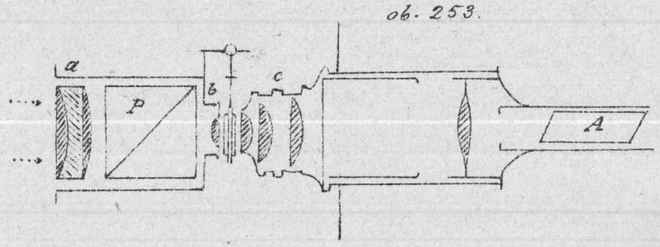
ob. 252.

Od konoskopů těchto v podstatě liší se **mikroskopy polarisační**, jakých užívají petrografové; jsou to mikroskopy, které slouží také k jiným účelům, k nimž se ale dá přičiniti zařízení polarisační — totiž polarisující nikol ke kondensoru a analysující nikol buď pevný pod okulárem aneb otáčivý nad okulárem.

[* § 276. Zařízení konoskopů pro demonstraci objektivní.

[* K demonstrování objektivnímu jest nejlépe použíti pohodlného apparátu Duboscquova na projekci, který jsme již jako **orthoskop** poznali. Dlužno připojiti k němu pouze zařízení mikroskopické naznačené schematicky v obr. 253, tedy zase kondensor (čočky a a b) a objektiv mikroskopu c, mezi něž se vkládá destička krystalinická na držátku stáčivém se vší možnou orientací.

ob. 253.



Polarisátor se vkládá buď do přístroje samého P, nebo lze užíti vhodně též achromatisovaného hranolu vápencového, jenž se vkládá do otvoru u heliostatu, a jeden z obou paprsků značně odchýlený se diafragmatem zachytí.

Apparátu Duboscquova dá se kromě jako orthoskopu a konoskopu použíti také pro světlo **mírně divergující**, jedná-li se o projekci úkazů chromatické polarisace ve světle parallelním, jež vyžadují značného pole. (Různé praeparáty ze skly neb sádrovců umělé skládané, jež se jeví při jistých

dvou polohách velmi pestře a komplementárně zbarveny, motýli, květiny, ptáci atd.)

Konečně i konoskopu Bertinova dá se pro demonstraci objektivní užíti, vložíme-li vhodnou čočku projekční. *)

§ 277. Rozdíl fásový při šikmém průchodu destičkou.

[* Základem svým nemohou úkazy polarisace chromatické ve světle konvergentním býti rozdílnými od úkazů, jež jsme popsali pro parallelní světlo. Paprsky, jež polarisátorem jsou rovinně polarisovány, prostupujíce destičkou krystalickou šikmo, rozkládají se též dvojlomem ve dvoje paprsky, kteréž vystupujíce s jistým rozdílem fásovým, jsou schopny interference, jež také nastane, když se uvedou analysátorem na společnou rovinu kmitovou. Pro intensitu platí také zde vzorec dříve odvozený

$$J = \cos^2 a - \sin 2\varphi . \sin 2\psi . \sin^2 \frac{\varepsilon}{2} .$$

Úhly a, φ, ψ jsou úhly posiční polarisátoru a analysátoru, zde jako tamtoliko **fásový rozdíl** ε má vztah k **šikmosti** paprsků; jenom tedy výrazem pro tento rozdíl fásový liší se **v podstatě** polarisace chromatická ve světle konvergentním od polarisace chromatické ve světle parallelním.

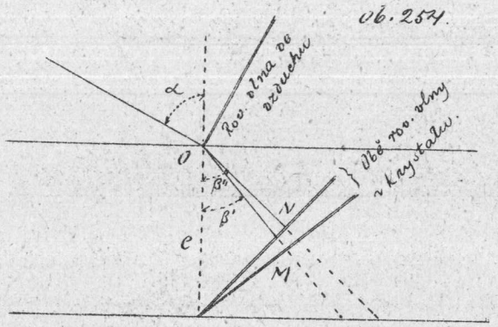
Onen fásový rozdíl ε odvodíme z rozdílu dráhového δ opět dle známé relace

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{\lambda} \delta ,$$

kdež je λ přepočítáno na **vzduch**. Rozdíl pak **dráhový** rovněž na vzduch přepočítaný, jinými slovy rozdíl dráh **optických** obdržíme z rozdílu **skutečných** dráh v krystalu udsobením exponenty n' a n'' relativními vzhledem ke vzduchu. Tím je postup odvození předepsán.

Nechť dopadá rovinná vlna na destičku krystalovou ve směru α; dvojlomem přichází pak do směrů β' a β''. Směr vztahujeme ovšem na **normálu** rovinné vlny a úhly α, β', β'' počítáme od kolmice dopadu (obr. 254).

Dráhy skutečné obou vln v krystalu jsou



ob. 254.

$$OM = e\cos\beta', \quad ON = e\cos\beta''$$

Násobíce exponenty lomu

$$n' = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta'}, \quad n'' = \frac{\sin\alpha}{\sin\beta''}$$

přepočítáme dráhy skutečné na dráhy optické pro vzduch

$$e\sin\alpha\cot\beta', \quad e\sin\alpha\cot\beta''.$$

Rozdíl dráhový δ je tudíž

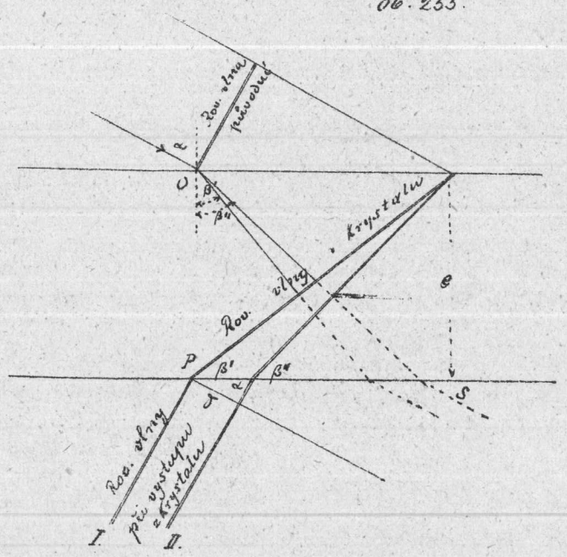
$$\delta = e\sin\alpha(\cot\beta' - \cot\beta''),$$

a z toho rozdíl fásový

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{\lambda}\delta.$$

Přechodem do vzduchu z krystalu, jenž je omezen rovinami rovnoběžnými, přijdou obě rovinné vlny opět ve směr α.

Poněvadž výraz pro δ jest pro celý další výklad důležitým, podáme ještě jiné jeho odvození, takové totiž, aby ono δ názorně vyniklo konstrukcí.



ob. 255.

Obr. 255. ukazuje, jak se obě rovinné vlny I a II srovnají do stejného směru, když z krystalu vystupují do vzduchu. Jdou za sebou ve směru α s rozdílem dráhovým δ, kterýž je dán kolmou jich odlehlostí.

Patrně je $\delta = PQ.\sin\alpha$

$$PQ = SP - SQ =$$
$$= e\cot\beta' - e\cot\beta''.$$

Dosazením přicházíme k témuž výrazu jako dříve.

Kratší forma výrazu pro δ jest

$$\delta = e(n'\cos\beta' - n''\cos\beta''),$$

který lze snadno zapamatovati,

poněvadž $e\cos\beta'$ a $e\cos\beta''$ jsou dráhy skutečné v krystalu, jichž násobení příslušnými exponenty lomu upomíná na přepočítání dráh skutečných na dráhy optické.

Pro kolmou incidenci, kde je $\beta' = \beta'' = 0$, plyne z něho výraz již známý

$$\delta = e(n' - n''). \quad *]$$

§ 278. Povšechná povaha úkazů polarisace chromatické ve světle konvergentním.

[* Vzorce, jež zde rozhodují, jsou následující:

$$J = \cos^2\omega - \sin 2\varphi . \sin 2\psi . \sin^2\frac{\varepsilon}{2}$$

$$\varepsilon = \frac{2\pi}{\lambda}\delta$$

$$\delta = e\sin\alpha(\cot\beta' - \cot\beta'').$$

Budiž poloha analysátoru k polarisátoru určitou. Pak jest úhel ω dán. Intensita J závisí pak jednak na úhlech φ a ψ, jednak na rozdílu fásovém ε. Úhly φ a ψ jsou pro různé paprsky měnlivé, poněvadž je měnlivým směr OX a OY; i rozdíl fásový ε jest rovněž od paprsku k paprsku měnlivým dle incidence.

Avšak vliv rozdílu fásového ε odpadává pro všechny paprsky, pro něž jest

buď $\varphi = 0$ neb $90°$

neb $\psi = 0$ „ $90°$,

tedy pro paprsky takové, jichž kmitosměry buď jsou podél neb na příč k hlavním rovinám polarisačního apparátu. Pro všechny paprsky takové platí bez ohledu na délku vlny λ povšechně

$$J = \cos^2\omega,$$

tedy na př. $J = 0$ pro $\omega = \frac{\pi}{2}$ nebo $J = 1$ pro $\omega = 0$.

Přibližně platí to též pro paprsky oněm blízké, pro něž

je téměř $\varphi = 0$ neb $90°$

anebo $\psi = 0$ neb $90°$. *]

V obrazci, jaký tedy skýtá dostička krystalová v apparátu polarisačním, vynikneme čáry, jimž říkáme achromatické (ἀ χρῶμα) neb latinským jménem incolory t. j. čáry bezbarvé.

Vyloučíme-li tento případ, kdy rozdíl fásový ε, ať je jakýkoliv, nemá žádného vlivu, pak můžeme přihlédnouti blíže k případům, kdy rozdíl fásový vlivem svým se jeví. Úvahami podobnými jako při světle rovnoběžném poznáváme, že vznikne zabarvení, které se však mění, poněvadž ε se mění. Pro jisté paprsky bude ε stálé; obrazec destičky v apparátu polarisačním bude tedy ukazovati čáry stejného zabarvení, jimž říkáme čáry isochromatické (ἴσος, χρῶμα) neb latinsky aequicolory, t. j. čáry stejnobarevné.

Tyto nebudou všude stejné intensity, poněvadž součinitelé $\sin\varphi$ a $\sin\psi$ jsou měnlivé. Pro maximum platí pravidlo symmetrie vůči hlavním rovinám apparátu polarisačního, jak bylo odvozeno při světle rovnoběžném.

Jaký průběh mají čáry achromatické a isochromatické při určitém postavení analysátoru k polysátoru, závisí především na optické povaze látky krystalické, je-li totiž krystal jednoosým nebo dvojosým; dále pak, jak je destička seříznuta, vzhledem k optické ose aneb k optickým osám.

Těmito podmínkami jest tvar křivek určen. O rozměrech křivek rozhoduje pak dále mohutnost dvojlomu látky, t. j. rozdílnost exponentů lomu obou paprsků dvojlomem vznikajících, jakož i tloušťka destičky.

Jinak otáčíme-li analysátorem mění se všeobecně obraz, jaký destička poskytuje. Vyznačné posice analysátoru jsou při tom – jako vždy – dvě, když totiž analysátor jest s polysátorem buď souhlasný nebo skřížený. Při poloze některé prostřední nastávají zajímavé přechody křivek isochromatických.

§ 279. Krystaly jednoosé kolmo k ose seříznuté.

Případ nejjednodušší. Vůči ose krystalu, jež splývá s osou apparátu polarisačního, jest kolem vše souměrné. Proto musí vzniknouti obraz kruhový. Kmitosměry jsou vůči těmto kruhům periferické – kolmé k hlavnímu řezu – jednak radiální – v hlavním řezu samém. Křivky isochromatické jsou zde kruhy, achromatické dávají kříž kruhy tyto centrálně prostupující. Poloha kříže i jeho jasnost se mění při otáčení analysátoru. Je-li analysátor s polysátorem skřížen, jest kříž tmavý, je-li souhlasný, jest kříž jasný.

Jsouce orientovaní o místech achromatických, přihlédněme ještě ku křivkám

isochromatickým, podél nichž je vždy ε stálé. Předpokládejme nikoly skřížené ($\omega = 90°$). Tak je ve výrazu pro intensitu

$$J = \sin^2 2\varphi \cdot \sin^2 \frac{\varepsilon}{2}.$$

Ve světle monochromatickém budou tedy nehledě k φ temná místa tam, kde $\sin^2 \frac{\varepsilon}{2} = 0$, t. j. pro $\frac{\varepsilon}{2} = 0, \pi, 2\pi, \ldots, k\pi$, tedy všeobecně pro $\left(\frac{\varepsilon}{2} = \frac{\pi}{\lambda}\delta = k\pi\right)$ $\delta = k\lambda$, t. j. pro místa, kde rozdíl dráh optických obnáší celistvý počet délek vln.

Kdybychom nyní zavedli do výrazu pro fásový rozdíl úhel dopadu, jenž je úměrný délce průvodiče příslušné křivky isochromatické, seznali bychom – předpokládáme-li nikoly skřížené –

o poloměrech kruhů temných

a.) že se mají k sobě velikosti jejich jako odmocniny čísel sudých

tedy $r_1 : r_2 : r_3 : r_4 : \ldots\ldots = \sqrt{2} : \sqrt{4} : \sqrt{6} : \sqrt{8} : \ldots\ldots$

$= 1{,}414 : 2{,}000 : 2{,}449 : 2{,}828 \ldots$

b.) že jsou obráceně úměrny mohutnosti dvojlomné.

Při stejné tloušťce jsou pruhy těsnější, má-li krystal větší dvojlomnost; neboť rozdíly v exponentech lomu jsou pak větší a tudíž rozdílu fásového k interferenci potřebného se dosáhne malou jen změnou incedence paprsků.

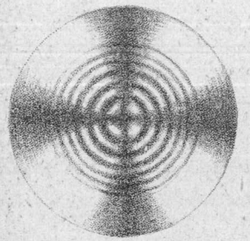
c.) délce vlny λ pak jsou úměrny přímo, tedy pro světlo tonu hlubšího (na př. červené) budou širší než pro světlo modré, což snadno můžeme konstatovati, pokrýjíce polovinu zorného pole v konoskopu sklem červeným a druhou modrým. Tím, že nenastává minimum pro všechny barvy na téhož místě, se vysvětluje, proč jsou tyto křivky ve světle polychromatickém zbarveny.

d.) konečně s tloušťkou desky mění se též rozsáhlost pruhů; čím je deska téhož materiálu silnější, tím jsou pruhy, jež zorné pole obsáhne, těsnější.

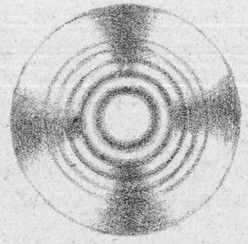
Takovýto zjev krystalu jednoosého při skřížených nikolech ukazuje obraz. 256; při postavení nikolu rovnoběžném místa temná a světlá si svou úlohu vymění – nastane úkaz komplementární.

Poláštní modifikací tohoto zjevu interferenčního vyznačují se krystaly jednoosé s mohutností otáčivou (obr. 257), které jeví v okolí

ob. 256.



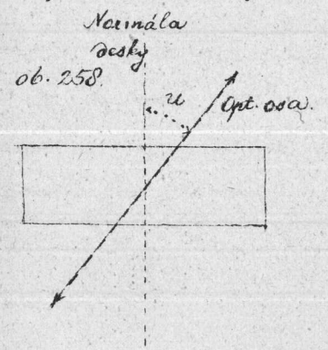
ob. 257.



optické osy dvojlom cirkulární a totéž zbarvení ve středu zjevu, jaké by dávala tato deska křemenová v orthoskopu; dále od osy pak začínají převládati poměry tytéž jako u ostatních krystalů jednoosých. Zjevy křemene a ostatních krystalů s mohutností stáčivou (jaké jsou na př. síran strychnýnový, rumělka, aethylendiamin atd.) můžeme označiti jakožto úkazy kvesistence otáčivé mohutnosti a dvojlomu.

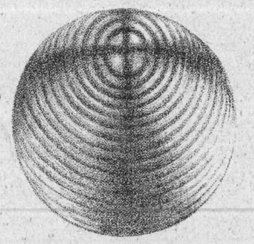
§280. Krystaly jednoosé šikmo k ose broušené.

Veškeré zjevy interferenční krystalů jedno- i dvojosých jeví při postupně se měnící orientaci destičky v krystalu (totiž směru vzhledem k optické ose, jimž je destička broušena) – nepřetržitou souvislost. Broušíme-li destičky stále šikměji k optické ose, při čemž úhel μ, jejž svírá normála desky s optickou osou (obr. 258), roste od nully počínajíc, přecházejí isochromatické kruhy nejprve v obrazce mírně ellipsovité – při čemž stopa optické osy – střed interferenčního zjevu se vzdaluje od středu zorného pole. Případ takový ukazuje obr. 259, kde je úhel μ právě asi 29°; při dalších sklonech se pruhy elliptické rozšiřují, středy ellips se ocitují mimo zorné pole, a vidíme pouze oblouky elliptické.



V jistém přechodním případu stanou se tyto parabolickými (obr. 260), a je-li tento pak překročen, máme kruhy hyperbolické ke středu se blížící – až konečně nastávají pro desku rovnoběžně s osou broušenou systemy hyperbol naznačené v obr. 261. –

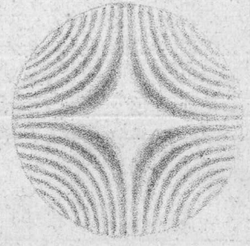
ob. 259.



ob. 260.



ob. 261



Analyticky vystihl zajímavé přechody tyto Bertin, odvodiv všeobecnou rovnici křivek isochromatických v souřadnicích pravoúhlých x, y pro desku, jejíž normála svírá úhel μ s optickou osou krystalu,

$$\left(\cos^2\mu + \tfrac{1}{2}\sin^2\mu\right) y^2 + \left(\cos^2\mu - \tfrac{1}{2}\sin^2\mu\right) x^2 - C x \sin 2\mu = P,$$

kdež ve členech C a P intervenují exponenty lomu, diff. fásová, tloušťka destičky, jakož i vzdálenost jasného vidění. Součinitel u x^2 může býti totiž positivní, nullou neb negativní, a dle toho obdržíme trojího druhu křivky isochromatické. Nullou je pro $\cos^2\mu = \frac{1}{2}\sin^2\mu$, t. j. pro $\mu = \operatorname{arctg}\sqrt{2} = 54°44'$.

Je-li tedy orientace desky taková, že

1.) $\mu < 54°44'$, máme křivky elliptické ($Ay^2 + Bx^2 - Cx = P$), ve zvláštním případě ($\mu = 0°$) kruhové ($x^2 + y^2 = P$),

2.) $\mu = 54°44'$, křivky parabolické ($Ay^2 = Bx + P$)

3.) $\mu > 54°44'$, křivky hyperbolické ($Ay^2 - Bx^2 - Cx = P$),

kteréž dosahují limitního případu hyperbol rovnoramenných pro $\mu = 90°$.

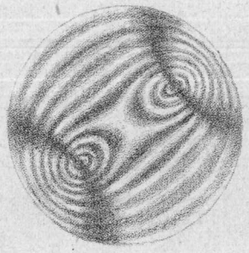
Zjevy krystalů šikmo neb rovnoběžně s osou broušených pozorovati jest jen ve světle homogenním, monochromatickém. Máme tu činiti i u paprsků kolmo dopadajících s rozdíly cest značnými; pruh střední jest již řádu značně vysokého a postranní příslušně rostoucí neb klesající také řádů vyšších.

§281. Krystaly dvojosé.

Charakteristickými jsou tu

a.) křivky Cassiniho (lemniskaty) u desk broušených kolmo na přímku střednou (bisectrix), která půlí ostrý úhel optických os, naznačené obr. 262; nejintensivněji vystupují, je-li rovina optických os v azimutu 45° ke skříženým nikolům.

ob. 262.



Stopy optických os jsou póly lemniskat; dle nich se dá také měřiti úhel optických os;

b.) pruhy kruhům podobné, je-li deska sříznuta kolmo na jednu z optických os s trámcem achromatickým (obr. 263.);

c.) hyperboly podobné jako v obr. 261.

ob. 263.



Souvislost mezi interferenčními zjevy krystalů jednoosých a dvojosých můžeme zajímavým spůsobem stopovati, zahřívajíce na př. dvojosý sádrovec, čímž se stopy optických os se stoupající temperaturou sbližují, pro určitou temperaturu nastane zjev jednoosých krystalů a při dalším rozstoupí se opět optické osy — jenže tentokrát v rovině k původní kolmé.

Veškeré zjevy interferenční jednoosých i dvojosých krystalů lze si snadno představiti průsekem destiček s plochami od M. A. Bertina sestrojenými, které slovou plochami isochromatickými. Průsek takové plochy s povrchem desky dává křivku isochromatickou; k nim sestrojil E. Lommel plochy achromatické (neb jak se též zovou, plochy isogyr. ἴσος, γῦρος, ὁ — kruh)

Velmi zajímavy jsou pro detailnější studium zjevy, jaké dostáváme superposicí jistých různě orientovaných desk krystalinických v různé ozájemné poloze hlavních řezů. (Pruhy Ohmovy, proužky Savartovy, Spirály Airyho 4násobné), jakož i kombinaci s destičkami Aristotelovými (Airyho spirály dvojnásobné, zjevy s pošinutými protějšími kvadranty, dle nichž lze rozeznati krystaly positivní od negativních); — dále s křemenovými deskami rovnoběžnými neb klínky atd, na něž tuto jen upozorňujeme.

Sem hledí též zjevy disperse optických os (ve světle bílém), měření úhlu os optických, změny interferenčních zjevů teplem, tlakem, silami elektrickými, absorpční trsy krystalů (Haidingrovy) a četné jiné.

Polarisace rotační.

§ 282. Úvod historický.

Objev polarisace rotační učinil současně s objevem polarisace chromatické Dominique F. J. Arago (v. t.) a popsal ve spise svém „Sur une modification remarquables, qu'éprouvent les rayons lumineux dans leurs passages à travers certains corps diaphanes." Arago objevivo zabarvení slídové destičky mezi polarisátory, zkoumal četné destičky krystalové jiné, při tom také destičky křemenové kolmo k ose broušené, a konstatoval při těchto důležitý úkaz, že lze totiž mezi polarisátory také jevi zabarvenými nezávisle na poloze destičky, že však zabarvení jejich při otáčení analysátoru má průběh jiný než na př. u destiček slídových. Biot zkoumal podrobněji tento zjev a vysvětloval jej — ovšem na základě theorie emanační, jejímž byl posledním vynikajícím zástupcem — stáčením roviny polarisační. On také pokusy nalezl (1813) tři důležité zákony o polarisaci rotační, jež se ještě dodnes v čelo úvah o zjevech této polarisace staví. Také již poznal, že některé destičky stáčí na pravo, jiné na levo, čili jak nyní říkáme, že jsou některé pravotočné, jiné levotočné (dextrogyraty a laevogyraty) z řeckého γυρόω křiviti, stáčeti, odtud ὁ γῦρος zakřivení, kruh, a z latinského dexter pravý, laevus levý (jako sinister); slova gyrus se užívá též v latině, čímž jest ono kombinovaní slova řeckého s latinskými ještě odůvodněno.

§ 283. Zákony Biotovy.

Zákony tyto jsou:

1.) Otočení roviny polarisační jest úměrno tloušťce desky

2.) Otočení spůsobené několika destičkami rovná se algebraickému součtu otočení spůsobených destičkami jednotlivými.

3.) Otočení vzrůstá s indexem lomu čili jak nyní říkáme, s délkou vlny světelné a jest obráceně úměrno čtverci délky vlny.

Dle prvého zákona postačí tedy znáti točivost pro tloušťku jedničky, na př. jednoho millimetru. Uhel ρ pro tuto tloušťku platící zově se mohutností rotační čili točivostí specifickou.

Dle třetího zákona Bistova měl by býti součin

$$\rho \lambda^2 = \text{Const.}$$

Avšak výsledky pozorování novějších ukázaly, že rovnice tato jest jenom approximací a to dosti skrovnou, fakticky součin tento stoupá, činí na př. asi 7,22 pro čáru B, naproti tomu 8,03 pro čáru H, předpokládajíc, že se délky vlny λ, jak zde jest vhodné vyjádří v jedničce mikron (μ). Proto byly zkoušeny jiné formy závislosti $\rho = f(\lambda)$.

Z těch uvádíme zde dvě, totiž

$$\rho = A + \frac{B}{\lambda^2} \quad \ldots\ldots \quad (\text{Broch \& Stefan})$$

$$\rho = \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} \quad \ldots \quad (\text{Boltzmann}).$$

Obě tyto rovnice upomínají na rovnici

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4} \quad \ldots \quad (\text{Cauchy}),$$

kterou se stanoví přibližně závislost exponentu lomu na délce vlny světelné. Dle toho by průběh „rotační disperse" byl analogický průběhu „disperse lámavé".

Číselně jeví se hořejší rovnice takto

$$\rho = -1{,}753 + \frac{8{,}1622}{\lambda^2} \quad \ldots\ldots \quad (\text{Stefan})$$

$$\rho = \frac{7{,}07018}{\lambda^2} + \frac{0{,}1493}{\lambda^4} \quad \ldots \quad (\text{Boltzmann}).$$

při čemž λ vyjádřeno v jedničce mikron (μ).

Aby se vidělo, jak dalece pozorování se dá formulí vystihnouti, buďtež zde položeny výsledky, jak je obdržel pozorováním Stefan, a výsledky, jak je počtem ze své formule odvodil

Boltzmann

	B	C	D	E	F	G	H	
$\rho =$	15,55 ;	17,22 ;	21,67 ;	27,46 ;	32,69 ;	42,37 ;	50,98 ...	(Stefan)
	15,65 ;	17,24 ;	21,64 ;	27,42 ;	32,62 ;	42,43 ;	50,98 ...	(Boltzmann)

Rotační disperse B . . . . H činí tudíž pro křemen tloušťky 1 mm

$$\rho_H - \rho_B = 35^\circ{,}43,$$

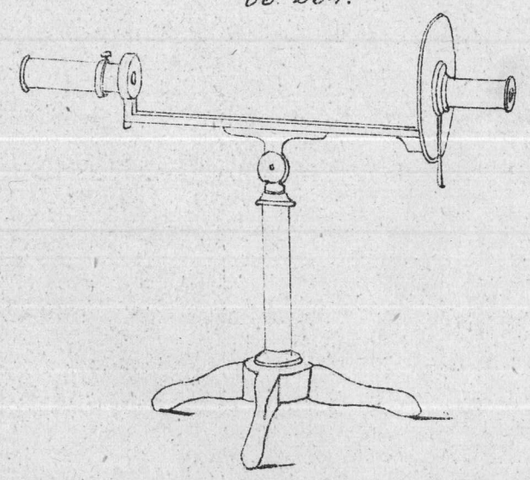
což jest disperse velmi značná.

§ 284. Apparáty ke studiu subjektivnímu polarisace rotační.

Průběh úkazů polarisace rotační lze k předběžné orientaci velmi dobře studovati apparátem Nörrembergovým v témž způsobu upraveným jako ke studiu úkazů polarisace chromatické ve světle rovnoběžném.

Jiný apparát k tomu zvlášť určený je apparát Mitscherlichův (obr. 264.)

ob. 264.



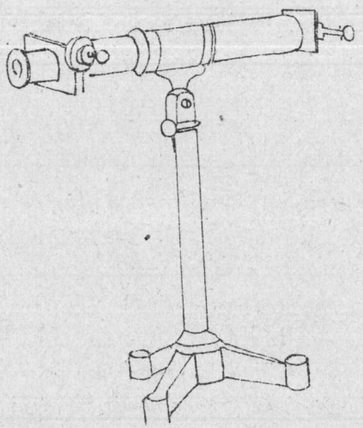
Analysátorem i polarisátorem jest zde hranol Nikolův. Mezi oběma je dostatečně prostoru, aby se mohly vložiti též trubice skleněnými deskami uzavřené, jež obsahují kapaliny opticky aktivní.

Točivost se dá na děleném kruhu u analysujícího nikolu stanoviti.

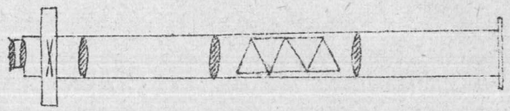
K tomuto přístroji musí býti připojen přímohledný spektroskop, nejlépe takový, jenž v okuláru má posinovatelný hitkový kříž.

Obr. 265. ukazuje spektroskop ten jednak v pohledu (a), jednak v průřezu schematickém (b).

ob. 265. a)



ob. 265. b)



§285. Apparáty k objektivní demonstraci polarisace rotační.

Účeli tomuto slouží projekční apparát Duboscqův v témž uspořádání jako pro úkazy polarisace chromatické ve světle rovnoběžném. Jako tam připojuje se i zde k němu jednak hranol přímohledný za účelem spektrálního rozboru, při čemž se pole zúží lineární štěrbinou, jednak analysátor (nikol) rotující ve spojení s hranolem achromatickým uchylujícím, aby se úkazy, jež při otáčení analysátoru pozorujeme časově za sebou, rozložily prostorově vedle sebe přehledně na základě trvání dojmů zrakových.—

§286. Průběh úkazů ve světle monochromatickém.

Jest velmi jednoduchý. Studuje se subjektivně nejlépe apparátem Mitscherlichovým. Polarisující nikol zařídí se na př. tak, aby jeho rovina polarisační byla vertikální. Je-li analysující nikol s ním skřížen, máme při osvětlení jakémkoliv pole tmavé. Osvětlíme tedy světlem natriovým. Pole je tmavé. Vyjasní se však, když vložíme mezi nikoly destičku křemenovou s rovinami k ose jeho kolmými, tak aby tyto roviny byly kolmé k ose apparátu. Když však otáčíme — ve správném smyslu na pravo neb na levo — nikolem analysujícím, přijdeme k poloze nikolu, při níž se jeví pole opět tmavým (— nebo vlastně slabě modravým, poněvadž plamen Bunsenův plynový

jest modravý). Úhel o který bylo nutno analysujícím nikolem otočiti, odečte se na děleném kruhu. Když se úhel dělí tloušťkou destičky v millimetrech, obdrží se ρ pro Na. Tloušťka destičky se stanoví kontaktním měřítkem.

Podobně lze určiti ρ pro Li (α). Jest jenom třeba červeným sklem eliminovati současné světlo natriové. Ukáže se, že jest ρ menší pro Li α než pro Na.

§287. Průběh úkazů ve světle polychromatickém, specielně bílém.

Studuje se vhodně apparátem buď Nörrembergovým nebo též Mitscherlichovým. Světlo denní. Skřížíme analysátor s polarisátorem. Pole jest tmavé.

Vložíme destičku křemenovou. Pole se vyjasní a zároveň zbarví. Dle barvy, jakou při tom pozorujeme, nazývá se destička křemenová na př. červenou, žlutou, modrou, atd.

Pojmenování toto se tedy vztahuje na skřížené nikoly.

Otáčíme-li destičkou křemenovou kolem její osy, tedy se zabarvení nemění, což jest pochopitelno. Jest však v tom důležitý rozdíl proti polarisaci chromatické.

Otáčíme-li však analysujícím nikolem, mění se barva spojitě. Při tom pozorujeme dvojí případ: barvy přechází jedna v druhou buď vzestupně nebo sestupně. To je (dle analogie akustické): buď od barvy nižší (červené) k vyšší (fialové) nebo naopak. To záleží jednak na smyslu, v jakém točíme nikolem, jednak také na destičce křemenové, je-li pravo- nebo levotočná.

Mění-li se barvy vzestupně při otáčení nikolu na pravo (jako ručička u hodin), je křemen pravotočným — mění-li se však barvy vzestupně při otáčení nikolu na levo (obráceně jako ručička u hodin), je křemen levotočným.

Z toho plyne, že pojmenování „pravo" resp. „levo" točný se řídí dle toho, jak se věc jeví, když hledíme paprskům světelným vstříc — což při pozorování subjektivním jest ovšem nejpřirozenější, ale při demonstrování objektivním, při projekci úkazů na stěnu, dlužno na to pamatovati — neboť zde se díváme ne paprskům vstříc, nýbrž tak, jak jdou paprsky.

Postup barev můžeme při objektivním demonstrování apparátem Duboscquovým pěkně přehlédnouti, užívajíce rotujícího analysátoru ve spojení s achromatickým uchylujícím hranolem. Otáčíme-li dosti rychle, obdržíme ve světle slunečním na projekční stěně barevný kruh, na němž všechny barvy jsou prostorově vedle sebe, jak bychom je jinak v různém postavení analysátoru pozorovali časově po sobě.

Zde také zpozorujeme, že barvy, jež na tomto kruhu jsou o 90° od sebe vzdáleny, jsou komplementární. Důkaz přímý lze ovšem podati nejlépe analysátorem dvojlomným, tak jako při analogickém zjevu polarisace chromatické.

Vidíme z toho, že na základě buď polarisace chromatické (pro různé destičky krystalové) nebo zejména rotační (pro touž destičku křemenovou) můžeme, užívajíce dvojlomného analysátoru, předvésti celou serii barev komplementárních způsobem nejpohodlnějším a nejdokonalejším.

§288. Pokračování. Rozbor spektrální.

Chtějíce zkoumati, jaké jsou ony barvy, jež zde pozorujeme, užíváme analyse spektrální podobně jako při polarisaci chromatické.

Zužíme tedy pole štěrbinou a připojíme hranol přímohledný, při pozorování na apparátu Nörrembergově pře nikol, při demonstraci objektivní apparátem Duboscquovým za nikol, u apparátu Mitscherlichova postavíme za nikol spektroskop přímohledný.

Ve všech těchto případech pozorujeme spektrum, v němž se nalézá jeden, po případě i několik — tmavých, neurčitě ohraničených, t. j. ponenáhlu se ztrácejících pruhů. Je-li destička křemenová velmi tenká (několik desitin millimetru), šíří se pruh přes větší část spektra. Proto je zabarvení pole zde méně živé, mdlé, neurčité. Je-li destička několik millimetrů silná, obdržíme jediný pruh, nebo po případě dva, zabarvení pole je zde živé, určitější.

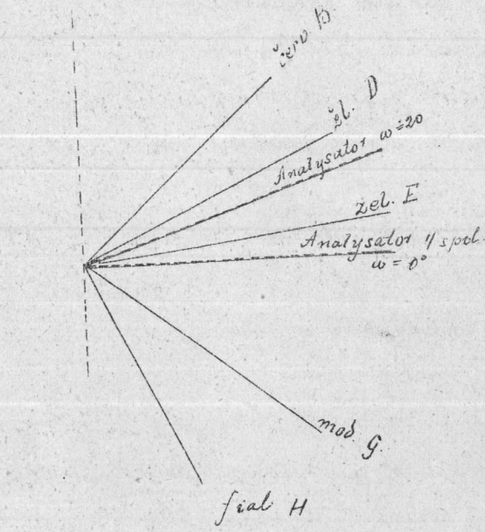
Je-li konečně deska křemenová asi dva centimetry silná nebo i silnější, vznikají pruhy ve spektru ve větším počtu, jsou zúženější a téměř aequidistantně po barvách spektrálních rozloženy. Tím se vysvětluje, že při takových

tloušťkách desk křemenových zabarvení pole opět se stává mdlejší, neurčitější, jsouc téměř bělavé — neboť je známo, že spojením barev spektrálních vzniká světlo téměř bílé i tehdy, když z barev těch aequidistatně četné barvy (na př. diafragmatem hřebenovým) vyjmeme.

Postavení pruhů ve spektru mění se při otáčení analysujícího nikolu. Proto se barva mění.

Vznik těchto barev vysvětlíme sobě nejlépe — majíce desku křemenovou určité tloušťky — grafickým znázorněním, tak totiž, že sestrojíme, jak se polarisační rovina, původně na př. vertikální pro dopadající světlo bílé, vlivem destičky křemenové stočí a sice pro jednotlivé vynikající barvy, na př. červenou, žlutou, zelenou, modrou, fialovou. Obdržíme diagramm, jako na př. obr. 266 pro desku křemenovou 3 mm. Máme zde:

ob. 266.



Otočení roviny polarisační:

pro světlo červené (čára B) 15°55 × 3 = 46,7
" " žluté (" D) 21,67 × 3 = 65,0
" " zelené (" E) 27,46 × 3 = 82,4
" " modré (" G) 42,37 × 3 = 127,1
" " fialové (" H) 50,98 × 3 = 152,9.

Dáme-li pak analysující nikol do postavení jakéhokoliv, přehlédneme ihned, která barva se úplně a které sousední se aspoň částečně nikolem analysujícím uháší, a které se propouští v plné intensitě.

Uhášení barev odpovídá tmavému pruhu ve spektru.

Tak je na př. v obr. 266. naznačeno, že při dané tloušťce destičky = 3 mm a při postavení nikolů souhlasném se uháší

hlavně zelená a modrá část spektra, totiž všechny barvy mezi čarou E a F; následkem toho zůstávají barvy hlavně červená, oranžová a žlutá, k nimž se přidá pak ještě fialová; poněvadž však intensita této je vůbec malá, převládá ton červený do žluta.

V obrazci je též, naznačeno, jak by se tento barevný ton změnil, kdybychom otočili nikol analysující zpět asi o 20°. Uhásela by se pak část spektra mezi D a E, tedy část centrální, a propustila by se hlavně část červená a modro-fialová. Tím vzniká ton barevný zcela zvláštní, barva jež je modravě červená, a jež již nepatrným postočením nikolu buď přejde v jednom smyslu do červené, nebo ve smyslu druhém do modro-fialové, tedy do barvy o dříve již značně kontrastující. Poněvadž se tedy barva tato rychle mění, zove se proto „citlivou" také přechodní.

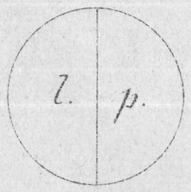
Pokusem se velmi snadno při každé destičce několik millimetrů tlusté nalezne postavení nikolu analysujícího, jež této citlivé barvě odpovídá.

Že vznikají barvy komplementární ve dvou o 90° od sebe rozdílných polohách analysujícího nikolu, lze snadno pochopiti, neboť právě ty barvy, jež se uhásí při poloze analysatoru α, propustí se v plné intensitě při poloze $\alpha+90°$ a naopak.

§289. Soleilova dvojdeska.

Soustava dvou rovnoběžných přiřazených a dohromady stejných stejně tlustých destiček křemenových, z nichž jedna jest pravo- druhá levotočná, zovemo dvojdeskou (obr. 267.).

obr. 267.



Postavme dvojdesku takovou za polarisator tak, aby jeho rovina polarisační, na př. vertikální, souhlasila s hraničnou přímkou obou destiček, při čemž dáme vhodně pravotočnou na pravo, levotočnou na levo, hledíc k pozorovateli, jenž se dívá papiskem světelným analysatorem vycházejícím vatřic.

Všeobecně při libovolném postavení analysatoru jeví se dvojdeska tato ve světle homogenním, na př. natriovém, různě světlou, ve světle bílém pak různě barevnou.

Avšak: Jest-li analysator buď souhlasný nebo skřížený s polarisatorem, pak jeví se dvojdeska při osvětlení homogenním stejně světlou, při osvětlení bílém stejně barevnou, ať jest její tloušťka jakákoliv.

Důvod toho plyne ze symmetrie celého zjevu vůči hlavním rovinám apparátu polarisačního.

Můžeme však položiti požadavek, aby se dvojdeska při osvětlení bílém jevila v zabarvení citlivém, a sice buď tehda, když je analysator souhlasný, anebo tehda, když je skřížený s polarisatorem.

Požadavkem tímto jest určena tloušťka dvojdesky.

Obyčejně žádá se, aby při souhlasném postavení analysatoru s polarisatorem byla dvojdeska v zabarvení citlivém. Pohled na obr. 266. poučuje nás ihned, že by dvojdeska musila býti tak tlustá, aby polarisační roviny pro čáru D a E byly stočeny, jedna o něco méně než 90°, druhá o něco více než 90°, tak aby se analysatorem uhasla střední část spektra mezi čarami D a E. Pro čáru D máme točivost 21°,7, pro čáru E točivost 27°,5, střední tedy asi 24°,6; obyčejně počítá se dle stáčivosti okrouhle 24°. Dvojdeska má tedy býti tloušťky x takové, aby

$$x \cdot 24 = 90°.$$

Z toho plyne: $$x = 3{,}75 \text{ mm}.$$

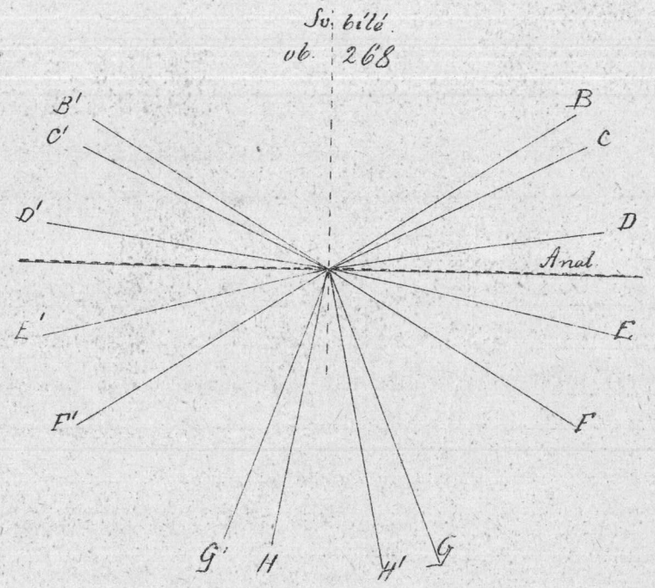
Tak se z pravidla udává tloušťka dvojdesky, již zavedl Soleil. Mnohdy shledáváme tloušťku poněkud větší, na př. 3,8 mm.

Když by dvojdeska při skřížených nikolech se měla jeviti v zabarvení citlivém, musila by tloušťka její, jak patrno, býti dvojnásobná, tedy 7,5 mm. Také takové dvojdesky někdy se volí (jako jest na př. přidána k našemu objekt. apparátu Duboscquovu).

Rozestavení polarisačních rovin ve dvojdesce Soleilově 3·75 mm pro hlavní čáry Fraunhoferovy ukazuje obr. 268.

Číselný základ diagrammu tohoto jest následující:

B) $15{,}55 \times 3{,}75 = 58°{,}3$ — C) $27{,}46 \times 3{,}75 = 103{,}0$
C) $17{,}22 \times 3{,}75 = 64°{,}6$ — D) $32{,}69 \times 3{,}75 = 122{,}6$
D) $21{,}67 \times 3{,}75 = 81{,}3$ — E) $42{,}37 \times 3{,}75 = 158{,}9$
H) $50{,}98 \times 3{,}75 = 191{,}2$.



§ 290. Význam dvojdesky Soleilovy pro zkoumání optické aktivity látek.

Mimo křišťál stáčejí také mnohé jiné látky rovinu polarisační buď vpravo nebo vlevo. Mohutnost tuto rovnou optickou aktivitou.

Lze ji velmi citlivě zjistiti dvojdeskou křemenovou, a to jak při osvětlení světlem homogenním, tedy z pravidla natriovým, tak při osvětlení bílém. Zakusíte totiž za destičku Soleilovu — při nikolech souhlasných — dáme látku poučnou jen opticky aktivní, poruší se při osvětlení natriovém stejnost světlosti, a při osvětlení bílém stejnost zabarvení.

Právě kontrastem světlosti neb zabarvení jedné destičky proti druhé ve dvojdesce vyniknou optická aktivita daleko citlivěji než na př. vyjasněním neb zabarvením pole vůbec, když by dvojdesky nebylo.

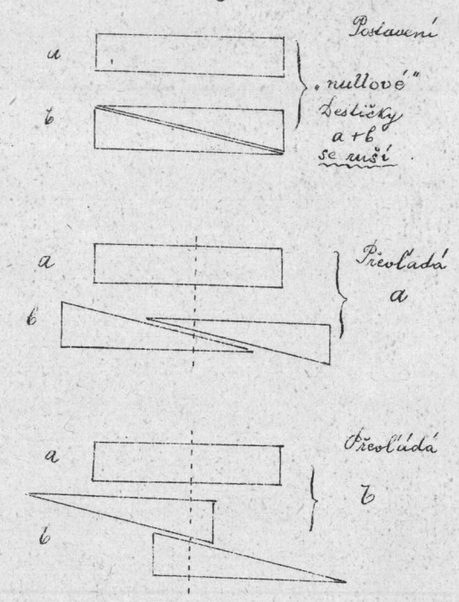
Jde-li o měření optické aktivity, lze pomocí dvojdesky pokračovati dvojím způsobem.

Buď se otočení roviny polarisační přímo měří v úhlové, anebo se vyjádří nepřímo tloušťkou destičky křemenové, jejíž optická aktivita jest ekvivalentní (Methoda kompensační).

Při osvětlení natriovém lze užíti obou method
Při osvětlení bílém lze užíti jen methody kompensační!
Kompensátor Soleilův jest dán kombinací
a) destičky křemenové, na př. levotočivé, tloušťky určité,
b) destičky křemenové, na př. pravotočivé, tloušťky měnitelné.

Pět měnitelné tloušťky) dosáhne se dvěma křemenovými klínky opačně postavenými, jež se dají relativně posunovati, tvoříce dohromady vždy destičku, na př. pravotočivou, ale tloušťky větší neb menší dle toho, jak klínky jsou posunuty (obr. 269.)

ob. 269.



Způsob pozorování jest tedy následující:

A.) Přímé měření optické aktivity

Aparát na př. Mitscherlichův.

Analysující nikol jest spojený alhidadou, jež se otáčí podél děleného kruhu.

Zasadí se dvojdeska, osvětlí světlem natriovým. Analysator se postaví tak, aby ve dvojdesce obě destičky se jevily ve světlosti stejné. Hraniční čára mezi oběma mizí.

Zasadí se pak látka opticky aktivní. Stejnost světlosti se poruší. Otáčí se tedy analysující nikol — ve správném smyslu — tak, až opět stejnost světlosti se zjeví.

Tím se přímo určí úhel, o který se látkou aktivní otočila polarisační rovina světla natriového.

B.) Nepřímé měření optické aktivity.

Osvětlení jakékoliv. Před analysator se vloží kompensátor v poloze „nullové", t.j. tedy dvojdeska — při rovnoběžných nikolech — se jeví buď ve stejné světlosti neb stejném zabarvení jakoby kompensátoru zde nebylo.

Vloží se látka aktivní. Stejnost světlosti neb zabarvení se poruší. Tyto manipuluje se na kompensátoru tak, aby se tato stejnost opět dostavila, t.j. aby se vliv aktivní látky kompenzoval ekvivalentní destičkou křemenovou. Posunují se tedy klínky kompensátoru. Posunutí se odečítá na svlášní stupnici. Resultát tedy jest, že optická aktivita dané látky je ekvivalentní té, jakou ukazuje destička křemenová jisté tloušťky, kterouž lze z posunutí klínků počítati. Hodnota dílce této stupnice se obyčejně empiricky určuje.

§ 291. Saccharimetrie.

Obě methody v předešlém § popsané mají velkou důležitost pro saccharimetrii.

Cukr (σάκχαρ, -ος τὸ saccharum, slovo cizí) jest název souborný, kterým se označují jisté uhlohydráty, totiž sloučeniny uhlíka C a vody H_2O, z nichž skoro všechny jsou opticky aktivní buď + (pravotočné) neb − (levotočné).

Sem náleží:

Glykosy (γλυκύς, sladký) $C_6(H_2O)_6 = C_6H_{12}O_6$,

dále Saccharosy; tyto vznikají ze dvou molekul předešlých ztrátou vody tedy $2[C_6(H_2O)_6] - H_2O$, což jest

$$C_{12}(H_2O)_{11} = C_{12}H_{22}O_{11},$$

tak že jsou tyto anhydridy předešlých.

Ostatní uhlohydráty nemají chuti sladké.

Ke glykosám náleží

Dextrosa (+) čili cukr hroznový, jež se nalézá ve sladkém ovoci, v medu, normálně též v krvi a moči, zde též anormálně v množství větším (diabetes mellitus).

Laevulosa (−) čili cukr ovocný, jež přichází zároveň s dextrosou ve sladkém ovoci, v medu a j.

K saccharosám náleží hlavně:

Saccharosa (+) v užším slova smyslu čili cukr třtinový, jež se nalézá ve třtině cukrové, v řepě cukrové čili cukrovce a j.

Laktosa (+) čili cukr mléčný (lac, -tis n.), jež se nalézá ve mléku ssavců.

Maltosa (+) čili cukr sladový, přímého kvašení schopný.

Kapaliny cukrnaté otáčí rovinu polarisační. Základním údajem quantitativním je následující.

Roztok cukru vodnatý, jenž by při tloušťce vrstvy jednoho decimetru (= 100 mm) byl aequivalentní destičce křemenové tloušťky jednoho millimetru,

(tedy 100 krát menší tloušťky) má ve 100 kubických centimetrech roztoku 32,70 gramů krystalovaného cukru. Roztok této koncentrace jest roztokem „normálním." Točivost jeho jest tedy pro světlo natriové v trubicích decimetrových 21,72 (při 20° C).

Je-li tedy koncentrace libovolná z, otáčí se rovina polarisační v trubicích decimetrových o úhel α, jenž plyne z úměry:

$$\alpha : 21{,}72 = z : 32{,}70.$$

z toho:

$$\alpha = \frac{21{,}72}{32{,}70} \cdot z \quad \text{čili} \quad \alpha = 0{,}665\, z$$

a tudíž v trubicích délky l libovolné v decimetrech

$$\alpha = 0{,}665 \cdot z \cdot l.$$

Z toho plyne pak obráceně:

$$z = 1{,}504 \cdot \frac{\alpha}{l}.$$

U tak zvaných saccharometrů bývají trubice pro roztok cukrový obyčejně délky dvou centimetrů. Pro takové jest pak normálním roztokem cukrovým ovšem roztok koncentrace poloviční, t. j. 16,35 grammů ve 100 cm³ roztoku (nikoli vody!). Toto číslo se obyčejně udává za „normální" roztok cukrový.

Bližší popis saccharometrů, jichž jest větší počet, náleží do fysiky praktické.

§ 292. Rotace roviny polarisační v poli magnetickém.

Effekt Faradayův.

Roku 1845 ukázal Faraday, že i tělesa isotropická stáčejí rovinu polarisační a to tehdy, když jsou v silném poli magnetickém. Póly silného elektromagnetu zhotovené ze silných hranolů měkkého železa byly tak provrtány, že oběma mohl projíti týž paprsek světelný. Před elektromagnetem byl polarisátor tak, že póly ubíral se paprsek rovinně polarisovaný, jenž dále dopadal na analysator. Při vložení desky skleněné (těžkého skla borového) a při skřížených nikolech bylo pole v analysatoru tmavé, byl-li však elektromagnetem zaveden proud, objevilo se světlo v analysatoru, které teprvé při

otočení analysatoru zmizelo. Jeví se tedy vliv pole magnetického v otočení polarisační roviny světla rovinně polarisovaného.

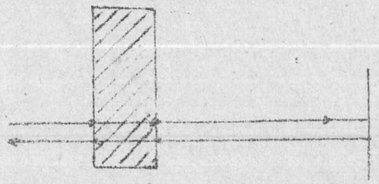
Byl-li proud v elektromagnetu změněn, tak že se póly vyměnily, objevila se rotace roviny polarisační ve směru opáčném. Díváme-li se ve směru silokřivek magnetických, tedy od severního pólu k jižnímu, pak nastává rotace od levé ruky k pravé, čili v tom směru, v jakém by šel proud elektrický, který by takovou silokřivku vzbuzoval.

Effekt Faradayův jeví se v míře největší, prochází-li paprsek rovnoběžně se silokřivkami; dopadá-li na ně kolmo, nenastává stáčení roviny polarisační.

Faraday zkoumal tímto spůsobem nejen tělesa pevná, ale i kapaliny a vzdušiny. V posledním případě nedošel však přesvědčivých výsledků. Poněvadž ve velmi četných případech rotace polarisační roviny byla nepatrná, tak že bylo třeba užíti silnější vrstvy pozorované látky, vkládal Faraday tělesa zkoumaná do osy dlouhého solenoidu, jímž procházel silný proud galvanický.

Mezi effektem Faradayovým a úkazem rotační polarisace na roztocích (na př. cukru a pod.) je však důležitý rozdíl. Prochází-li (obr. 270.) na př. paprsek rovinně polarisovaného světla křemenovou deskou A B (kolmo k ose sbroušenou) ve směru od A ku B, pak se stáčí rovina polarisační na př. v pravo; tato rotace v pravo objeví se též, půjdeli paprsek směrem od B k A. To znamená, kdyby se paprsek od A k B jdoucí u D odrazil, aby deskou křemene prošel směrem obráceným, pak se rotace polarisační roviny, spůsobená průchodem od A k B zruší rotací paprsku vracejícího se směrem od B k A; neboť směr stáčení na pravo, hledíme-li na plochu A, je opačným směru stáčení na pravo, hledíme-li na plochu B.

obr. 270.



Prochází-li však paprsek rovinně polarisovaného světla látkou isotropickou, která je v poli magnetickém, pak stočení roviny polarisační ve směru stoupajícího potenciálu magnetického jest opačné stáčení roviny

polarisační ve směru klesajícího potenciálu magnetického, tak že paprsek, který prochází ve směru silokřivek a který je stočen v pravo, — hledíme-li ve směru silokřivek, — stáčí se, vrací-li se odražen zpět směrem silokřivkám protivným, v levo, tak že vychází po odrazu v druhém průchodu polem magnetickým stočen o úhel dvojnásobný.

Rotace effektu Faradayova úměrna jest rozdílu magnetického potenciálu mezi body, kde paprsek vchází do ústředí a kde je opouští, tedy

$$\rho = c(V_1 - V_2);$$

konstanta c — (Verdetova konstanta) — záleží na povaze media a je positivní neb negativní dle toho, jeli medium diamagnetické neb paramagnetické. Z toho ovšem následuje, že rotace je největší, když paprsek jde ve směru silokřivek, že se stává = 0, když paprsek jde kolmo k silokřivkám, a že se pro šikmý směr dopadu mění jako cosinus úhlu, který svírá paprsek dopadající se směrem silokřivek.

Becquerel, Kundt a j. nalezli effekt Faradayův na mnohých látkách diamagnetických a ukázali, že i plyny jeví tyto vlastnosti, když paprsek několikráte odražený prochází magnetickým pólem sem a tam, tak že se úhel rotace násobí.

Výsledky všech měření ukazují, že největší část látek isotropických (látek jak pevných, tak kapalných a vzdušných) v silném poli magnetickém stáčí polarisační rovinu ve směru positivním, t. j. ve směru Ampèreových proudů polí magnetické působících. Dále se ukazuje takováto positivní rotace i při propouštění světla tenkými lístky látek magnetických jako je železo, nikl a kobalt.

Zkoumáme-li však koncentrovaný roztok chloridu železitého, objeví se rotace negativní, což platí i pro ostatní roztoky solí magnetických, jichž negativní rotace projeví se zmenšením positivní rotace solventu.

[* §293. Theorie rotační polarisace.

[* První theoretický výklad rotační polarisace podal Fresnel na základě předpokladu, že vibrace lineární může býti rozložena ve dvě cirkulární vibrace opačných směrů. Dle toho můžeme nahraditi každý paprsek lineárně polarisovaný dvěma, jež jsou cirkulárně v opačných směrech polarisovány. Dopadá-li tedy paprsek lineárně polarisovaného světla na rozhraní nějakého ústředí, můžeme si představiti jej rozložena ve dva cirkulárně polarisované paprsky, které se tímto ústředím dále šíří. Šíří-li se oba stejnou rychlostí, pak při východu do ústředí předešlého kombinují se oba cirkulárně polarisované paprsky opět na původní lineárně polarisované světlo. Když však rychlost šíření se obou paprsků cirkulárně polarisovaných není stejná, pak se může státi, že oba paprsky při východu do předešlého ústředí spojují se na paprsek lineárně polarisovaný, ale tak, že rovina polarisační tohoto paprsku je proti polarisační rovině stočena.

Provedení této myšlénky podrobným počtem vede k zákonům Bistovým.*]