

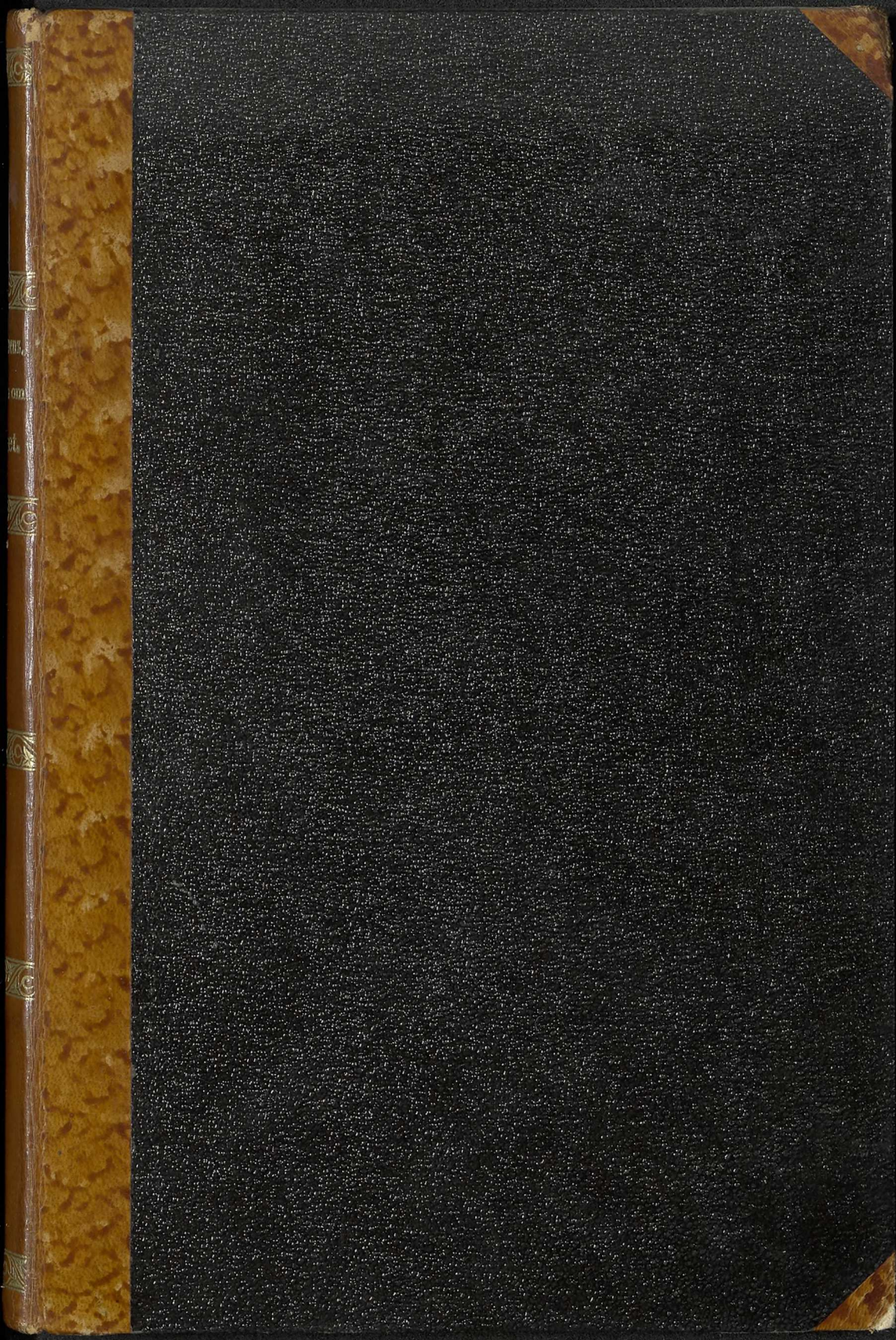
Denne fil er downloadet fra
Danmarks Tekniske Kulturarv
www.tekniskkulturarv.dk

Danmarks Tekniske Kulturarv drives af DTU Bibliotek og indeholder scannede bøger og fotografier fra bibliotekets historiske samling.

Rettigheder

Du kan læse mere om, hvordan du må bruge filen, på
www.tekniskkulturarv.dk/about

Er du i tvivl om brug af værker, bøger, fotografier og tekster fra siden, er du velkommen til at sende en mail til *tekniskkulturarv@dtu.dk*



595
100

TEKNISK BIBLIOTEK

TB Gl.

535 Sor

DANMARKS
TEKNISKE BIBLIOTEK

TEKNISK BIBLIOTEK

LÆREN OM LYSET.

FORELÆSNINGER



FOR OFFICERSKOLENS ÆLDSTE KLASSE

AF

L. LORENZ.

KJØBENHAVN.

C. A. REITZELS FORLAG.

1876.



THE NEW YORK PUBLIC LIBRARY

ASTOR LENOX TILDEN FOUNDATION

500 N. 5TH ST. NEW YORK, N. Y.

1891

1891

BIANCO LUNOS BOGTRYKKERI.

Indhold.

	Side
Lysstraaler, Billed- og Skyggedannelse	1.
Lysmaaling	6.
Lysets Tilbagekastning	13.
Billeddannelse ved Tilbagekastning	16.
Lysets Brydning	29.
Billeddannelse ved Brydning	44.
Seredskaber	63.
Lysets Hastighed	78.
Om Lysets Natur	87.
Lysets Brydning og Tilbagekastning i gennemsigtige Krystaller	94.
Lysets Polarisation	108.
Svingningstilstanden i det brudte og tilbagekastede Lys	116.
Svingningsplanens gradvise Drejning under Lysets Fremskriden . . .	127.
Interferens ved Brydning og Tilbagekastning	135.
Interferens ved Lysets Gennemgang gennem anisotrope Medier . . .	148.
Interferens ved Skyggedannelse (Bøjning)	157.
Legemernes Indsugning og Udstraaling af Lys	171.
Legemernes Brydningsforhold	183.

Lysstraaler, Billed- og Skyggedannelse. Lyset er en Virksomhed, som udgaar fra Gjenstandene og som vi sanse ved vort Synsorgan. Gjennem Senerverne modtage vi Lysindtryk, forskjellige saavel i Henseende til Kvantitet som til Kvalitet (Farveindtryk), og vore Øjnes Bygning sætter os tillige i Stand til at sanse Retningen af det Lys, som kommer til os fra Gjenstandene. Idet vi saaledes ved Sansningen ledes til at danne os en Forestilling om disse Gjenstandes Afstande og Former i Rummet, blive de synlige for os.

Ved mange dagligdags Erfaringer, f. Ex. ved Betragtning af Sollyset i Atmosfæren, ledes vi til at forestille os Lyset som noget, der strømmer ud fra de lysende Legemer, beskrivende lineære Baner, som vi kalde Lysstraaler. De Punkter, hvorfra Lyset udstraaler, kaldes Straalepunkter. Flere Lysstraaler i Forening kaldes et Straalebundt, som bliver en Straalekegle, naar Straalerne ere rette Linier med et fælles Skjæringspunkt.

Et Straalepunkts Synslinie er en ret Linie dragen fra det iagttagende Øje i den Retning, hvori det ser Straalepunktet, og to Straalepunkters Synsvinkel er Vinklen, som dannes af deres Synslinier. Denne Vinkel er ogsaa Maal for de to Straalepunkters tilsyneladende Afstand. Ved en Gjenstands tilsyneladende Størrelse forstaas den Rumvinkel, som Synslinien omskriver ved at følge Gjenstandens Omrids.

Lyset forplanter sig igjennem gjennemsigtige Medier. Til saadanne maa henregnes ikke alene mange Legemer, men ogsaa Verdensrummet og de mest lufttomme Rum, vi kunne frembringe. Er Mediet ensartet, blive de Baner, Lyset tænkes at beskrive, eller Lysstraalerne retliniede, hvad vi allerede kunne slutte deraf, at vi se Gjenstandene i den rigtige Retning, naar Lysstraalerne fra dem komme til os umiddelbart gjennem Luften, og denne overalt har havt den samme Tæthed. Se vi derimod paa Gjenstande under Vand eller i et Spejl, saa træffe Synslinierne ikke Gjenstandene selv, et Tegn paa, at det fra disse udstraalede Lys ikke er naaet til Øjet igjennem rette Linier. Naar overhovedet Lyset gaar over fra et Medium til et andet, saa kastes en Del tilbage i en enkelt Retning, en anden Del gaar ligeledes i en enkelt, forandret Retning videre i det andet Medium som brudt Lys, medens Resten gaar fra det trufne Punkt i Skillefladen som spredt Lys videre til alle Sider baade i det første og i det andet Medium. Dette spredte (diffuse) Lys er det, som gjør alle ikke-selvlysende Legemer synlige, naar de belyses; ophører Belysningen, blive de i Modsætning til de selvlysende Legemer usynlige eller mørke.

Lysstraalerne lade sig nærmere iagttage i et med Støv opfyldt Rum, idet alle de Partikler, som belyses, blive selvstændige Straalecentre og saaledes vise baade deres egen og Lysets Tilstedeværelse. Vi kunne derfor anstille Forsøg over Lysstraalernes Gang ved at lade Sollys træde ind gjennem en lille Aabning i et mørkt Værelse, hvor der findes lidt Støv i Luften. Man vil da se hele det gjennem Aabningen indtrædende, svagt divergerende Straalebundt, hvis Straaler vise sig at være retliniede, og lade vi Straalerne falde paa Overfladen af noget med lidt Grums opfyldt Vand, kunne vi iagttage baade deres Brydning og deres Tilbagekastning.

Lysstraalerne i en Straalekegle kunne altsaa ved Brydning eller Tilbagekastning bringes til at afvige fra deres oprindelige

Retning. Det bliver derfor ogsaa muligt, at de kunne gaa over til at danne en anden Straalekegle med et andet Foreningspunkt end det oprindelige. Man kalder saadanne to Straalekeglers Toppunkter konjugerede Foreningspunkter, og det nye Foreningspunkt kaldes det optiske Billede af det oprindelige. Dette Billede er indbildt eller virtuelt, naar Straalerne ikke selv, men kun i deres Forlængelse i tilbagegaaende Retning, have et Foreningspunkt, hvorimod Billedet er virkeligt eller reelt, naar Straalerne i Virkeligheden skjære hinanden i et Punkt. Det optiske Billede af en Gjenstand er paa det Sted i Rummet, hvor de optiske Billeder af alle Gjenstandens Straalepunkter danne sig; Billedet er mer eller mindre fortrukket, naar det ikke er ligefrem eller symmetrisk ligedannet med Gjenstanden.

Til optiske Billeder maa ogsaa henregnes saadanne, hvor det til hvert enkelt Straalepunkt svarende Bundt Straaler ikke nøjagtig konvergerer til et Punkt. Det mindste Gjennemsnit af Straalebundtet maa her nærmest betragtes som Straalepunktets optiske Billede, men dette er da selvfølgelig ikke fuldkomment eller skarpt.

Naar Straalerne fra et optisk Billede kunne naa til Øjet, saa sanses Billedet, hvad enten det er virkeligt eller indbildt, som en virkelig tilstedeværende Gjenstand. Et projiceret Billede erholdes, naar man opfanger et reelt optisk Billede af en tilstrækkelig belyst Gjenstand paa en hvid Skjærm eller en anden Flade, der kan blive synlig ved Belysning.

Et projiceret Billede kan imidlertid ogsaa dannes, uden at der behøver at være noget egentlig optisk Billede tilstede, det vil sige, overhovedet noget Billede, som man vilde kunne iagttage umiddelbart med Øjet. Betingelsen for Dannelsen af et projiceret Billede, som, om det ikke bliver skarpt, dog vil kunne skjælnes, er den, at Straalerne fra de enkelte Straalepunkter af en Gjenstand blive saaledes begrænsede, at de paa den Skjærm, hvor de opfanges, danne lyse Pletter, som kun

ere smaa i Sammenligning med den hele af alle Straalepunkterne frembragte Lysplet paa Skjærmen. I det nylig omtalte Forsøg med Solstraaler, som traadte ind igjennem en lille Aabning i et mørkt Værelse, vilde vi saaledes erholde et projiceret Billede af Solen, naar Straalerne opfangedes paa en Skjærm i en ikke altfor lille Afstand fra Aabningen, hvorimod man her ikke umiddelbart med Øjnene vilde kunne se noget Billede, fordi der i Virkeligheden intet optisk Billede var tilstede. Ogsaa af de udenfor værende belyste Gjenstande vil man ved dette Forsøg se projicerede, men ikke optiske, Billeder.

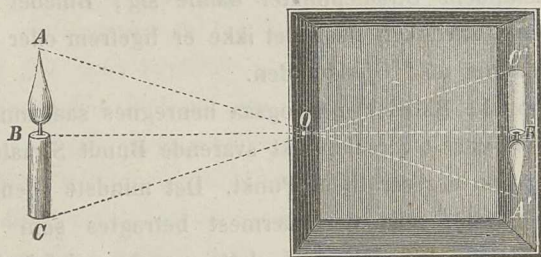


Fig. 1.

Hosstaaende Figur viser et lignende Forsøg udført med en lukket Kasse, i hvis ene Side er anbragt en lille Aabning O , medens den modstaaende Side er en matsleben Glasplade, saaledes at det her dannede Billede kan iagttages udenfra. Til Straalepunktet A svarer i Billedet en Lysplet A' , som er ligedannet med Aabningen, og hvis Dimensioner forholde sig til Aabningens som AA' til AO . Ligeledes svare i Billedet B' og C' til Straalepunkterne B og C . Der vil altsaa dannes et omvendt Billede af Gjenstanden, og Billedets Dimensioner ville forholde sig til de tilsvarende i Gjenstanden som OB' til OB . Iagttagne fra O ville Gjenstandens og Billedets tilsyneladende Størrelser blive lige store. Gjøres Aabningen A større, forandrer Billedets Størrelse sig ikke, uden for saa vidt det

breder sig lidt mere ud, idet det bliver mindre skarpt, men selvfølgelig falder der gennem den større Aabning ogsaa mere Lys paa Billedet.

Tænker man sig i et mørkt Rum et Straalepunkt anbragt foran et uigjennemsigtigt Legeme, ville ingen af de fra Straalepunktet udgaaende retliniede Lysstraaler trænge ind i hele det Rum bag ved Legemet, som er begrænset af en Kegleflade, der har sit Toppunkt i Straalepunktet og tangerer Legemet. Dette mørke Rum kaldes Legemets Skyggekegle. Naar Lysstraalerne opfanges paa en bag ved Legemet stillet Flade, saa fremkommer der paa denne i Skyggekeglens Skjæring med Fladen en Skygge, hvis Omrids er det paa Fladen projicerede Billede af Legemets Omrids. Undertiden forstaas ogsaa ved Skyggen selve Skyggekeglen.

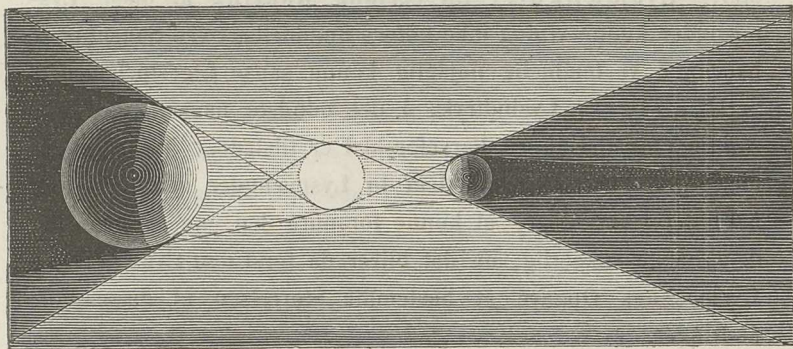


Fig. 2.

I Steden for det tænkte Straalepunkt kunne vi nu sætte et lysende Legeme, hvis Straalepunkter da frembringe hver sin Skyggekegle. Indenfor et vist Rum ville alle disse Skyggekegler skjære hinanden, og der vil her være fuldstændig Mørke; udenfor dette Rum blive de hinanden skjærende Skyggekegler færre og færre, indtil de endelig forsvinde ved en bestemt Grænse, som er alle Skyggekeglernes Indhylningsflade, og

udenfor denne Grænse er Rummet da fuldt belyst. Den Skygge, som Skyggegeveren kaster paa en Flade, er derfor dels en fuldkommen mørk Fuldskygge, dels en Halvskygge, som begynder ved Fuldskyggens Grænser og derfra bliver mindre og mindre mørk, indtil den umærkelig forsvinder ved Skyggekeglernes Indhylningsflade. Set fra Halvskyggen vil Lysgiveren vise sig delvis formørket.

Omstaaende Figur viser en lysende Kugle, som beskinner to mørke Kugler, hvoraf den ene er større, den anden mindre end Lysgiveren. Det bemærkes, at der paa Skyggegeverne selv falder saavel Fuldskygge som Halvskygge.

Lysmaaling (Fotometri). Vi kunne ved Sansningen gjøre Forskjel paa Styrken af forskellige Lysindtryk fra forskellige Straalepunkter, og vi henføre da det stærkere Indtryk til en større Lysmængde. En egentlig Maaling af disse Lysmængder kunne vi dog ikke udføre umiddelbart ved Sansningen, hvorimod vi temmelig nøjagtig kunne sanse Ligestorheden af to lige stærke Lysindtryk, i det mindste naar de iagttages samtidig og der ingen Farveforskjel er tilstede. Ved Bestemmelsen af Forskjellen imellem to Lysmængder maa vi derfor have det i vor Magt, at kunne forandre den ene af dem eller dem begge vilkaarlig, og det bliver da først den theoretiske Lysmaalings Opgave at bestemme Størrelsen af disse Forandringer.

Ved et selvlysende eller belyst Legemes «Lysstyrke» forstaas den med en vilkaarlig Enhed maalte Lysmængde, som hele Legemet i Tidsenheden udstraaler til alle Sider. Dets «Klarhed» er den Lysmængde, som i Tidsenheden udgaar fra hver Fladeenhed af Legemets Overflade. Endvidere forstaas ved «Belysning» den Lysmængde, som i Tidsenheden falder paa Fladeenheden af et Legemes Overflade. Belysningen er altsaa uafhængig af den belyste Flades Beskaffenhed, hvorimod den Klarhed, som Fladen faar ved Belysningen, i en

væsentlig Grad afhænger af Fladens Forhold til Lyset. En belyst fuldkommen sort Flade har saaledes ingen Klarhed.

Vi ville nu betragte Lysgivere, som ere omgivne af et fuldkommen gjennemsigtigt og ensartet Medium, og antage først, at Lysgiveren er et enkelt Straalepunkt. Paa enhver Flade, som helt omgiver dette Straalepunkt, vil der, naar dets Lysstyrke er L , falde Lysmængden L i hver Tidsenhed. Antages Straalepunktet at udsende lige meget Lys i alle Retninger, og antages den omgivende Flade at være en om Straalepunktet som Centrum beskreven Kugleflade med Radius a , saa vil der paa hver Fladeenhed af denne Kugleflade falde Lysmængden $\frac{L}{4\pi a^2}$. Dette er altsaa Udtrykket for Kuglefladens Belysning, og vi se saaledes, at den Belysning, som et Straalepunkt frembringer paa en Flade, der er vinkelret paa Lysstraalerne, forholder sig omvendt som Kvadratet af Fladens Afstand fra Straalepunktet.

Et Fladeelement AB , hvis Normal danner «Indfaldsvinklen» i med Lysstraalerne, vil kun modtage de Straaler fra Straalepunktet S , som ere gaaede igjennem AC ,

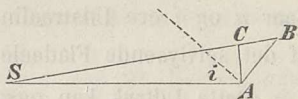


Fig. 3.

Projektionen af AB paa en Kugleflade om S . Belysningen af AB vil altsaa forholde sig til Belysningen af AC , som AC til AB , det er, som Cosinus af Indfaldsvinklen, idet $AC = AB \cos i$.

Betragte vi dernæst i Steden for et Straalepunkt en lille Del af et lysende Legemes Overflade, saa indtræder her den Forskjel, at den udstraalede Lysmængde nu ikke er den samme i alle Retninger, men afhænger af «Udstraalingsvinklen» eller den Vinkel, Lysstraalerne danne med det lysende Fladeelements Normal. Er Legemet ikke selvlysende, saa kan der ikke angives nogen almindelig gjældende Lov for denne Afhængighed, hvorimod en saadan let kan findes for de selvlysende Legemer, idet vi alene behøve at holde os til den

Kjendsgjerning, at ethvert selvlysende Legeme, hvis Klarhed overalt er den samme, ses som en ensformig lysende Flade. Betragte vi f. Ex. i Mørke en glødende, firkantet Jernstang, saa kunne vi ikke skjelve dens Kanter, fordi alle dens synlige Flader ses lige lyse. Er altsaa i Fig. 3 AB et selvlysende Fladeelement, saa vil det sende den samme Lysmængde til et Punkt S som Elementets Projektion AC , naar Klarheden i AC og AB er den samme, hvoraf følger, at Mængden af det af et selvlysende Fladeelement udstraalede Lys er proportional med Cosinus af Udstraalingsvinklen.

Sammenholde vi nu de saaledes fundne Love for Belysningen og Udstraalingen, saa se vi, at den Belysning B , som et selvlysende Fladeelement s kaster paa et andet Fladeelement i Afstanden a , vil kunne udtrykkes ved

$$B = K \frac{s}{a^2} \cos u \cos i, \dots \dots \dots (1)$$

naar u og i ere Udstraalings- og Indfaldsvinklerne og K er en af det selvlysende Fladeelements Klarhed afhængig Konstant.

Dette Udtryk kan ogsaa gives en anden Form, naar det bemærkes, at den tilsyneladende Størrelse, som vi ville betegne ved σ , af det selvlysende Fladeelement s , set fra det belyste Element, er Projektionen af s paa en om det belyste Element som Centrum beskrevne Kugleflade med Radius 1. Altsaa er $\sigma = \frac{s}{a^2} \cos u$, som indsat i ovenstaaende Ligning giver

$$B = K \sigma \cos i \dots \dots \dots (2)$$

Heraf ses, at naar vi betragte en selvlysende Flade, hvis tilsyneladende Størrelse (σ) er 1, saa vil, da Straalerne falde vinkelret paa Øjets Pupil ($i = 0$), Belysningen af vort Øje være lig K . Denne Konstant kaldes derfor ogsaa den lysende Flades «tilsyneladende Klarhed». Denne er altsaa alene afhængig af Lysgiverens egen Klarhed og uafhængig af dens Afstand fra Øjet; en Aftagen af dens tilsyneladende Klarhed,

naar Afstanden voxer, er derfor et Tegn paa, at Mediet, hvorigjennem Lysgiveren ses, ikke, saaledes som vi i Beregningen have forudsat, er fuldkommen gjennemsigtigt. Det maa dog her bemærkes, at naar Lysgivere, som f. Ex. Stjernerne, ere saa langt fjernede, at deres tilsyneladende Størrelse bliver for lille til at kunne iagttages, saa kan Øjet heller ikke længere bedømme deres tilsyneladende Klarhed, men kun den hele Lysmængde, det modtager fra dem, hvilken Lysmængde, som svarer til det, vi kalde Lysgiverens Glans, selvfølgelig aftager med voxende Afstand efter den bekjendte Lov.

Den Forbindelse, som er imellem en Lysgivers tilsyneladende og dens virkelige Klarhed kan findes paa følgende Maade. En selvlysende Kugle med Radius r og den konstante Klarhed k har Lysstyrken $L = 4\pi r^2 k$. I en meget stor Afstand a kan denne Kugle betragtes som et Straalepunkt, og den vil altsaa paa en paa Straalerne vinkelret Flade frembringe Belysningen $\frac{L}{4\pi a^2} = \frac{r^2}{a^2} k$. Kuglens tilsyneladende Størrelse σ , set fra denne Afstand, er imidlertid $\frac{r^2 \pi}{a^2}$, saa at Belysningen ogsaa ifølge (2) vil kunne udtrykkes ved $K \frac{r^2 \pi}{a^2}$. Heraf følger $k = K\pi$. Forholdet imellem den virkelige Klarhed k og den tilsyneladende Klarhed K er altsaa lig det konstante Tal π . Da K alene afhænger af k , naar Legemet er selvlysende, gjælder denne Sætning ikke alene for det her betragtede Tilfælde, men ganske i Almindelighed for alle selvlysende Legemer.

For den experimentale Lysmaaling stiller der sig Opgaver af forskjellig Art, saaledes som Bestemmelse af de Forandringer, Lysmængden i et Straalebundt lider ved Tilbagekastning, Spredning, Brydning og Gjennemgang gennem Legemerne, Bestemmelse af Stjernernes Glans, Bestemmelse af Lysgiveres Lysstyrke og Klarhed. Vi maa her indskrænke os til denne sidste Opgave. Naar en Lysgiver ikke udsender lige

meget Lys i alle Retninger, har man at bestemme dens «Lysevne» i forskellige Retninger, hvorved forstaas den Belysning, Lysgiveren frembringer paa en paa Straalerne vinkelret Flade i Enhed af Afstand og i en bestemt Retning.

Den største Vanskelighed ved Lysmaalinger er Valget af det Normallys, hvis Lysstyrke, Lysevne eller Klarhed vi ville benytte som Enhed ved Maalingerne, idet det maa kunne lade sig reproducere saa nøjagtig som mulig baade af Iagttageren selv og af andre. Som Normallys har man benyttet Spermacet-, Vox- eller Stearinlys af bestemt Vægt, eller Moderatør-Olie-lamper, hvis Olieforbrug bestemmes samtidig med Lysmaalingerne. De Lysmaalere eller Fotometre, som sædvanlig anvendes, ere følgende.

Rumford's Lysmaaler er en hvid Skjærm, foran hvilken er stillet en smal, ikke blank Cylinder. Begge disse opstilles vertikalt i et mørkt, helst sortmalet Værelse, og de to Lysgivere, man vil sammenligne, anbringes i nogen Afstand fra Skjærmen saaledes, at man paa denne ser Cylindrens to Skygger tæt ved Siden af hinanden. Lysgivernes Afstande fra Skjærmen afpasses nu saaledes, at disse to Skygger vise sig lige mørke. Skjærmen vil da belyses lige stærkt af enhver af Lysgiverne, og da denne Belysning er $\frac{E}{a^2}$ for den ene og $\frac{E'}{a'^2}$ for den anden, naar E og E' ere de to Lysgiveres Lysevner, a og a' deres Afstande fra Skjærmen, saa vil man altsaa have

$$\frac{E}{a^2} = \frac{E'}{a'^2}.$$

Heraf ses, at de to Lysgiveres Lysevner forholde sig ligefrem som Kvadraterne af deres Afstande fra Skjærmen.

Bouguer's Lysmaaler er en hvid Flade, som er delt i to Dele ved en sort, paa Fladen vinkelret stillet Skjærm. De to Lysgivere stilles saaledes, at de belyse hver sin Del af Fladen, og saaledes at de to Dele vise sig lige lyse. For-

holdet imellem deres Lysevne bestemmes da ligesom ved det foregaaende Forsøg. Det samme Princip er benyttet i

Ritchie's Lysmaaler, som i den Form, der nu benyttes hyppigst, er et indvendig sværtet, firsidet Rør, i hvis Midte er anbragt et med et ombøjet Stykke hvidt Papir belagt retvinklet Prisme abc .

Oven over dettes Kant b er i Rørets Væg anbragt et vertikalt Rør, hvorigennem man kan iagttage Kanten. De to Lysgivere indstilles en foran hver af Rørets aabne Ender i saadanne Afstande,

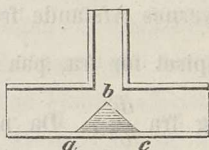


Fig. 4.

at man ved at se ned igennem det vertikale Rør ikke kan skjelne Kanten imellem de to hvide, belyste Flader. Fladerne ere da lige stærkt belyste, og Lysgivernes Lysevner forholde sig følgelig som Kvadraterne af deres Afstande fra Kanten. En lignende Methode bestaar i at opstille et med ombøjet hvidt Papir belagt retvinklet Prisme med Kanten vertikalt i det mørke Værelse og belyse enhver af de to Flader med en Lysgiver, hvis Straaler falde vinkelret paa den ene Flade og ikke naa den anden. Kanten iagttages i nogen Afstand igennem et indvendig sværtet Rør, og Maalingerne udføres paa samme Maade som før.

Bunsen's Lysmaaler er et paa en Ramme udspændt Stykke Papir, i hvis Midte er sat en Plet med Olie eller Stearin. Denne Ramme er anbragt midt i en aaben Cylinder, med Papiret vinkelret paa Axen, og i Cylindrens Sider ere to Huller i lige store Afstande fra Papiret. Cylindren er i Reglen stillet paa en horisontal Maalestok, hen ad hvilken den kan forskydes, medens de to Lysgivere ere anbragte ved Maalestokkens Ender. Det saaledes fra begge Sider belyste Papir iagttages gennem det ene af Cylindrens Huller, og imidlertid forskydes Cylindren, indtil Oliepletten netop synes at forsvinde. Ere de to Lysgiveres Lysevne E og E' , deres Afstande fra Papiret a og a' ,

saa ere de Belysninger, de frembringe paa den ene, vi antage den forreste, Side af Papiret $\frac{E}{a^2}$ og paa den anden $\frac{E'}{a'^2}$.

Dernæst iagttages Oliepletten igjennem det andet Hul, og Cylindren flyttes atter, indtil Pletten forsvinder. Ere nu Lysgivernes Afstande fra Papiret b og b' , saa vil Belysningen af Papiret for fra, paa den mod Øjet vendte Side, være $\frac{E'}{b'^2}$, og bag fra $\frac{E}{b^2}$. Da nu i begge disse Forsøg Forholdet imellem Papirets Belysning for fra og bag fra maa være det samme, saa maa man have $\frac{E}{a^2} : \frac{E'}{a'^2} = \frac{E'}{b'^2} : \frac{E}{b^2}$, hvoraf $\frac{E}{E'} = \frac{ab}{a'b'}$.

Maalingerne efter en hvilkensomhelst af disse Metoder kunne kun udføres nogenlunde nøjagtig, naar de to Lysgivere ikke ere forskellige i Henseende til Farve, og selv i dette Tilfælde er Nøjagtigheden ikke meget stor. Med Rumfords Lysmaaler kan den ene Skygge ikke skjernes længere, naar de to Lysgivere have lige Lysevne og den ene Lysgivers Afstand fra Skjærmen er fra 8 til 11 Gange større end den anden. Fejlen ved den enkelte Lysmaaling kan derfor beløbe sig til omtrent 1 Procent og det temmelig uafhængig af Belysningens Størrelse, dog bliver Fejlen større saavel ved en meget stærk, som ved en meget svag Belysning.

Naar de to Lysgiveres Lysevne er ens i alle Retninger, forholder deres Lysstyrke sig som deres Lysevne. Dette er ogsaa sædvanlig Tilfældet med Flammer, selv om disse ere flade, idet nemlig Flammer i Reglen ere temmelig gjennem-sigtige, saa at alle Flammens lysende Partikler kunne udsende deres Lysstraaler frit i alle Retninger.

To Lysgiveres Klarhed kan findes ved at beregne deres tilsyneladende Størrelse, sete fra den Skjærm, hvorpaa de under samme Indfaldsvinkel kaste lige stor Belysning, idet deres Klarhed da, ifølge (2), vil forholde sig omvendt som deres tilsyneladende Størrelse. Det er ved Sammenligningen af meget forskellige Klarheder, f. Ex. Sollysets

med en sædvanlig Flamme, ofte nødvendigt at begrænse den stærkere Lysgivers Straaler ved at lade dem passere en Skjærm med en lille Aabning. Er denne ikke større, end at den set fra den hvide Skjærm viser sig lysende paa hele sit Gjennemsnit, saa bliver Forsøget at beregne lige som før, kun med den Forskjel, at man har at sætte Aabningens tilsyneladende Størrelse i Steden for hele Lysgiverens. Af det, som ovenfor er anført om Flammer, fremgaar det, at en flad Flamme Klarhed er mindst paa den brede Flade, og at en større Flamme maa have en større Klarhed end en mindre af samme Beskaffenhed.

Lysets Tilbagekastning (Reflexion). Enhver jævn Flade kaster en Lysstraale for en Del regelmæssig eller spejlende tilbage. Dette er især Tilfældet med de meget blanke eller spejlende Overflader, som vi finde i Naturen hos Vædske og mange Krystaller, og som ved Kunst kunne frembringes ved Polering af Metaller, Glas og andre Legemer. Ved vore sædvanlige Glasspejle, som paa Bagsiden ere belagte med Tinamalgam, fremkommer der Tilbagekastninger fra begge Flader, hvilket derimod undgaas ved Glasspejle, som paa Bagsiden ere matslebne og sværtede, og ved Metalspejle, som man danner af Spejlmetal (Cu^4Sn), af Staal eller ved at udfælde Sølv eller Guld paa poleret Glas og derefter polere Metalfladen.

Den fra et Fladeelement regelmæssig tilbagekastede Lysstraale ligger i samme Plan som den indfaldende Straale og Fladeelementets Normal (Indfaldsloddet), og Vinklen mellem de to Straaler halveres af Normalen. Udfaldsvinklen eller den tilbagekastede Straales Vinkel med Normalen er altsaa lig Indfaldsvinklen. Denne Lov gjælder dog kun under Forudsætning af, at Mediet, hvori det indfaldende og tilbagekastede Lys bevæger sig, er isotropt, det vil sige, har i alle Retninger de samme fysiske Egenskaber, hvortil ogsaa hører dets Evne til at forplante Lyset. Mange Legemer, f. Ex. Krystaller, ere imidlertid anisotrope eller have forskellige Egenskaber i forskellige Retninger. Fra saadanne Legemers Overflade

kastes vel endnu Lyset tilbage efter den angivne Lov, saalænge Tilbagekastningen foregaar i et isotropt Legeme, men for Lysstraaler, som bevæge sig i anisotrope Legemers Indre, følger Tilbagekastningen fra Overfladen i Almindelighed en langt mere sammensat Lov.

Tænker man sig Lyset i den tilbagekastede Straale sendt tilbage i den modsatte Retning, saa vil det beskrive paa ny hele den tilbagelagte Bane, idet Udfaldsvinkel kun forandres til Indfaldsvinkel og omvendt. Lysstraalens Form er saaledes uafhængig af Lysets Bevægelsesretning i Straalen. Vilde man gaa ud fra denne Sætning som en almenyldig Lov (Reciprocitetsloven), saa kunde man ogsaa omvendt herfra, naar tillige Mediets Isotropi forudsættes, slutte sig til Loven for Tilbagekastningen.

Experimentalt har man bevist Lovens Rigtighed saavel ved Maaling af de paagjældende Vinkler, som ved at sammenholde Beregning og Iagttagelse af de optiske Billeder, som kunne fremkomme ved Tilbagekastningen. De nøjagtigste Maalinger til Bevis for Lovens Rigtighed ere de ved Hjælp af en inddelt Vertikalkreds udførte Bestemmelser af en Stjernes Højde og af den Vinkel, som de fra Overfladen af Kviksølv, den saakaldte kunstige Horisont, samtidig tilbagekastede Straaler fra Stjernen danne med Horisontalplanen. Denne Vinkel, som er Komplementet til Udfaldsvinklen, viser sig nemlig altid nøjagtig lig med Højden, som er Komplementet til Indfaldsvinklen, ligesom ogsaa Vertikalkredsens Plan nøjagtig gaar igjennem de indfaldende og de tilbagekastede Straaler.

Den spejlende Tilbagekastning kommer til Anvendelse i mangfoldige Tilfælde. I fysiske Forsøg benyttes saaledes et plant Spejl ofte til Iagttagelse og Maaling af meget smaa Vinkelforandringer, f. Ex. i Gauss' Magnetometer, i Spejlgalvanometret og i Lissajous' Stemmegaffer. Da den tilbagekastede Straale danner en dobbelt saa stor Vinkel med den indfaldende Straale som med Spejlets Normal, saa vil enhver

Drejning af denne Normal i Indfaldsplanen bevirke en dobbelt saa stor Drejning af den tilbagekastede Straale.

Heraf følger ogsaa, at to Planspejle, som danne en Vinkel α med hinanden, og hvis Kant er vinkelret paa et Bundt paa begge Spejlene indfaldende parallele Lysstraaler, ville kaste Straalerne tilbage i to Retninger, som danne Vinklen 2α med hinanden. Ere Spejlene vinkelrette paa hinanden, gaa altsaa de tilbagekastede Straaler i diametralt modsatte Retninger. Dette er benyttet i Gauss' Heliotrop, som tjener til at give Signaler paa større Afstande ved Hjælp af Sollyset. Det bestaar af to fast forbundne, paa hinanden vinkelrette Spejle, som ere stillede foran en Kikkerts Objektiv uden dog ganske at dække dette. Spejlenes Kant eller Skjæringslinie er vinkelret paa Kikkertens Axe, og de lade sig omdreje saavel om Kanten som om Kikkertens Axe. Naar de nu indstilles saaledes, at de fra det ene Spejl tilbagekastede Solstraaler danne et Solbillede midt i Kikkertens Felt, saa ville de fra det andet Spejl tilbagekastede Straaler træffe den Gjenstand, hvorpaa Kikkerten er indstillet.

Ved Anvendelsen af Solstraaler til optiske Forsøg virker ofte Solens Bevægelser under den daglige Gang paa Himlen meget forstyrrende. Man benytter da en Heliostat til at give Solstraalerne en bestemt, af Solens Bevægelse uafhængig Retning. Et saadant Apparat bestaar i Reglen af en Axel, der kan indstilles i Retning af Verdensaxen, og som omdrejes ved et Urværk saaledes, at den gaar rundt med Solen. I Meyersteins Heliostat er der paa denne Axel anbragt et plant Metalspejl, som stilles saaledes, at det kaster Solstraalerne tilbage i Retning af Verdensaxen, hvorefter de ved et andet Spejl kastes hen i den Retning, man ønsker det. I Silbermanns Heliostat er det samme opnaaet ved Hjælp af et enkelt Spejl, som gives en mere sammensat Bevægelse. Det er nemlig forbundet med to cylindriske Tappe saaledes, at det altid maa danne lige store Vinkler med dem og være vinkelret paa den

Plan, som gaar gennem Tappenes Axer. Den ene af disse Axer stilles i Solstraalernes Retning og er fast forbundet med Apparatets omdrejende Axel, den anden indstilles i den Retning, hvori Straalerne skulle tilbagekastes, og beholder sin Stilling uforandret.

Ogsaa benyttes Spejle af forskjellig Art, baade plane og indhælvende, til at forstærke Belysningen fra en Lysgiver, men de vigtigste Anvendelser af dem bero dog paa Billeddannelserne ved Tilbagekastningen.

Billeddannelse ved Tilbagekastning. De forskellige Lysstraaler, som fra et Straalepunkt falde paa et Planspejl, kastes tilbage fra dette, som om de udgik fra et Straalepunkt

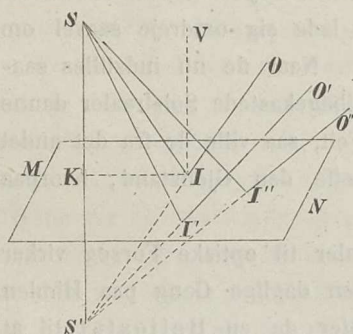


Fig. 5.

bag ved Spejlet. Er saaledes MN et Planspejl, S Straalepunktet, IO en af de tilbagekastede Straaler, saa ligger denne i samme Plan, som de to paa Spejlet vinkelrette Linier VI og SK . Forlængelserne af den sidste Normal og af Straalen IO skjære altsaa hinanden i et Punkt S' . Tillige vil Spejlets Plan ifølge Loven for Tilbagekastningen halvere Vinklen

imellem den indfaldende Straale og den i tilbagegaaende Retning forlængede tilbagekastede Straale, altsaa er $S'K$ lig SK . For alle andre tilbagekastede Straaler, som IO' , IO'' , gælder det samme. Punktet S' er saaledes det til alle de tilbagekastede Straaler svarende virtuelle optiske Billede af Straalepunktet.

Billedet af en Gjenstand i et Planspejl er symmetrisk med Gjenstanden, og Spejlets Plan er Symmetriplanen. I Figur 6 er Billedet af Pilen AB konstrueret ved at nedfælde AP og BO vinkelrette paa Spejlets Plan og forlænge

dem lige saa langt til den anden Side til A' og B' . Forsøg herover kunne anstilles ved at stille et ubelagt Spejlglas midt imellem to Lys og vinkelret paa deres Forbindelseslinie, idet man da vil se Spejlbilledet af det forreste Lys falde sammen med det bageste Lys, hvorfra man end betragter det, saalænge kun Synslinien falder indenfor Spejlfladen.

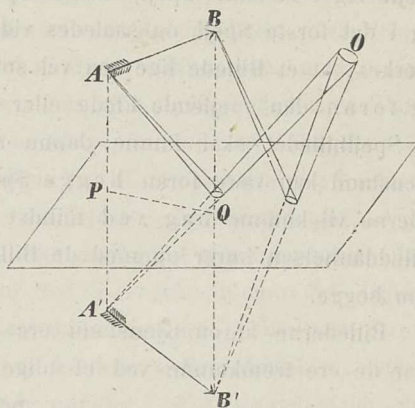


Fig. 6.

Naar de fra et Planspejl tilbagekastede Straaler træffe et andet Planspejl, ville de, tilbagekastede herfra, danne et nyt Billede, der kan betragtes som Spejlbilledet af Billedet i det første Spejl. Straalerne si og si' fra et Straalepunkt s ville

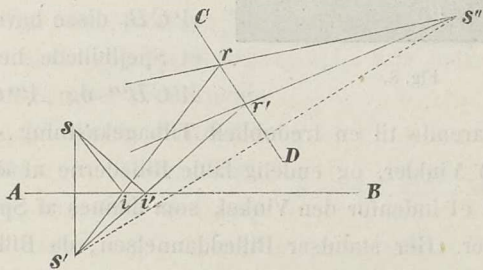


Fig. 7.

saaledes kastes tilbage fra Planspejlet AB , som om de udgik fra s' , Spejlbilledet af s . De tilbagekastede Straaler ir og $i'r'$ kastes dernæst tilbage fra det andet Planspejl CD , som om de udgik fra s'' , der er Spejlbilledet i CD af s' . Billedet i et Spejl forholder sig altsaa som et selvstændigt Objekt, der kan

spejle sig i et andet Spejl, hvilket Spejlbillede atter kan spejle sig i det første Spejl og saaledes videre. Men det maa bemærkes, at et Billede lige saa vel som et Objekt maa befinde sig foran den spejlende Flade eller dennes Forlængelse, for at Spejlbilledet skal kunne danne sig. Kun den virkelige Gjenstand kan være foran begge Spejlflader, ethvert af Billederne vil komme bag ved mindst en af Spejlfladerne, og Billeddannelsen hører op med de Billeder, som falde bag ved dem begge.

Billederne af en Gjenstand ere symmetriske med denne, naar de ere fremkomne ved et ulige Antal Tilbagekastninger,

men ved et lige Antal ere de kongruente med den. Hosstaaende Figur viser Billederne af et Lys imellem to Planspejle, AC og BC , som danne en Vinkel paa 45° med hinanden. Ved en enkelt Tilbagekastning fremkomme de to Billeder i ACB' og $A'CB$, disse have atter hvert et Spejlbillede henholdsvis i $A'CB'''$ og $A'''CB'$, disse

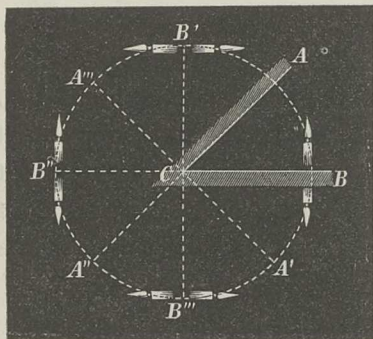


Fig. 8.

et nyt, svarende til en tredobbelt Tilbagekastning, i de paafølgende to Vinkler, og endelig falde Billederne af de to sidste sammen til et indenfor den Vinkel, som dannes af Spejlfladernes Forlængelser. Her standser Billeddannelsen, da Billedet nu er bag ved begge Spejlfladerne. Antallet af Billeder tillige med Gjenstanden er her 8, og det vil almindelig være n , naar den Vinkel, de to Spejle danne, gaar nøjagtig n Gange op i 360° , og n er et lige Tal. Gjør man derimod Vinklen enten lidt større eller lidt mindre, saa falde de to Billeder, hvormed Rækken slutter, ikke længere sammen til et, og disse to Billeder forsvinde dernæst, naar Vinklen yderligere forøges. To

parallele Spejle give et ubegrænset Antal Billeder af en Gjenstand imellem de to modvendte spejlende Flader, men dels afhænger det her som altid af Øjets Stilling, hvor mange af Billederne man vil kunne se, dels ville ogsaa Billedernes Klarhed og tilsyneladende Størrelse aftage for hver ny Tilbagekastning.

Lysstraaler, som udgaa fra et Straalepunkt og kastes tilbage fra en spejlende krum Flade, have kun i ganske særlige Tilfælde et virkeligt eller indbildt Foreningspunkt. Dette finder nemlig alene Sted ved Tilbagekastningen fra Omdrejningsfladerne af en af Keglesnitslinierne, og kun naar Straalepunktet befinder sig i et af Fladens to Brændpunkter, som her blive konjugerede Foreningspunkter. For Kuglen falde disse to Punkter sammen til et i Kuglens Centrum, for Paraboloiden maa det ene Brændpunkt tænkes i Axen i uendelig stor Afstand. I Praxis forlanger man imidlertid ikke denne fuldkommen nøjagtige Forening af Straalerne, og man kan derfor benytte spejlende krumme Flader af de nævnte Former ogsaa til Billeddannelse af anderledes beliggende Straalepunkter, dog er det især Kuglespejlene, hvis Forfærdigelse ikke frembyder saa store Vanskeligheder, der have den største Anvendelse.

Vi ville først betragte Tilbagekastningen af en meget tynd Straalekegle fra et Hulspejl, hvis indvendig blanke Flade danner en Del af en Kugleflade. En Lysstraale SAB fra Straalepunktet S træffer Hulspejlet i B , hvor den med Indfaldsloddet, som her er en til B dragen Radius, danner Indfaldsvinklen i . Den kastes herfra tilbage til C efter den bekjendte Lov, som giver

$$\text{Buen } AB = BC.$$

En anden Straale fra S i samme Indfaldsplan, $SA'B'$, kastes tilbage til C' , idet

$$\text{Buen } A'B' = B'C'.$$

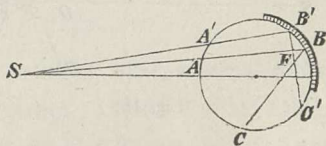


Fig. 9.

Subtraheres denne Ligning fra den ovenstaaende, erholdes

$$AA' + BB' = CC' - BB'.$$

De to tilbagekastede Straaler, som antages at ligge hinanden meget nær, skjære hinanden i Punktet F . Man sætte $SB = a$, $BF = f$ og betegne Kuglens Radius ved r . Idet man i Steden for de nysnævnte smaa Buer sætter deres Korder, vil man have

$$\frac{AA'}{BB'} = \frac{a - AB}{a} \text{ og } \frac{CC'}{BB'} = \frac{BC - f}{f}.$$

Her ere Korderne $AB = BC = 2r \cos i$. Elimineres nu ved Hjælp af disse Ligninger de tre smaa Buer AA' , BB' og CC' af den ovenfor fundne Relation imellem dem, erholdes

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{f} = \frac{2}{r \cos i}. \quad (1)$$

Beliggenheden af Skjæringspunktet F er saaledes bestemt, og dette Punkt er tillige Foreningspunktet for alle de Straaler i den tynde Straalekegle, som ligge i den samme Indfaldsplan. Derimod have de af denne Kegles Straaler, som ligge i en herpaa vinkelret Plan, et andet Foreningspunkt. Omdrejes

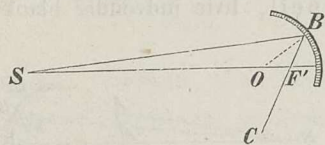


Fig. 10.

nemlig Straalen SB om Centrallinien SO (Fig. 10), saa vil Punktet B forblive i Kuglefladen, og den tilbagekastede Straale BC vil, da Indfaldsvinklen forbliver uforandret, vedblive at skjære Centrallinien

i det samme Punkt F' , som altsaa maa være Foreningspunktet for de betragtede Straaler. Da Vinklen ved B er halveret af Radien BO , er

$$\frac{SB}{SO} = \frac{BF'}{OF'},$$

og sættes $SB = a$, $BF' = f'$, saa er

$$SO^2 = a^2 + r^2 - 2ar \cos i \text{ og } OF'^2 = f'^2 + r^2 - 2f'r \cos i,$$

hvorefter findes

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{f'} = \frac{2 \cos i}{r}. \quad (2)$$

Alle de i den tynde Straalekegle indeholdte Straaler ville nu hverken i F eller F' forene sig til et Punkt, men de ville her skjære hverandre i to smaa Linier, som i F er vinkelret paa Indfaldsplanen og i F' ligger i Centrallinien. Disse to smaa Linier ere altsaa Hulspejlets to optiske Billeder af Straalepunktet, naar en tynd Straalekegle fra dette falder paa Spejlet.

Naar denne Straalekegle ligger i Centrallinien, falde de to Billeder sammen til et og gaa over til at blive et i Centrallinien beliggende Punkt. I dette Tilfælde er nemlig $i = 0$, hvorved de to Ligninger (1) og (2) give $f = f'$ og

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{f} = \frac{2}{r}. \quad (3)$$

Betegnes $\frac{1}{2} r$ ved p , kan denne Ligning ogsaa skrives

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{f} = \frac{1}{p}. \quad (3')$$

Følgende Værdier af a og f ville altsaa svare til hinanden

$a = \infty$	$f = p$
$a = 2p$	$f = 2p$
$a = p$	$f = \infty$
$a < p$	f negativ.

Heraf ses, at Billedet af et uendelig fjærnt Straalepunkt ligger midt imellem Spejlet og Centrum. Dette Punkt kaldes Brændpunktet og dets Afstand fra Spejlet Brændvidden (p). Til et Punkt imellem Brændpunktet og Centret svarer et konjugeret Foreningspunkt i Centrallinien udenfor Centret, og et Straalepunkt indenfor Brændpunktet har et indbildt Foreningspunkt bag Spejlet. Disse sidste to Punkter, som jeg vil betegne henholdsvis med A og B , kunne ogsaa betragtes som konjugerede, idet man nemlig kan lade en Kegle af konvergerende Straaler falde paa Spejlet. Er da denne Kegles Top-

punkt i *B* bag ved Spejlet, saa ville de tilbagekastede Straaler forene sig i *A* foran Spejlet.

Naar man vil anstille Forsøg over Tilbagekastningen af en tynd Straalekegle fra et Hulspejl, kan man lade Lyset fra Solen eller en Flamme falde igjennem en lille Aabning ind i et mørkt Værelse paa et Hulspejl, og enten tildække dette paa en lille Plet nær med Papir, eller ogsaa begrænse Straalekeglen ved at lade Lyset gaa igjennem en anden lille Aabning i en Skjærm i nogen Afstand fra den første. Det fra Spejlet tilbagekastede Straalebundt vil nu paa en hvid Skjærm, som holdes i Nærheden af Spejlet, danne en lille Lysplet, der, efterhaanden som Skjærmen flyttes længere bort fra Spejlet, bliver mindre og mindre, indtil den, hvis Spejlet er stillet skraat mod de indfaldende Straaler, gaar over til en lille paa Indfaldsplanen vinkelret Lyslinie. Denne bliver, naar Skjærmen yderligere fjærnes, tykkere og kortere og gaar snart atter over til en Linie, som ligger i Indfaldsplanen, hvorefter Lyspletten breder sig mere og mere ud i alle Retninger. Jo mindre skraat Straalerne falde paa Spejlet, desto mere nærme de to Billeder sig til hinanden, og ved vinkelret indfaldende Straaler gaa de over til et enkelt Billede af Aabningen.

Ville vi blot betragte Billederne umiddelbart med Øjet uden at projicere dem paa en Skjærm, saa behøver Straalekeglen ikke at være begrænset eller Hulspejlet at være tildækket, da det altid, naar blot Lysgiveren er tilstrækkelig lille eller fjærn til at kunne betragtes som et Straalepunkt, kun bliver et meget tyndt Straalebundt, som kan træde ind i Øjet gjennem dets Pupille. Sete paa en større Afstand blive de to Billeder meget smaa og falde sammen til et, men rykker man Øjet efterhaanden nærmere til Hulspejlet, saa gaar det fjærnere Billede over til en paa Indfaldsplanen vinkelret Lyslinie, som snart udbreder sig over hele Hulspejlet. Endnu nærmere ved Spejlet ser man et tilsyneladende fjærnt Billede af Straalepunktet, idet

hele Straalebundtet her forholder sig omtrent, som om det var en enkelt Lysstraale.

Ved en større Straalekegles Tilbagekastning fra et Hulspejl, ville alle de tilbagekastede Straaler ligesom før skjære Centrallinien, men det her dannede Billede vil nu indtage et større Stykke af denne Linie. Desuden ville alle de af Keglen Straaler, som ligge i samme Indfaldsplan, skjære hverandre i Punkter i denne Plan. Blandt disse mangfoldige Punkter vil der være nogle, hvor de fleste Straaler skjære hverandre, nemlig Skjæringspunkterne af de Straaler, som ligge hinanden nærmest, da det her bliver en hel Samling af Straaler, som komme til at skjære hinanden i et Punkt. Vi have ovenfor bestemt Beliggenheden af dette Punkt (F Fig. 9) for en tynd Straalekegle; for alle de Straaler, som i den betragtede Indfaldsplan falde paa Spejlet, vil dette Punkts geometriske Sted blive en krum Linie, en «Brændlinie». De til de forskellige Indfaldsplaner svarende Brændlinier danne en Flade, «Brændfladen», der bliver en Del af den Omdrejningsflade, som Brændlinien beskriver ved Omdrejningen om Centrallinien.

Vi ville nærmere betragte det Tilfælde, at Straalepunktet ligger uendelig langt borte og i Spejlets Hovedaxe, det vil sige, i en ret Linie gennem den spejlende Kugleflades Centrum (O , Fig. 11) og Midten (M) af Spejlet. I Figuren er Hulspejlet PMQ en Halvkugle med Radius $OM = r$. Et indfaldende tyndt Straalebundt SB forenes efter Tilbagekastningen i de to Punkter F og F' , hvoraf det sidste er den tilbagekastede Straales Skjæring med Hovedaxen og det første kan bestemmes ved Konstruktion paa følgende Maade. Man beskriver i Indfaldsplanen en Cirkel om O med en Radius $OA = \frac{1}{2}r$. Denne Cirkel skjærer OB i D , og dernæst konstrueres om BD som Diameter en Cirkel, hvis Radius altsaa bliver $\frac{1}{4}r$. Denne Cirkels Skjæring med den tilbagekastede Straale er nu netop Punktet F . Betegnes nemlig de lige store Indfalds- og Udfaldsvinkler SBO og OFB ved i , saa er

$BF = BD \cos i = \frac{1}{2}r \cos i$, men ifølge Ligning (1) er ogsaa $f = \frac{1}{2}r \cos i$ for $a = \infty$, altsaa er $BF = f$.

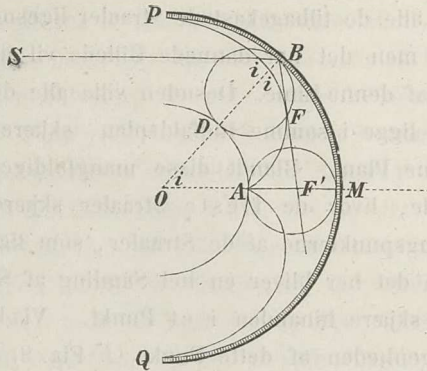


Fig. 11.

Det vil tillige ses, at Buen $DF = BD \cdot i$ er lige stor med Buen $AD = OD \cdot \angle DOA$, da BD er lig OD og $\angle DOA = i$. Naar altsaa en Cirkel om Diametren AM ruller paa den indre Cirkel AD , saa vil Punktet A gennemløbe alle de til de forskellige Indfaldsvinkler svarende Foreringspunkter F , og den saaledes beskrevne Epicykloide er altsaa den søgte Brændlinie. Den anden af F' beskrevne Brændlinie ligger i Hovedaxen og gaar fra A til M , hvorfra den fortsættes som virtuel Brændlinie bag Spejlet i det uendelige, naar Spejlet er en Halvkugle. Disse Brændlinier beskrive endelig ved Omdrejning om Hovedaxen den hele Brændflade.

Alle de Straaler, som tilbagekastes fra Spejlet, ligge indenfor den nærmeste Halvdel af Brændfladen, som de tangere, hvorfor Rummet er stærkest belyst indenfor Brændfladen. Mange af de tilbagekastede Straaler træffe atter Spejlet og kastes tilbage paa ny, hvorved der fremkommer nye Brændflader.

Man har ofte Lejlighed til at iagttage Brændlinier ved Solstraalernes Tilbagekastning fra blanke krumme Flader. An-

stærkt belyste Centrum ses nu tillige en klar Lysring, som voxer og i E smelter sammen med Lysplettens Periferi. Her har det projicerede Billede sin mindste Størrelse, men da dette Billede bestaar af et Punkt og en stærkt belyst Cirkellinie, adskilte ved et svagere belyst Rum, medens det i C alene bestaar af et stærkt belyst Punkt, omgivet af en langt svagere belyst Lysplet, saa maa dette sidste Billede vistnok rettest betragtes som det skarpeste.

Af disse Resultater fremgaar det, at et Hulspejl maa have en temmelig lille Aabning for at kunne frembringe nogenlunde skarpe projicerede Billeder. Idet vi nu skulle gaa over til Billeddannelsen af større lysende Gjenstande, ville vi derfor i Beregningen forudsætte Hulspejlet saa lille, at de til ethvert Straalepunkt svarende tilbagekastede Straaler kunne betragtes som et tyndt Straalebundt, der, som vi have set, frembringer to smaa lineære Billeder af Punktet. Af disse to Billeder vil man efter Omstændighederne snart kunne foretrække det ene, snart det andet, vi ville imidlertid her indskrænke os til Beregningen af det Billede af Gjenstanden, som for hvert Straalepunkt ligger i dettes Centrallinie. Det andet Billede ligger da altid, naar det er reelt, nærmere ved Spejlet end dette.

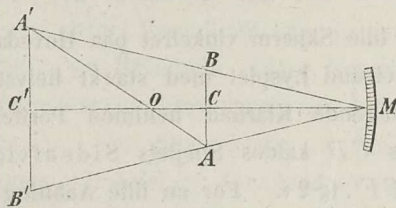


Fig. 13.

For et Straalepunkt A vil det søgte Billede ligge i Skjæringen af Centrallinien AOA' og den tilbagekastede Straale MBA' . Dette Straalepunkt A ville vi tænke os tilhørende en belyst plan Gjenstand i en paa Hovedaxen vinkelret Plan ACB ;

lægges nu gennem A' ligeledes en paa Hovedaxen vinkelret Plan $A'C'B'$, saa vil Billedet af hele Gjenstanden ligge i denne Plan og være ligedannet med Gjenstanden selv. Man har nemlig

$$\frac{A'C'}{AC} = \frac{OC'}{OC} = \frac{MC'}{MC},$$

hvoraf ses, at MC' er uafhængig af Beliggenheden af Punktet A i Planen ACB , og at Forstørrelsen i Billedet af Gjenstandens Linier er den samme for dem alle, nemlig lig Forholdet imellem de to Planers Afstande fra Spejlets Midtpunkt M .

Derimod kan et Hulspejl ikke frembringe fuldkommen ligedannede Billeder af en plan Gjenstand, som ligger i en mod Hovedaxen skraat stillet Plan, eller af en rumlig Gjenstand, fordi Forstørrelsen af Dimensionerne i Axens Retning følger en anden Lov. Lad de to Endepunkter af en i Hovedaxen beliggende lysende Linie have Afstandene a og $a + da$ fra Spejlet, og de tilsvarende Billedpunkter Afstandene f og $f + df$ fra Spejlet, saa er

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{f} = \frac{2}{r} \quad \text{og} \quad \frac{1}{a + da} + \frac{1}{f + df} = \frac{2}{r},$$

hvoraf findes $\frac{df}{da} = -\frac{f^2}{a^2}$, naar den lysende Linie antages uendelig lille. Forstørrelsen er altsaa her $\frac{f^2}{a^2}$ eller Kvadratet af de paa Hovedaxen vinkelrette Dimensioners Forstørrelse. Det negative Fortegn viser, at Billedet er modvendt Gjenstanden.

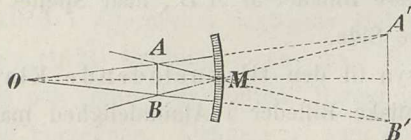


Fig. 14.

Naar den lysende Gjenstand befinder sig imellem Hulspejlet og dets Brændpunkt, saa bliver, som Figuren viser,

Billedet af den virtuelt, samt forstørret og retstaaende. Her vil da, ligesom overhovedet altid naar vi betragte et Hulspejls Billede umiddelbart med Øjnene, en Forøgelse af Aabningens Størrelse ikke forringe Billedets Skarphed, fordi det i alle Tilfælde kun bliver en tynd Straalekegle, som kan træde ind igjennem Øjets Pupille. I et større Hulspejl vil man overse mere af Billedet paa engang, da man ser alt, hvad der ligger indenfor Synslinierne til Spejlets Omkreds, men Billedet viser sig, især naar Gjenstanden er nær ved Spejlet, temmelig fortrukket.

Alle udhængende spejlende Flader sprede efter Tilbagekastningen de fra et Straalepunkt udgaaende Straaler endnu mere, og de give derfor kun virtuelle Billeder, med mindre Lysstraalerne for Exempel ved Hjælp af et Hulspejl først gjøres konvergerende. Da disse Billeder altsaa i Almindelighed maa iagttages umiddelbart med Øjet, ses de, naar kun Spejlfladen ikke har altfor stærke Krumninger, temmelig skarpt, men ogsaa i Reglen stærkt fortrukne. Anamorfotiske Billeder ere Tegninger, som set i et saadant Spejl, f. Ex. et Kegle- eller Cylinderspejl, vise sig som regelmæssige Billeder.

For et udvendigt blankt Kuglespejl gjælde de for Hulspejlet udførte Beregninger med den Forskjel, at Spejlets Radius maa regnes med negativt Fortegn, da Krumningen her er modsat Hulspejlets. Brændfladen faar samme Form som ved Hulspejlet, men den er kun virtuel. Billederne af Gjenstande kunne konstrueres paa samme Maade, saaledes vil i Fig. 14 AB være Billedet af $A'B'$, naar Spejlet er blankt paa den udhængende Side.

Med Hensyn til den tilsyneladende Klarhed af ikke projicerede optiske Billeder i Almindelighed maa gjælde den samme Regel som for de virkelige Gjenstande, nemlig at den er uafhængig af Afstanden, hvori man ser dem, naar kun intet af Lyset optages paa Vejen. Dog maa her tillige forudsættes, at Øjets Pupille befinder sig helt indenfor de iagttagne Billed-

punkters Straalekegler. For altsaa at sammenligne en Gjenstands tilsyneladende Klarhed med dens Billedes, som vi først ville antage virtuelt, kunne vi vilkaarlig tænke os Øjet flyttet hen til et Punkt i den spejlende Flade. Herfra ville nu paa Grund af Loven for Tilbagekastningen Gjenstand og Billede ses med den samme tilsyneladende Størrelse, og hvis den spejlende Flade kaster alt det indfaldende Lys igjen tilbage, saa maa Øjet modtage fra Gjenstand og Billede den samme Belysning, hvoraf følger at deres tilsyneladende Klarhed ogsaa maa være ens. I Virkeligheden tilbagekaste gode Metalspejle neppe mere end $\frac{2}{3}$ af de indfaldende Straaler, hvorfor deres Billeders tilsyneladende Klarhed ogsaa kun bliver $\frac{2}{3}$ af Gjenstandenes. Er Billedet reelt, gjælder det samme, men vil man bevise det paa den angivne Maade, maa man tillige tænke sig Lyset i de Straaler, som danne Billedet, sendt tilbage i modsat Retning i Straalerne for nemlig at kunne træffe Øjet.

De projicerede Billeders Klarhed er altid langt mindre end Gjenstandens, hvorfor ogsaa denne, naar den ikke er selvlysende, maa være stærkt belyst for at give et tydeligt projiceret Billede.

Lysets Brydning (Refraktion). At Lysstraalerne forandre Retning ved Overgangen fra et Legeme til et andet, var allerede bekjendt i Oldtiden, men nærmere Maalinger af denne Brydning synes først at have været foretagne af Araberne og i det 13de Aarhundrede af Vitellio. Tycho Brahe fandt, at man maatte indføre en af Lysbrydningen i Atmosfæren afhængig Korrektion i Stjernernes iagttagne Højde, og endelig fandt Snellius (1621) Brydningsloven, hvis Rigtighed fremgaar af alle de paa denne Lov støttede Beregningers Overensstemmelse med Forsøgene. Denne Lov, som dog kun gjælder naar de to Medier, i hvis Skilleflade Lysstraalen brydes, ere gjennemsigtige og isotrope, er følgende: den brudte Straale ligger i Indfaldsplanen, og Forholdet imellem

Sinus til Indfaldsvinklen og Sinus til Brydningsvinklen, som er den Vinkel, den brudte Straale danner med Indfaldsloddet, er et konstant Tal.

Dette konstante Tal kunde man ved Forsøg bestemme for forskellige Medier, idet disse kombineredes to og to paa saa mange Maader, som overhovedet var muligt, og man vilde da finde visse Relationer imellem alle de saaledes fundne Tal. Disse Relationer lade sig imidlertid langt lettere udlede af den Erfaring, at en Lysstraale, som gennemløber Legemer, der ere begrænsede af parallelle Planer, atter forlader dem i en med den indfaldende Straale parallel Retning. Er det omgivende Medium det tomme Rum, og passerer Lysstraalen alene en planparallel Plade, saa vil man altsaa for begge Grænsefladerne have

$$\sin i = n_1 \sin i_1,$$

naar i og i_1 ere de Vinkler, Lysstraalen danner med Indfaldsloddet i det omgivende Rum og i Pladen, og n_1 er et af Indfaldsvinklen uafhængigt Tal. Heraf ses ogsaa, at hvis Lyset sendtes tilbage i den brudte Straale i den modsatte Retning, saa vilde det beskrive den samme Bane som det indfaldende Lys.

Lader man Lysstraalen passere to, tæt mod hinanden trykkede planparallelle Plader, og danner den i disse med Indfaldsloddet Vinklerne i_1 og i_2 og udenfor dem Vinklen i , saa vil man ligeledes for den første brydende Flade have $\sin i = n_1 \sin i_1$, og for den sidste $\sin i = n_2 \sin i_2$, hvorefter følger, at Brydningen i Grænsefladen imellem de to Plader er bestemt ved

$$n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2.$$

For et hvilket som helst Antal sammenlagte planparallelle Plader vil man saaledes almindelig have

$$\sin i = n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2 = n_3 \sin i_3 \dots,$$

hvorefter ses, at Brydningen imellem hvilke som helst Kombinationer af to af disse Plader vil være bestemt, naar man kun

kjender det til hver af Pladerne svarende Tal $n_1, n_2, \dots$. Dette for ethvert af de brydende Medier karakteristiske Tal, som bestemmer Brydningen fra det tomme Rum til Mediet, kaldes Mediets Brydningsforhold, og Forholdet imellem to Mediers Brydningsforhold, som bestemmer Brydningen fra det ene Medium til det andet, kaldes disse to Mediers relative Brydningsforhold.

Naar Lysstraalen ved Overgangen fra et Medium til et andet nærmer sig Indfaldsloddet, siges det andet Medium at være optisk tættere end det første. Brydningsforholdet kan saaledes betragtes som Maal for den «optiske Tæthed», som selvfølgelig ikke maa forvexles med Mediets virkelige Tæthed. Af alle Medier har det tomme Rum den mindste optiske Tæthed eller, hvad der er det samme, for alle materielle gennemsigtige Stoffer er Brydningsforholdet større end 1.

Retningen af en brudt Straale lader sig ved Konstruktion bestemme saaledes. Om Centret O beskrives to Cirkelbuer med Radierne $OA = n$ og $OB = n_1$.

Dernæst drages OA i Retning af den indfaldende Lysstraale i det første Medium, hvis Brydningsforhold er n , og AB i Retning af Indfaldsloddet. OB er da Retningen af den brudte Straale i det andet Medium, hvis Brydningsforhold er n_1 . Det ses

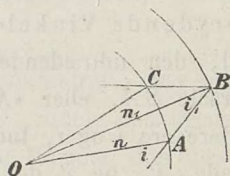


Fig. 15.

nemlig af Figuren, at man ved denne Konstruktion faar $n \sin i = n_1 \sin i_1$.

Træder den brudte Straale atter ind i det første Medium, og antages den at forblive i samme Indfaldsplan, som er Tegningens Plan, saa afsættes Indfaldsloddet BC til den anden brydende Flade, og OC er da Retningen af den udtrædende Straale. Denne Konstruktion kan saaledes let fortsættés videre, naar Lysstraalen møder flere brydende Flader. Hvis deres

Normaler ikke laa i samme Plan, maatte man ved Konstruktionen benytte Kugler i Steden for Cirkler.

Vi ville nu nærmere beregne Brydningen i et af plane Flader begrænset gjennemsigtigt Legeme under Forudsætning af, at de to brydende Fladers Skjæringslinie, deres «brydende Kant», danner en ret Vinkel med den indfaldende Lysstraale.

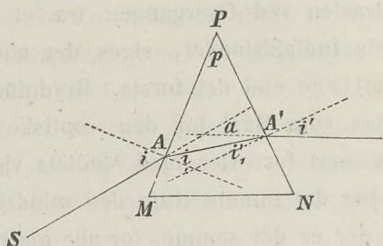


Fig. 16.

MNP er Gjennemsnittet af et Prisme, hvis brydende Kant P er vinkelret paa den indfaldende Straale SA . Den Vinkel, som de brydende Flader danne med hinanden eller Prismets «brydende Vinkel», ville vi betegne ved p , og den Vinkel, den udtrædende Straale danner med den indfaldende Straale SA , eller «Afvigningen», betegnes ved a . Endvidere ere i og i_1 Indfalds- og Brydningsvinklen i den første Flade, i'_1 og i' de tilsvarende Vinkler i den anden Flade. Man har da

$$i + i' = a + p, \quad i_1 + i'_1 = p. \quad (1)$$

Er det omgivende Mediums Brydningsforhold n og Prismets n_1 , saa har man endvidere

$$n \sin i = n_1 \sin i_1, \quad n \sin i' = n_1 \sin i'_1. \quad (2)$$

Lade vi f. Ex. en Lysstraale falde vinkelret paa den første brydende Flade, saa er

$$i = 0, \quad \frac{\sin(a + p)}{\sin p} = \frac{n_1}{n}, \quad (3)$$

hvorved altsaa de to Mediers relative Brydningsforhold kan beregnes, naar man har maalt Prismets brydende Vinkel p og den til Indfaldsvinklen $i = 0$ svarende Afvigning a .

Ligningerne (2) kunne ved Addition og Subtraktion omdannes til

$$n \sin \frac{i+i'}{2} \cos \frac{i-i'}{2} = n_1 \sin \frac{i_1+i'_1}{2} \cos \frac{i_1-i'_1}{2},$$

$$n \cos \frac{i+i'}{2} \sin \frac{i-i'}{2} = n_1 \cos \frac{i_1+i'_1}{2} \sin \frac{i_1-i'_1}{2}.$$

Elimineres heraf $i_1 - i'_1$ og indsættes p for $i_1 + i'_1$ og $a + p$ for $i + i'$, saa erholdes

$$\frac{\sin^2 \frac{a+p}{2} \cos^2 \frac{i-i'}{2}}{\sin^2 \frac{p}{2}} + \frac{\cos^2 \frac{a+p}{2} \sin^2 \frac{i-i'}{2}}{\cos^2 \frac{p}{2}} = \frac{n_1^2}{n^2}. \quad (4)$$

Denne Ligning viser en anden Maade, hvorpaa det relative Brydningsforhold kan bestemmes, nemlig ved Maaling af i , a og p . Den fjerde Størrelse i' , som forekommer i det fundne Udtryk, er bestemt ved $i' = a + p - i$.

Det ses tillige, at Udtrykket bliver uforandret, naar man ombytter i og i' . Heraf følger, at man vil erholde den samme Afvigning a ved to forskellige Stillinger af Prismet, den første svarende til Indfaldsvinklen i , den anden til Indfaldsvinklen $i' = i - (i - i')$, som fremkommer ved at dreje Prismet, og dermed ogsaa de brydende Fladers Normaler, Vinklen $i - i'$ om en med den brydende Kant parallel Axe. Herpaa grunder sig en tredie Methode til Bestemmelse af det relative Brydningsforhold, idet man i Steden for at maale Indfaldsvinklen bestemmer den Vinkel $(i - i')$, som Prismet maa omdrejes for at give den samme Afvigning. Af denne Vinkel i Forbindelse med a og p kan da det søgte Brydningsforhold beregnes ved Ligning (4).

Denne Ligning kan ogsaa gives Formen

$$\frac{\sin^2 \frac{a+p}{2}}{\sin^2 \frac{p}{2}} = \frac{n_1^2 \cos^2 \frac{p}{2} - n^2 \sin^2 \frac{i-i'}{2}}{n^2 \cos^2 \frac{p}{2} - n^2 \sin^2 \frac{i-i'}{2}}. \quad (5)$$

Er nu, saaledes som det i Fig. 16 er forudsat, n_1 større end n , saa er a positiv, og da $a+p$ ikke kan overskride 180° , saa ses det, at det ovenstaaende Udtryk er større end 1, og at det faar sin mindste Værdi for $i = i'$. Naar derfor den indfaldende og den udtrædende Straale danne lige store Vinkler med de brydende Flader, saa er Afvigningen mindst. Prismet siges da at være i sin Hovedstilling.

Er n_1 mindre end n , saa er a negativ, begge Sider i (5) blive mindre end 1 og faa den største Værdi for $i = i'$. Men hertil svarer da netop ogsaa den mindste numeriske Værdi af a , saa at Resultatet bliver det samme som før.

For Prismets Hovedstilling erholdes af (5)

$$i = i', \quad \frac{\sin \frac{a+p}{2}}{\sin \frac{p}{2}} = \frac{n_1}{n}. \quad (6)$$

Heraf ses, at det relative Brydningsforhold endelig ogsaa kan bestemmes paa en fjerde Maade, som er den, der mest har været benyttet, idet man foruden Prismets brydende Vinkel kun behøver at maale den mindste Afvigning, som man kan faa ved Omdrejning af Prismet.

Man vil næppe kunne anstille noget Forsøg over Lysets Brydning uden samtidig at iagttage en kvalitativ Forandring af Lysstraalerne ved Brydningen. Ser man f. Ex. igjennem et Glasprisme paa Gjenstandene, vise de sig med farvede Rande. Dette har ogsaa været kjendt lige saa længe som Brydningen, men den Forklaring, man blev staaende ved, var nærmest den, at Farverne skyldtes Gjennemgangen igjennem en større eller mindre Tykkelse af det brydende Legeme. Først Newton lykkedes det (1672) ved Forsøg at give den rette Forklaring.

Newton lod Solstraaler falde ind i et mørkt Værelse gennem en lille rund Aabning i Vinduesskodden og opfangede Straalebundtet paa et Glasprisme. Han ventede nu, at de brudte Straaler lige som de indfaldende skulde danne et rundt Solbillede paa Væggen, men i det Sted saa han et Billede, som var meget længere, end det var bredt, og som var livlig farvet med alle Regnbuens Farver. Han overbeviste sig snart om, at dette ikke skyldtes Ujævnheder i de brydende Glasflader eller de ulige Længder, Straalerne havde passeret i Glasset, men at Aarsagerne vare, at Sollyset er sammensat af forskellige Farver, og at disse brydes i forskjellig Grad, nemlig rødt mindst, dernæst orange, gult, grønt, blaåt, indigo og violet.

Det sidste beviste Newton paa følgende Maade. I en Skjærm, hvorpaa det farvede Billede eller «Spektrum» opfangedes, var anbragt et lille Hul, og de igjennem dette udtredende farvede Straaler bleve brudte paa ny af et andet Prisme. Disse brudte Straaler viste sig nu paa en Skjærm ikke som et nyt Farvebaand, men kun som en lille Plet af Lysstraalernes Farve. Lod man endvidere ved Omdrejning af det første Prisme efterhaanden alle Spektrets Farver passere Hullet, saa viste det sig, at de forskellige Farver ogsaa bleve brudte forskjellig, rødt mindst, violet mest.

Et andet Forsøg gik ud paa at vise det samme paa en anden Maade. Var Prismet, som frembragte Solspektret, stillet med den brydende Kant horisontal, saa var Spektret vertikalt. Opstilledes nu i de brudte Straaler et andet Prisme med den brydende Kant vertikal, saa blev Spektret flyttet til Siden uden at være bleven bredere, derimod var det nu skraatliggende, idet nemlig de violette Straaler ved den stærkere Brydning flyttedes mere til Siden end de røde.

At det hvide Sollys virkelig er sammensat af de Farvestraaler, Spektret indeholder, viste Newton ved atter at forene disse Farver. Stilledes saaledes i de af Prismet brudte

Straaler et andet lignende Prisme i omvendt Stilling, saa blev Billedet atter, naar kun alle de brudte Straaler opfangedes af det andet Prisme, et rundt hvidt Solbillede. Eller hvis man iagttog det paa en Skjærm projicerede Solspektrum igjennem det andet Prisme, holdt i samme Stilling som det første og i Nærheden af det, saa saa man ligeledes kun et hvidt Solbillede, idet de forskjellige Farvestraaler ved at gaa omtrent den samme Vej tilbage atter ved Brydningen bleve parallelle og saaledes forenede sig til hvidt Lys. At en hvid Flade set igjennem et Prisme viser sig hvid og kun farvet i Randene, skjøndt et enkelt hvidt Straalepunkt ses som en farvet Stribe, maa ogsaa hidrøre fra, at alle de farvede Billeder af Fladen forene sig til et hvidt Billede.

En anden Fremgangsmaade, som Newton benyttede, bestod i at give det iagttagne Farvebillede en hurtig Bevægelse, hvorved Farverne tilsyneladende blandes, idet vi nemlig bevæge ethvert Synsindtryk i nogen Tid (omtrent $\frac{1}{10}$ Sekund). Drejer man saaledes Prismet om den brydende Kant hurtig frem og tilbage, saa viser Spektret sig som en lang hvid Stribe med farvede Spidser. I Steden for Spektralfarverne kan man ogsaa benytte det spredte Lys fra farvede Legemer. Man kan saaledes inddele en Skive i Sektorer, som bemales med Farver, der omtrent svare til Solspektrets; sættes nu Skiven i hurtig Omdrejning, forsvinde Farverne, og Skiven viser sig graa.

Af disse Forsøg fremgaar det, baade at det hvide Lys er sammensat af forskjellige Farver, og tillige, at Øjet mangler Evne til at opfatte de enkelte Farver i en Farveblanding, medens derimod Øret for Exempel kan skjelne mellem de enkelte Toner i en Akkord. Denne Mangel i Synssansen viser sig ogsaa ved andre Farveblandinger, saaledes gjør en Blanding af to nærliggende Spektralfarver det samme Farveindtryk, som den mellemliggende Farve i Spektret, og snart opfatte vi en saadan Blanding som en enkelt Farve, snart betragte vi ogsaa omvendt mange af Spektrets enkelte Farver som Blandings-

farver. Vort Sprog har kun egne Betegnelser for de fire af Spektrets Farver, nemlig rødt, gult, grønt og blaat, hvilket synes at antyde, at det kun er disse Farver, vi sanse som enkelte, og naar Newton inddelte Spektret i syv Farver, grundede dette sig mindre paa den umiddelbare Sansning end paa theoretiske Betragtninger, som ledede ham til at søge en Analogi imellem Farverne og Tonerne indenfor en Oktav.

Forsøg over vor Opfattelse af forskellige Farveblandinger kunne dels anstilles med selve Solspektrets Farvestraaler, hvoraf enkelte kunne udskilles og forenes, dels med roterende Skiver, som ere inddelte i forskjellig farvede Sektorer. Derimod er det ikke rigtigt at benytte mekaniske Blandinger af Farvestoffer, fordi mange af de fra det ene Farvestof tilbagekastede Straaler forandres ved Gjennemgang igjennem det andet Farvestof.

Helmholtz deler Solspektret i følgende Farver:

rødt, orange, gult, gulgrønt, grønt,

blagrønt, cyanblaat, indigo, violet, (purpur),

af hvilke dog den sidste ikke findes i Virkeligheden i Spektret, men kan fremstilles ved Blanding af rødt og violet. To af disse Farver, som staa lige over hinanden, f. Ex. rødt og blagrønt, give ved at blandes i et bestemt Forhold hvidt Lys og kaldes komplementære Farver. Da Purpurfarven mangler i Spektret, har grønt ikke nogen enkelt komplementær Farve. Endvidere kan enhver af Farverne, som vi ville tænke os opskrevne i en Kreds, fremstilles, med Undtagelse af rødt, ved Blanding af de to Nabofarver. To Farver, der staa længere fra hinanden i Rækken, give ligeledes, naar de blandes i et bestemt Forhold, en Blandingsfarve, som omtrent svarer til den Farve i Kredsen, der ligger dem begge nærmest, men Farvetonen nærmer sig tillige mere og mere det hvide, jo længere de staa fra hinanden i Kredsen.

Iøvrigt ere vore Farveindtryk ikke afhængige alene af Lysets Kvalitet, men ogsaa af Kvantiteten. En roterende sort Skive med en gul Sektor viser sig saaledes grønlig, og violet

faar en desto mere rødlig Tone, jo mere Lyset svækkes, medens omvendt alle Farveindtryk, naar de ere meget stærke, nærme sig til Indtrykket af hvidt.

Denne vor ufuldkomne Sansning af Farverne giver Newtons Opdagelse af Farvestraalernes ulige Brydning en forøget Betydning derved, at vi nu uafhængig af Farvesansen kunne definere de enkelte Farver ved deres større eller mindre Brydning i et givet Medium. Herved faa vi i Steden for de faa i fysiologisk Henseende enkelte Farver en uendelig Mængde saadanne, ligesom vi ogsaa ere blevene i Stand til ved Lystraalernes Brydning, f. Ex. igjennem et Prisme, at opløse alle Farveblandinger fuldstændig i deres enkelte Bestanddele.

Skal imidlertid denne Opløsning i Farver gjøres nøjagtig, er det nødvendigt, at Lysgiveren er en meget smal Stribe, stillet parallel med Prismets brydende Kant, da i modsat Tilfælde de iagttagne forskjellig farvede Billeder af Lysgiveren falde over hinanden og blandes. Saaledes var det af Newton iagttagne Solspektrum ikke rent, fordi der for hver enkelt Farve dannede sig et rundt Solbillede, og flere af disse forskjellig farvede Solbilleder maatte altsaa være sammenblandede i ethvert Punkt af Solspektret med Undtagelse alene af dets alleryderste Grænser. Et rent Solspektrum erholdes derimod, naar man lader Sollyset passere en meget smal Spalte og danner et Billede af Spalten i en større Afstand paa en Skjærm i det mørke Værelse. Til Billeddannelsen kan benyttes Spejle eller lettere, som vi senere skulle faa at se, en Samlelinse. Prismet stilles da i tilstrækkelig Afstand fra Skjærmen i det konvergerende Straalebundt, som danner Billedet, med den brydende Kant parallel med Spalten og omdrejet i sin Hovedstilling, og man opfanger da Spektret paa en Skjærm, som er stillet i den samme Afstand fra Prismet som den første Skjærm.

Ved en nærmere Betragtning af dette Spektrum vil man se det gjennemtrukket af mørke Striber paa tværs af Spektret og parallele med Prismets brydende Kant og med Spalten.

Disse Striber, som vise, at der mangler nogle af de enkelte Farver i Sollyset, bleve opdagede af Wollaston, men det var først Fraunhofer, som viste deres store Anvendelighed som Mærker for ganske bestemte enkelte Farver, f. Ex. ved Bestemmelsen af Legemernes Brydningsforhold for de forskellige Farver. Fraunhofer betegnede de mest fremtrædende af disse mørke Striber fra rødt henimod violet med Bogstaverne *A, B, C, D, E, F, G, H*. Anstilles Forsøget paa den anførte Maade, ses dog alle disse Striber ikke med blotte Øjne, men i Reglen kun *C* i det røde, *D* i det gule, *E* og to nærliggende Striber *b* i det grønne, *G* i det blaa og *H* i violet.

Farvestraalernes ulige Brydning er selvfølgelig ikke alene en Egenskab ved Farvestraalerne men ogsaa ved det brydende Medium. Den findes hos alle gjennemsigtige Stoffer uden Undtagelse og kaldes deres Farvespredningsevne. Denne kan nærmere bestemmes som Forskjellen imellem Stoffets Brydningsforhold for de violette Straaler, n_v , og for de røde Straaler, n_r , altsaa ved $n_v - n_r$. For et Prisme med en lille brydende Vinkel p er ved en lille Indfaldsvinkel Afvigningen a_r for de røde Straaler ifølge Ligningerne (1) og (2) tilnærmelsesvis bestemt ved $a_r = (n_r - 1)p$, og Afvigningen a_v for de violette Straaler ved $a_v = (n_v - 1)p$. Her er da tillige forudsat, at det omgivende Medium er det tomme Rum eller Luften, som meget nær har det samme Brydningsforhold (nemlig 1,0003). Prismets Farvespredningsevne er altsaa

$$n_v - n_r = \frac{a_v - a_r}{p}.$$

Tillige erholdes

$$\frac{n_v - n_r}{n_r - 1} = \frac{a_v - a_r}{a_r},$$

hvilken Størrelse kaldes det brydende Mediums farvespredende Kraft. For et andet Prisme med et andet Brydningsforhold, men med samme farvespredende Kraft, vilde man

altid kunne vælge den brydende Vinkel saaledes, at det gav den samme Afvigelse α_r for de under smaa Indfaldsvinkler indfaldende røde Straaler, men da vilde Afvigelsen α_v for de violette Straaler ogsaa blive den samme. Stillede altsaa de to Prismer sammen med deres brydende Kanter til modsatte Sider, saa vilde de ikke sprede Farverne, men de vilde heller ikke give nogen Afvigelse.

Det i praktisk Henseende vigtige Spørgsmaal, om Muligheden af at kunne forandre en Lysstraales Retning uden samtidig Adskillelse i Farver, staar saaledes i nær Forbindelse med Spørgsmaalet om, hvorvidt de forskjellige brydende Stoffer have den samme farvespredende Kraft eller ikke. Støttet paa nogle Forsøg troede Newton, at dette var Tilfældet, og det forblev længe den almindelige Antagelse, indtil endelig Dollond (1758) ved Forsøg viste, at denne Antagelse var fejlagtig, og hermed var altsaa Opdagelsen gjort af Akromatismen, det vil sige Brydning uden Farvespredning. Af Stoffer med meget forskjellig farvespredende Kraft kunne mærkes Svovlkulstof (0,15), en blyholdig Glassort «Flintglas» (0,07), Crownglas (0,04), atmosfærisk Luft (0,02).

Naar altsaa et tyndt Prisme af Crownglas har saa stor en brydende Vinkel, at det giver en næsten dobbelt saa stor Afvigning som et andet Prisme af Flintglas, saa sprede de Farverne omtrent lige meget, og sammensættes de til et dobbelt Prisme med de brydende Vinkler modvendte, saa vil Afvigningen blive omtrent ens for alle Farver og omtrent halv saa stor som Afvigningen ved Crownglasprismet alene. Et saadant sammensat Prisme kaldes et akromatisk Prisme.

Ved Sammensætningen af Prismer med større brydende Vinkler til et akromatisk Prisme kan det ene Prismes brydende Vinkel bestemmes ved Konstruktion paa følgende Maade. Man beskrive fem Cirkelbuer med Radierne 1, n_r , n_v , n'_r , n'_v svarende henholdsvis til Brydningsforholdene af det tomme Rum eller Luften og af de to Prismer for de røde og violette Straaler.

Brydningen i det første Prisme bestemmes da, saaledes som tidligere (Fig. 15) er vist, ved at drage OA i den indfaldende Straales Retning, og ABC vinkelret paa den første brydende Flade. Rette Linier fra O til B og fra O til C ville da angive Retningen af de røde og violette Straaler efter den første Brydning. Dernæst drages gennem B og C Normalerne BB' og CC' til den anden

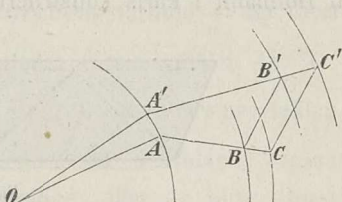


Fig. 17.

brydende Flade, som vi ville antage falder sammen med den første brydende Flade i det andet Prisme. Rette Linier fra O til Skjæringspunkterne B' og C' ville altsaa angive Retningerne af de røde og violette Straaler i det andet Prisme. Drages endelig $B'A'$ vinkelret paa den sidste brydende Flade, saa vil OA' være Retningen af de udtrædende røde Straaler, og gaar $A'B'$ tillige igjennem C' , saa ville de violette Straaler træde ud af Prismet i den samme Retning OA' . Naar altsaa den brydende Vinkel af det første Prisme er Vinklen CBB' og den i det andet modsat vendte Prisme gøres lig Vinklen $CC'B'$, saa vil det dobbelte Prisme være akromatisk med Hensyn til Straalen OA , og Afvigningen vil være Vinklen AOA' .

En fuldkommen Akromatisme med Hensyn til alle Farver er dog en Umulighed, da man ved to Prismer i Almindelighed kun kan opnaa den samme Afvigning for to enkelte Farver, ved tre Prismer for tre Farver, o. s. v. I et dobbelt Prisme af Crownglas og Flintglas, som er akromatiseret med Hensyn til de røde og violette Straaler, ville f. Ex. de grønne Straaler faa en noget mindre Afvigning, men man behøver dog sjælden til praktisk Brug at lægge an paa en større Akromatisme end den, som kan opnaas ved saadanne to Prismer, især naar de akromatiseres med Hensyn til to Farver, som ligge hinanden lidt nærmere end rødt og violet.

Man kan ogsaa omvendt konstruere sammensatte Prismer saaledes, at de give et Farvespektrum uden Afvigelse af en af Mellemfarverne (prismes à vision directe). Et saadant af Hofmann i Paris konstrueret sammensat Prisme bestaar af



Fig. 18.

to retvinklede Flintglasprismer (F) og tre Crownglasprismer (C), af hvilke det midterste ligeledes er retvinklet. Til Bestemmelse af et saadant System kan benyttes en lignende Konstruktion som ovenfor (Fig. 17), hvor det andet Prismes brydende Vinkel vilde være bestemt ved den Vinkel, som BB' danner med en ret Linie, dragen fra A til et Punkt midt imellem B' og C' .

I det ovenfor omtalte System af Prismer (Fig. 18) forbindes de sammenstødende Flader ved canadisk Balsam, som er gjen-nemsigtigt og har omtrent samme Brydningsforhold som Crown-glas. Herved forhindres for en stor Del Lysets Tilbagekastning fra disse Flader, hvorimod man, naar Prismerne vare adskilte ved et Luftlag, endog slet ikke vilde faa nogen Lysstraale til at gaa igjennem dette System. Grunden hertil ligger i selve Brydningsloven, som giver Ligningen

$$n \sin i = n_1 \sin i_1 .$$

Denne Ligning kan nemlig ikke altid tilfredsstilles ved reelle Størrelser alene. Antages $n > n_1$, saa vil ogsaa $n \sin i$ kunne være større end n_1 , og i saa Tilfælde maatte $\sin i_1$ være større end 1. I Virkeligheden finder der i dette Tilfælde heller ingen Brydning Sted, og de indfaldende Straaler blive fuldstændig tilbagekastede. Den delvise Tilbagekastning, som i Almindelighed ledsager enhver Brydning af Lyset, gaar altsaa ved Lysstraalernes Overgang fra et stærkere til et svagere brydende Medium pludselig over til en fuldstændig Til-

bagekastning (total Reflexion), saasart Indfaldsvinklen overskrider den ved Ligningen

$$n \sin i = n_1$$

bestemte Grænse. Til det relative Brydningsforhold $\frac{n}{n_1}$ lig 1,333 (f. Ex. for Vand og Luft) svarer saaledes Grænsevinklen $48^\circ 36'$, og til $\frac{n}{n_1} = 1,64$ (Flintglas og Luft) svarer Grænsevinklen $37^\circ 34'$. For de forskjellige Farver maa selvfølgelig ogsaa Grænsevinklerne blive noget forskjellige, idet de blive størst for de røde Straaler, mindst for de violette.

Man kan iagttage den fuldstændige Tilbagekastning ved at se neden fra op imod Overfladen af Vandet i et Glas; af en Stang, som sættes ned i Vandet, ses et klart Spejlbillede. Et retvinklet Glasprisme med lige store Katheteflader benyttes ofte som Spejl, idet alle paa den ene Katheteflade vinkelret indfaldende Straaler kastes fuldstændig tilbage fra Hypotenusen og træde atter ubrudte ud af den tredje Flade. Lysstraaler, som falde vinkelret paa Hypotenusen, ville lide en dobbelt fuldstændig Tilbagekastning fra de to andre Flader.

Holder man et Prisme MNP saaldes foran Øjet O , at man ser Lyset fra Himlen kastet tilbage fra den underste Flade, saa vil man let ved Drejning af Prismet kunne faa en fuldstændig Tilbagekastning af Lyset fra en Del BN af Fladen, og denne Del vil da tillige vise sig fuldkommen uigjennemsigtig, hvorimod man vil kunne se igjennem den anden Del MB . Vinklen ABC er da Grænsevinklen for den fuldstændige Tilbagekastning. Den Linie, hvori Overgangen sker fra det gennemsigtige til det sølvskinnende, fuldstændig tilbagekastede Lys, ses meget tydelig; den viser sig farvet og danner tilnærmelsesvis en Cirkelbue, hvis Centrum ligger i Øjets Projektion paa den spejlende Flade.

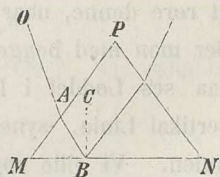


Fig. 19.

Bringes Prismets Underflade i fuldstændig Berøring med andre Legemer, som have et mindre Brydningsforhold end Prismet, saa bliver den Vinkel, som Synslinierne til Grænsebuen danne med den spejlende Flade, mindre. Ved at maale denne Vinkel kan man, naar Prismets Brydningsforhold og Vinklen M ere bekendte, bestemme det berørende Legemes Brydningsforhold. Navnlig kan denne Methode, som Wollaston har vist, benyttes til Bestemmelse af ufuldkommen gennemsigtige Stoffers Brydningsforhold, forudsat rigtignok, at Brydningsloven ogsaa gjælder for saadanne Stoffer.

Det er endelig ogsaa en Følge af den fuldstændige Tilbagekastning, at et Prismes brydende Vinkel ikke kan være større end det dobbelte af Grænsevinklen for den fuldstændige Tilbagekastning fra Prismet til det omgivende Medium. Har den brydende Vinkel netop denne Størrelse, saa gaar en Lysstraale kun igjennem Prismet, naar dette er i sin Hovedstilling, og det vil først komme i sin Hovedstilling, naar Indfaldsvinklen er 90° .

Billeddannelse ved Brydning. Hænger man et Lod op i en Snor, og lader man Loddet og en Del af Snoren gaa ned i en Skaal, som er fyldt til Randen med Vand, saa synes Loddet at være løftet op mod Vandets Overflade, og det ses næsten at røre denne, naar man holder Øjet i Flugt med Vandfladen. Ser man med begge Øjne, og ere disse i en horisontal Linie, saa ses Loddet i Lodlinien, men holdes de to Øjne i en vertikal Linie, synes Loddet at være rykket frem foran Lodlinien. Vi ville søge nærmere at bestemme Beliggenheden af disse to virtuelle Billeder.

To Straaler SB og SB' , som danne Vinklen α med hinanden og ligge i samme Indfaldsplan, brydes fra et Legeme, hvis relative Brydningsforhold er n , i den plane Overflade BB' . De brudte Straaler BC og $B'C'$ danne Vinklen β med hinanden og skjære hinanden i F . Drages BD vinkelret paa SB , saa er Vinklen $B'BD$ lig Indfaldsvinklen i og altsaa $BD =$

$BB' \cos i$. Men tillige kan BD udtrykkes ved $SB \operatorname{tg} \alpha$. Sættes $SB = a$ og betragtes α som en lille Størrelse, saa er altsaa

$$BB' = \frac{a\alpha}{\cos i}.$$

Paa samme Maade findes, naar i_0 er Vinklen, som den brudte Straale BC danner med Indfaldsloddet, og FB betegnes ved f ,

$$BB' = \frac{f\beta}{\cos i_0}.$$

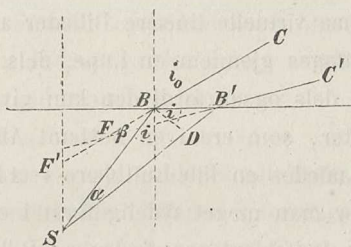


Fig. 20.

Tillige har man

$$n \sin i = \sin i_0,$$

og, da Indfalds- og Brydningsvinklen for Straalen $SB'C'$ ere $i + \alpha$ og $i_0 + \beta$,

$$n \sin (i + \alpha) = \sin (i_0 + \beta).$$

Ere nu, som antaget, α og β smaa Størrelser, saa erholdes heraf

$$n \cos i \cdot \alpha = \cos i_0 \cdot \beta.$$

Denne Ligning giver i Forbindelse med de to først fundne

$$f = \frac{\cos^2 i_0}{\cos^2 i} \cdot \frac{\alpha}{n}.$$

Foreningspunktet F for alle de Straaler i den tynde Straalekegle, som ligge i samme Indfaldsplan, er saaledes bestemt.

Omdrejes SB om Normalen SF' , saa vil den brudte Straale BC vedblive at skjære Omdrejningsaksen i det samme

Punkt F' . Dette Punkt bliver altsaa Foreningspunktet for alle de Straaler i den betragtede Straalekegle, som ligge i en paa Indfaldsplanen vinkelret Plan. Man vil have $BF' = \frac{a}{n}$. For $i = 0$ falde begge Foreningspunkter sammen til et Punkt, som befinder sig n Gange nærmere Overfladen end Straalepunktet, men i Almindelighed ses altsaa to Billeder af Straalepunktet, det ene F som en lille Linie vinkelret paa Indfaldsplanen, og det andet F' som en lille Linie i Indfaldsplanen igjennem Lodlinien til Straalepunktet.

Disse to smaa virtuelle lineære Billeder af et Straalepunkt kunne bedst iagttages gjennem en Lupe, dels fordi denne forstørrer Billedet, dels ogsaa fordi den kun giver et skarpt Billede af de Punkter, som ere i en bestemt Afstand fra Lupen. Betragter man saaledes en lille Luftblære i et Planglas gjennem en Lupe, saa ser man meget tydelig først i en større Afstand det vinkelret paa Indfaldsplanen fortrukne Billede og dernæst, naar Lupen rykkes nærmere, det andet Billede, som breder sig i Indfaldsplanen.

Ved den gjentagne Brydning af en tynd Straalekegle i et Prisme ville ligeledes Straalerne i Indfaldsplanen, som antages vinkelret paa Prismets brydende Kant, forenes i et Punkt, og de Straaler, som ligge i en med den brydende Kant parallel Plan, i Almindelighed i et andet Punkt. De første af disse

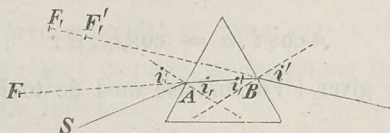


Fig. 21.

Straaler i den tynde Straalekegle SA (Fig. 21) ville efter den første Brydning i et Prisme, hvis Brydningsforhold er n , have deres Foreningspunkt i F , bestemt ved

$$AF = AS \frac{n \cos^2 i_1}{\cos^2 i},$$

og efter den anden Brydning i F_1 , bestemt ved

$$BF_1 = BF \frac{\cos^2 i'}{n \cos^2 i'_1} = \left(AS \frac{\cos^2 i_1}{\cos^2 i} + \frac{AB}{n} \right) \frac{\cos^2 i'}{\cos^2 i'_1}.$$

Det ses heraf, at for en Straalekegle, som brydes i Prismets Kant ($AB=0$), vil Billedet netop være i samme Afstand fra Kanten som Straalepunktet, naar Prismet er i sin Hovedstilling ($i_1=i'_1$ og $i=i'$), derimod rykker Billedet længere bort, naar den indfaldende Straales Indfaldsvinkel i bliver større, og det nærmer sig, naar Indfaldsvinklen bliver mindre. For $i=90^\circ$ er Billedets Afstand uendelig stor, og for $i'=90^\circ$ ligger Billedet i Prismets Kant.

For de Straaler i den tynde Straalekegle, som ligge i en med Kanten parallel Plan, findes Foreningspunktet, som vi ville betegne ved F'_1 , af de ovenstaaende Udtryk ved Udeladelse af de trigonometriske Faktorer, nemlig

$$BF'_1 = AS + \frac{AB}{n}.$$

Dette Billede beholder altsaa for en i Prismets Kant indfaldende Straalekegle i alle Tilfælde samme Afstand fra Kanten som Straalepunktet. Det falder sammen med det andet Billede, naar Prismet er i sin Hovedstilling, og Billedet af Punktet er da i dette Tilfælde selv et Punkt.

Forsøg herover anstilles bedst med en Kikkert, som kan indstilles paa nære Gjenstande. Jo nærmere den i Kikkerten iagttagne Gjenstand er, desto længere maa man udtrække den for at se Gjenstanden skarpt, og man kan saaledes af Udtrækkets Størrelse bedømme Gjenstandens Afstand. For at undgaa Farvespredningen kan man som Lysgiver benytte den enkeltfarvede gule Flamme, som en Spirituslampe giver, naar Vægen er gennemtrukket med Chlornatrium. Straalerne fra denne Flamme begrænses ved en Skjærm med en lille rund Aabning.

Man iagttager nu denne saaledes belyste Aabning i nogen Afstand, efter at Straalerne først ere passerede et Prisme, som opstilles foran Kikkerten. Denne omdrejes, indtil man ser det af Prismet dannede Billede af Aabningen, og ved dernæst at forandre Kikkertens Udtræk, vil man efterhaanden se de to Billeder, som, hvis Prismet ikke er i sin Hovedstilling, ere langstrakte, det ene i Retning af Prismets Kant, det andet vinkelret derpaa, men begge skarpt begrænsede i Breden. Af Udtrækkets Størrelse vil man da kunne bestemme deres Afstande fra Kikkerten.

Da Billedet af Punktet S (Fig. 21) i F_1 er en lille paa Indfaldsplanen vinkelret Linie, vil man, naar S er en enkeltfarvet ret Linie, som er parallel med Prismets Kant, se et skarpt Billede af denne Linie i F_1 , hvorimod det andet Billede (F'_1) ikke bliver skarpt begrænset. Det iagttagne Billede i F_1 er iøvrigt ikke retliniet, men danner en Bue, med Konvexiteten vendt imod den brydende Kant. Dette hidrører derfra, at de af Øjet iagttagne Straaler fra de forskjellige Punkter af Billedet ikke alle danne en ret Vinkel med den brydende Kant, og disse Straaler faa da en mindre Afvigning eller brydes som af et Prisme med en mindre brydende Vinkel.

Iagttager man derimod f. Ex. en horisontal Vinduessprosse igjennem et vertikalt Prisme, saa er det det til F'_1 svarende Billede, som ses skarpest, og Billedets Afstand vil her altid blive meget nær den samme som Gjenstandens.

Ved de forskjellige Maalinger, som anstilles med Prismer, gjøres iøvrigt Straalerne fra de Straalepunkter, som benyttes, i Reglen først parallelle, og de ville da efter Brydningen i Prismet vedblive at være parallelle. I dette Tilfælde er Straalepunktets Afstand at betragte som uendelig stor, og de to Billeder, som Prismet danner, smelte da sammen til ét ligeledes i uendelig Afstand.

Af ulige større Betydning for den praktiske Optik er Billeddannelsen ved Brydning i kugleformede Overflader.

Et Straalepunkt A udsender Lysstraaler til et af den kugleformede Flade PQ begrænset brydende Medium, hvis Brydningsforhold i Forhold til det omgivende Rum vi betegne ved n .

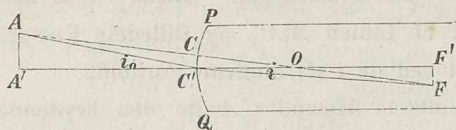


Fig. 22.

Den enkelte Lysstraale AC , som er rettet mod Fladens Centrum O , gaar ubrudt igjennem. En anden Straale AC' , som hører til den samme meget tynde Straalekegle, træffer Fladen i C' , hvor den brydes under de meget smaa Indfalds- og Brydningsvinkler i_o og i . Denne brudte Straale, som ligger i den ved de tre Punkter A , O og C' bestemte Plan, skjærer den første Straale i F .

Drages AA' og FF' vinkelrette paa Forlængelserne af Linien $C'O$, saa er

$$FF' = C'F \sin i \text{ og } AA' = C'A \sin i_o,$$

og da man ifølge Brydningsloven har $\sin i_o = n \sin i$, erholdes heraf

$$\frac{FF'}{AA'} = \frac{C'F}{n C'A}.$$

Det ses imidlertid, at dette Forhold ogsaa kan bestemmes ved $\frac{OF}{OA}$. Sættes nu, idet den betragtede Straalekegle er antaget meget tynd, $C'A = CA$ og $C'F = CF$, saa er altsaa

$$\frac{CF}{n CA} = \frac{OF}{OA} = \frac{CF - CO}{CA + CO}. \quad (1)$$

Herved er Skjæringspunktet F af de to Straaler bestemt, og da Straalen AC' var en vilkaarlig valgt Straale i den tynde Straalekegle, er F Foreningspunktet for alle Keglens Straaler og Billedet af Straalepunktet A .

Tillige kan man med de her gjorte Forudsætninger sætte $C'A' = CA$ og $C'F' = CF$, hvoraf følger, at F' vilde være Foreningspunktet for Straaler, som udgik fra A' og laa indenfor en meget tynd Straalekegle. Altsaa vil ogsaa Linien FF' være Billedet af Linien AA' , og Billedets Forstørrelse vil være bestemt ved de i (1) angivne Forhold.

Straalepunktets Afstand CA fra den brydende Flade ville vi betegne ved a og regne positiv, naar Straalepunktet befinder sig til venstre for den brydende Flade, og negativ for et konvergerende Straalebundt, hvis Foreningspunkt vilde ligge til højre for den brydende Flade. Denne Flades Radius betegnes ved r , som regnes positiv, naar Fladen, saaledes som i Figuren, vender den konvexe Side til venstre. Endelig betegnes ogsaa Billedets Afstand CF fra den brydende Flade, divideret med Brydningsforholdet, ved f , som regnes positiv til højre for den brydende Flade. Der sættes altsaa i (1)

$$CA = a, \quad CO = r, \quad \text{og} \quad CF = nf,$$

hvorved erholdes

$$\frac{f}{a} = \frac{nf - r}{a + r}.$$

Heraf findes

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{f} = \frac{n-1}{r}. \quad (2)$$

$$\text{Sættes } \frac{r}{n-1} = p, \text{ erholdes } \frac{1}{a} + \frac{1}{f} = \frac{1}{p}. \quad (2')$$

Til $f = \infty$ svarer $a = p$, hvoraf ses, at p er Straalepunktets Afstand fra den brydende Flade, naar de brudte Straaler ere parallelle med Centrallinien. Dette Straalepunkt kaldes den brydende Flades første Brændpunkt og p dens første Brændvidde. Til $a = \infty$ svarer $f = p$, hvoraf ses, at et med Centrallinien parallelt Straalebundt forenes i Afstanden $nf = np$ fra den brydende Flade til et Punkt. Dette kaldes

Fladens andet Brændpunkt og Afstanden np dens anden Brændvidde.

Billedets Forstørrelse, som vi ville betegne ved m , og som regnes negativ, naar Billedet, saaledes som i Figuren, er omvendt, kan nu bestemmes ved

$$m = -\frac{f}{a} = \frac{p}{p-a} = \frac{p-f}{p}. \quad (3)$$

Vi ville dernæst antage det brydende Legeme tillige begrænset af en anden kugleformet Flade $P'Q'$ og til begge Sider omgivet af det samme brydende Medium, f. Ex. Luften. Et Legeme af denne Form kaldes en Linse. En ret Linie gennem de to Centrer O og O' kaldes Linsens Axe, og Straalepunkterne, hvis Billeder skulle dannes, antages beliggende i eller meget nær ved denne Axe. Ligge de tillige i en paa Axen vinkelret Plan, saa vil, som vi have set, det ved Brydningen i den første Flade dannede Billede ligeledes ligge i en paa Axen vinkelret Plan, og det samme maa da ogsaa blive Tilfældet med det andet Billede, som dannes ved Brydningen i den anden Flade.

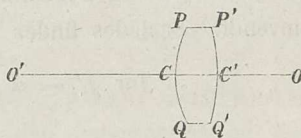


Fig. 23.

Radius i den anden brydende Flade betegnes ved r' , som regnes positiv, naar Konvexiteten, saaledes som i Figuren, vender til højre. Linsens Tykkelse CC' betegnes ved nd , saa at altsaa d er Tykkelsen divideret med Brydningsforholdet og $nd - nf$ er Afstanden fra det af den første brydende Flade dannede Billede til den anden brydende Flade. Denne sidste Flades Afstand fra det ved Brydningen i denne dannede Billede betegnes ved f' , som regnes positiv, naar Foreningspunktet ligger til højre for Fladen.

Tænke vi os Lyset gaaende tilbage i Lysstraalerne fra det andet Billede til det første, saa bliver Beregningen den samme

som ovenfor, og vi kunne derfor benytte Ligning (2), naar heri sættes f' i Steden for a , $d - f$ for f og r' for r . Altsaa er

$$\frac{1}{f'} + \frac{1}{d-f} = \frac{n-1}{r'},$$

som, naar $\frac{r'}{n-1}$ sættes lig p' , giver

$$\frac{1}{f'} + \frac{1}{d-f} = \frac{1}{p'}. \quad (4)$$

Ved Elimination af f af Ligningerne (2') og (4) erholdes

$$d = \frac{ap}{a-p} + \frac{f'p'}{f'-p'}, \quad (5)$$

som kan tjene til Bestemmelsen af f' , naar a er given, eller omvendt. Saaledes findes

$$\text{for } f' = \infty, \quad a = \frac{p(p'-d)}{p+p'-d}, \quad (6)$$

som altsaa er Linsens første Brændvidde, og

$$\text{for } a = \infty, \quad f' = \frac{p'(p-d)}{p+p'-d}, \quad (7)$$

som er Linsens anden Brændvidde.

Billedets Forstørrelse m' ved Brydningen i den anden Flade kan bestemmes ved de forskjellige i (3) angivne Udtryk, som ved den samme Substitution som ovenfor, nemlig f' for a , $d - f$ for f og p' for p , ville angive Forholdet imellem det første og det andet Billedes Størrelse, altsaa det omvendte af Forstørrelsen m' . Saaledes erholdes

$$m' = -\frac{f'}{d-f} = \frac{p'-f'}{p'}.$$

Forstørrelsen ved Brydningen i begge Flader, som vi ville betegne ved m_1 , er følgelig bestemt ved

$$m_1 = mm' = \frac{p}{p-a} \cdot \frac{p'-f'}{p'}. \quad (8)$$

Skjøndt vi saaledes fuldstændig ere i Stand til at bestemme det af Linsen dannede Billedes Beliggenhed og Størrelse, vil det dog, som Gauss har vist, være til stor Lettelse for Regningen, navnlig naar denne skal udstrækkes til et System af flere Linser, at henhøre alle Afstande til andre Flader end de to brydende. Disse saakaldte Hovedplaner kunne bestemmes paa følgende Maade.

Man drage Radius OB vilkaarligt, men under en lille Vinkel med Linsens Axe, og dernæst $O'B'$ parallel med OB . En Lysstraale AB , som af den første brydende Flade brydes til B' , vil her træde ud af Linsen parallel med sin første Retning, idet nemlig Normalerne til de to Flader i B og B' ere afsatte parallelle. Man kalder Skjæringspunktet M af BB' med Axen Linsens optiske Midtpunkt og Skjæringspunkterne H og H' af den indtrædende og udtrædende Straale (eller deres Forlængelser) med Axen Linsens første og andet Hovedpunkt. To Planer gennem disse to Punkter vinkelrette paa Axen ere de søgte Hovedplaner.

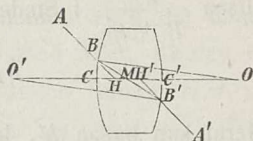


Fig. 24.

Beliggenheden af det optiske Midtpunkt kan bestemmes ved Proportionen

$$\frac{OB}{O'B'} = \frac{OM}{O'M}.$$

Sættes heri

$$OB = r, \quad O'B' = r', \quad OM = r - CM, \quad O'M = r' - CM,$$

erholdes

$$\frac{r}{r'} = \frac{r - CM}{r' - CM} = \frac{CM}{CM}.$$

Tillige er $CM + C'M$ ligestor med Linsens Tykkelse nd , altsaa

$$CM = \frac{r}{r + r'} nd = \frac{p}{p + p'} nd.$$

Da H er Skjæringspunktet af den indfaldende Straale med Axen, kan dette Punkt betragtes som et Straalepunkt, hvis Af-

stand i Retningen til venstre fra den første brydende Flade er $-CH$, som vi ville betegne ved h_1 . Det ses nu, at Billedet af $\bar{H}$ efter den første Brydning er i M og efter Brydningen i begge Flader i H' . Dette sidste Punkts Afstand i Retningen til højre fra den anden brydende Flade er $-C'H'$, som vi betegne ved h'_1 .

Disse to Afstande h_1 og h'_1 maa altsaa kunne bestemmes ved Hjælp af de tidligere fundne Ligninger. Af Ligning (2') findes saaledes, naar h_1 sættes i Steden for a , og CM for nf , altsaa $\frac{pd}{p+p'}$ i Steden for f ,

$$h_1 = -\frac{pd}{p+p'-d}. \quad (9)$$

Heraf kan ogsaa h'_1 bestemmes, da man kan betragte $A'B'$ som den indfaldende Straale, hvorved kun de to Radier og altsaa ogsaa p og p' blive ombyttede. Ved denne Ombytning erholdes

$$h'_1 = -\frac{p'd}{p+p'-d}. \quad (10)$$

Da det andet Hovedpunkt er et Billede af det første, saa ville ogsaa alle Straalepunkter nær ved Axen i den første Hovedplan have deres Billede i den anden Hovedplan efter Brydningen i begge Linsens Flader. Forstørrelsen findes af Ligning (8), naar heri indsættes $a = h_1$ og $f' = h'_1$, og med de givne Værdier af h_1 og h'_1 vil man netop finde Forstørrelsen lig $+1$. Ethvert Straalepunkt i den første Hovedplan har altsaa sit Billede lige over for i den anden Hovedplan, og enhver Lysstraale, som er rettet mod et Punkt i den første Hovedplan, vil efter Brydningen i Linsen forlade denne i en Retning, som gaar igjennem det lige over for liggende Punkt i den anden Hovedplan.

Dette Resultat ville vi benytte til Konstruktion af et hvilket som helst i Nærheden af Axen beliggende Straalepunkts Billede ved Hjælp af de to Hovedplaner. Ere disse Planer HC

og $H'C'$, er B et Straalepunkt og P Linsens første Brændpunkt, saa vil en Straale BPC forlade Linsen i en Retning

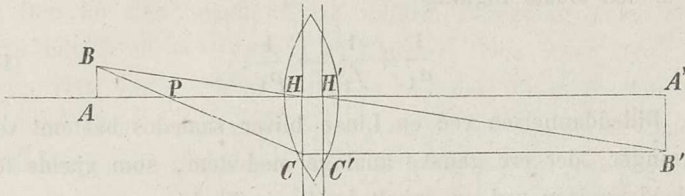


Fig. 25.

gjennem C' , idet CC' er dragen parallel med Axen, og tillige vil den brudte Straale selv være parallel med Axen, da den er gaaet igjennem Brændpunktet P . En anden Straale BH vil ifølge Hovedpunkternes Konstruktion (Fig. 24) træde ud i Retningen $H'B'$, parallel med BH .

For tillige at benytte denne Konstruktion til en algebraisk Bestemmelse af Billedets Plads maa man nærmere bestemme det første Brændpunkts Afstand fra den første Hovedplan, hvilken Afstand kaldes Linsens første Hovedbrændvidde. Vi ville betegne den ved p_1 og kunne beregne den af Ligning (6), idet her $a = p_1 + h_1$. Med den i (9) angivne Værdi a findes saaledes

$$p_1 = \frac{pp'}{p + p' - d}. \quad (11)$$

Den anden Hovedbrændvidde er det andet Brændpunkts Afstand fra den anden Hovedplan og kan beregnes af Ligning (7), som giver netop det samme Resultat. Vi kunne altsaa benytte den samme Betegnelse p_1 for begge Hovedbrændvidder.

I Fig. 25 ere $A'B'$ og AB to paa Axen vinkelrette Linier, $A'B'$ er altsaa Billedet af AB , og Forholdet imellem disse er Billedets Forstørrelse m_1 . Sættes $AH = a_1$ og $A'H' = f_1$, idet alle Afstande nu henføres til de to Hovedplaner i Steden for til de to brydende Flader, saa ses det let af Figuren, at man faar

$$m_1 = -\frac{f_1}{a_1} = \frac{p_1}{p_1 - a_1} = \frac{p_1 - f_1}{p_1}, \quad (12)$$

og af den sidste Ligning

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{f_1} = \frac{1}{p_1}. \quad (13)$$

Billeddannelsen ved en Linse bliver saaledes bestemt ved Ligninger, der ere ganske analoge med dem, som gjælde for Billeddannelsen ved en enkelt brydende Flade.

Nedenstaaende Figurer vise de forskjellige Former af Linser med deres Hovedplaner. a er bikonvex (r og r' ere positive),

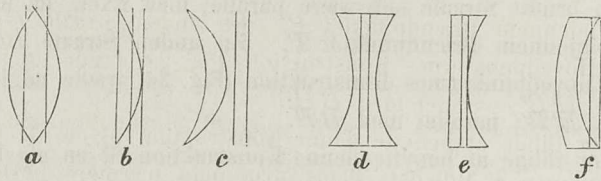


Fig. 26.

b plan konvex ($r = \infty$, r' positiv), c konkav-konvex (r negativ, r' positiv og $r' < -r$), d bikonkav (r og r' negative), e plan konkav ($r = \infty$, r' negativ) og f konvex-konkav (r positiv, r' negativ og $-r' < r$). Hovedpunkterne ligge i a og d inden for Linsen, i b og e tangerer den anden Hovedplan den krumme Flade, og i c og f ligge Hovedpunkterne uden for Linsen. I en fuldstændig Kugle falde begge Hovedpunkterne i Centret. Den første Hovedplan rykker til højre for den anden Hovedplan, naar $h_1 + nd + h'_1$ bliver negativ, hvilket kun er Tilfældet, naar de to Radiers Sum er mindre end Linsens Tykkelse og større end $\frac{n-1}{n}$ Gange Tykkelsen.

Linserne a , b og c , som have en positiv Hovedbrændvidde, gjøre parallelle Straaler konvergerende og kaldes Samlelinser. Alle Linser derimod, som have en negativ Hovedbrændvidde, sprede de parallelle Straaler og have kun et virtuelt Brændpunkt. De kaldes Spredelinser. Hertil høre alle de

Linser, som ere tyndest paa Midten; buede Glas, der overalt have den samme Tykkelse, høre ligeledes til Spredelinserne.

Den for den enkelte Linse udførte Beregning lader sig ogsaa udvide til et System af Linser, hvis Axer ligge i samme rette Linie. Man beregner saaledes for et System af to Linser først Størrelserne h_1 , h'_1 og p_1 for den første Linse til venstre og de tilsvarende h''_1 , h'''_1 og p'_1 for den anden Linse, hvorved altsaa Hovedplanernes Beliggenhed og Hovedbrændvidderne for enhver af Linserne er bestemt. Dernæst bestemmes Afstanden imellem de to midterste af de fire Hovedplaner, hvilken Afstand være betegnet ved d_1 .

Man beregner da de med (9), (10) og (11) analoge Udtryk

$$h_2 = -\frac{p_1 d_1}{p_1 + p'_1 - d_1}, \quad h'_2 = -\frac{p'_1 d_1}{p_1 + p'_1 - d_1},$$

$$p_2 = \frac{p_1 p'_1}{p_1 + p'_1 - d_1},$$

hvor h_2 er Afstanden (regnet til venstre) fra den første Lenses første Hovedplan til Systemets første Hovedplan, h'_2 Afstanden (regnet til højre) fra den anden Lenses anden Hovedplan til Systemets anden Hovedplan, og p_2 Systemets Hovedbrændvidde. Betegnes nu Straalepunktets Afstand fra Systemets første Hovedplan ved a_2 og Billedets Afstand fra Systemets anden Hovedplan ved f_2 , saa vil i Analogi med (12) og (13) Forstørrelsen være bestemt ved

$$m_2 = -\frac{f_2}{a_2} = \frac{p_2}{p_2 - a_2} = \frac{p_2 - f_2}{p_2}, \quad (14)$$

og Billedets Beliggenhed ved

$$\frac{1}{a_2} + \frac{1}{f_2} = \frac{1}{p_2}. \quad (15)$$

Rigtigheden heraf kan bevises saaledes. For Brydningen i den første Linse gjælder Ligning (13), og for den derefter paafølgende Brydning i den anden Linse Ligningen

$$\frac{1}{d_1 - f_1} + \frac{1}{f'_1} = \frac{1}{p'_1} \quad (16)$$

idet f'_1 er Billedets Afstand fra den anden Linses anden Hovedplan. Elimineres nu f_1 af disse to Ligninger, og sættes i den fundne Ligning $a_1 = h_2$ og $f'_1 = h'_2$, saa vil man finde, at Ligningen tilfredsstilles ved de ovenfor angivne Værdier af h_2 og h'_2 . Heraf ses, at ethvert Straalepunkt i Systemets første Hovedplan har efter Brydningen i begge Linser sit Billede i den anden Hovedplan. Ligeledes bevises det ved Hjælp af de to sidste Ligninger (12), at dette Billedes Forstørrelse er

$$\frac{p_1}{p_1 - h_2} \cdot \frac{p'_1 - h'_2}{p'_1} = +1.$$

Man kan følgende benytte en lignende Konstruktion som i Fig. 25, dog med den Forskjel, at man, i Steden for Linien BH fra Straalepunktet B til Systemets første Hovedplan CH , drager en Linie fra B parallel med Axen til Systemets anden Hovedplan $C'H'$ og derfra en ret Linie igjennem det andet Brændpunkt til Skjæring med $C'B'$.

Af denne Konstruktion udledes nu let Ligningerne (14) og (15), naar det forudsættes, at de to Hovedbrændvidder ere lige store. At dette er Tilfældet, ligesom ogsaa, at den angivne Værdi er rigtig, fremgaar af Ligningerne (13) og (16), naar heri indsættes $f'_1 = \infty$, $a_1 = p_2 + h_2$ og $a_1 = \infty$, $f'_1 = p_2 + h'_2$.

Beregningen kan nu ogsaa uden Vanskelighed føres videre til et System af flere Linser. Saa snart Beliggenheden af hele Systemets to Hovedplaner og dets Hovedbrændvidde er beregnet, er ogsaa Systemets Billeddannelse fuldstændig bestemt. En enkelt Linse med de samme Hovedplaner og den samme Hovedbrændvidde vilde altsaa forholde sig ganske paa samme Maade som hele Systemet, men det maa erindres, at vi hidtil ikke have taget Hensyn til de forskellige Farvestraalers ulige Brydning, ligesom heller ikke til Brydningen af de Straaler, der

danne en større Vinkel med Axen eller træffe Linsen i en større Afstand fra Axen. Vi ville nu ogsaa tage disse Omstændigheder med i Betragtning.

Lader man et Bundt Solstraaler falde paa en Samlelinse, og opfanges den brudte Straalekegle paa en Skjærm, vil man, naar Skjærmen holdes indenfor den Afstand, hvor Solbilledet viser sig mindst, se en blaalig Lysplet omgivet af en rød Rand, og, naar Skjærmen flyttes længere bort fra Linsen, en rødlig Lysplet med blaa-violet Rand. Det indses let, at dette er en Følge af de forskellige Farvers ulige Brydning, idet de violette Straaler brydes mest og faa den korteste Brændvidde, de røde mindst og faa den længste Brændvidde. Forskjellen imellem disse to Brændvidder kaldes den kromatiske Længdeafvigelse.

Da man saaledes ved Linser eller Systemer af Linser i Almindelighed maa faa farvede og utydelige Billeder af alle Gjenstande, som udsende sammensat farvede Straaler, bliver det af Vigtighed at kunne træffe en saadan Kombination af Linserne, at denne Fejl undgaas. Et fuldkommen akromatisk System af Linser vilde være et saadant, hvis Hovedbrændvidde og to Hovedplaner vare de samme for alle Farvestraaler. I Praxis vil det dog i Reglen være tilstrækkeligt, naar dette er Tilfældet for to Farver, f. Ex. rødt og violet, og kan man tilmed betragte hele Systemets Tykkelse som forsvindende lille, saa reduceres de tre Betingelser til den ene, de to Brændvidders Ligestorhed.

Med denne sidste Forudsætning er for en enkelt Linse $d = 0$, $h_1 = 0$, $h'_1 = 0$, saa at altsaa de to Hovedplaner falde sammen med Linsen, og dennes Hovedbrændvidde p_1 vil da ifølge (11) være bestemt ved

$$\frac{1}{p_1} = \frac{1}{p} + \frac{1}{p'} = (n-1) \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right). \quad (17)$$

Kan tillige i et System af to Linser disses Afstand betragtes som forsvindende lille, saa er der ligeledes kun en Hoved-

plan for Systemet, og idet man med tilsvarende Betegnelser for den anden Linse sætter

$$\frac{1}{p'_1} = (n' - 1) \left(\frac{1}{r'''} + \frac{1}{r''''} \right),$$

vil Systemets Hovedbrændvidde p_2 være bestemt ved

$$\frac{1}{p_2} = \frac{1}{p_1} + \frac{1}{p'_1} = (n - 1) \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) + (n' - 1) \left(\frac{1}{r'''} + \frac{1}{r''''} \right). \quad (18)$$

Betegn vi under disse Forudsætninger en Dobbeltlinses Brændvidde for de røde Straaler ved p_r og for de violette Straaler ved p_v , saa er Betingelsen for denne Dobbeltlinses Akromatisme

$$p_r = p_v.$$

Ere altsaa Brydningsforholdene for de to Farver i den første Linse n_r og n_v og i den anden Linse n'_r og n'_v , saa skal man ifølge (18) have

$$(n_v - n_r) \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r'} \right) + (n'_v - n'_r) \left(\frac{1}{r'''} + \frac{1}{r''''} \right) = 0.$$

Naar de to Linser ere af samme Slags Glas, saa er $n_v = n'_v$ og $n_r = n'_r$, hvilket vilde gjøre Summen af de brydende Fladers Krumninger lig Nul og Brændvidden uendelig stor.



Fig. 27.

Hosstaaende Figur viser en akromatisk Dobbeltlinse, bestaaende af en bikonvex Samlelinse af Crownglas, hvor r' er valgt lig $\frac{1}{2}r$, og en konvex-konkav Spredelinse af Flintglas, hvor r''' er lig $-r'$. De antagne Brydningsforhold ere

$$\begin{aligned} n_v &= 1,5465, & n'_v &= 1,6710, \\ n_r &= 1,5258, & n'_r &= 1,6277. \end{aligned}$$

Da der endnu er to ubestemte Størrelser, r og r'''' , kan man vælge en Størrelse, f. Ex. Brændvidden, vilkaarlig. Betegnes denne ved p , saa findes

$$r = 0,6772p \quad \text{og} \quad r'''' = 1,1966p.$$

Alle Uregelmæssigheder ved en større Samlelinses Brydning af enkeltfarvet Lys kan man nærmere undersøge ved en Methode, som skyldes Tøpler. Linsen opstilles vertikalt og belyses f. Ex. af en Chlornatriumflamme, der er begrænset ved en Skjærm med en lille rund Aabning. Denne befinder sig i Linsens Axe og i saa stor Afstand fra Linsen, at der paa den anden Side af denne kan danne sig et reelt Billede af Aabningen. Hvor dette Billede danner sig, opstilles en Skjærm af Billedets Størrelse, f. Ex. en Glasplade med et efter Billedets Størrelse afpasset Stykke Papir, og i nogen Afstand fra denne Skjærm, i Forlængelsen af Linsens Axe, stilles en Kikkert saaledes, at man kan se et skarpt Billede af Linsen i den. Hvis nu Skjærmen dækkede for alle de igjennem Linsen gaaede Lysstraaler, saa vilde ingen af disse naa til Kikkerten, men i Reglen vil der være saadanne Uregelmæssigheder ved Brydningen, at flere Lysstraaler komme til at gaa udenom Skjærmen, og man vil da i Kikkerten se de Dele af Linsen, hvorfra disse Lysstraaler ere komne. Paa denne Maade kan man iagttage saavel alle tilfældige Fejl, der kunne hidrøre enten fra Slibningen og Poleringen eller fra selve Glasmassen, som ogsaa de regelmæssige Fejl, der hidrøre fra Central- og Randstraalernes ulige Brydning. Ser man saaledes i en Stilling af Skjærmen Linsen belyst hen imod Randen, og ser man derefter, naar Skjærmen flyttes lidt nærmere mod Linsen, Midten belyst og Randen mørk, saa viser dette, at det af Randstraalerne dannede Billede ligger nærmere ved Linsen end Centralstraalernes.

Dette sidste gjælder netop for alle enkelte Linser med Undtagelse af den konkav-konvexe Linse, naar denne har stærkt buede Flader og en stor Brændvidde, idet her det modsatte kan indtræffe, ligesom der ogsaa for denne Linse findes to konjugerede Punkter i Axen, for hvilke Billeddannelsen er nøjagtig. Man kalder Afstanden imellem Randstraalernes og Centralstraalernes Foreningspunkter den sfæriske Længde-

afvigelse, og falde disse to Punkter sammen til et, kaldes Linsen eller Linsesystemet aplanatisk. Et saadant System er, ligesom den nylig omtalte enkelte Linse, i Reglen kun aplanatisk med Hensyn til to konjugerede Punkter, og danne Randstraalerne en større Vinkel med Axen (man gaar i Mikroskopet til 30° og derover), kan det hende, at Straaler, som ligge nærmere Axen, have et andet Foreningspunkt.

Ved Beregningen af et aplanatisk System maa man opstille de Ligninger, som angive Betingelserne for, at Centralstraalerne og Randstraalerne og ofte ogsaa mellemliggende Straaler, som udgaa fra et Straalepunkt i Axen, have et fælles Foreningspunkt. Hertil komme Betingelserne for, at ogsaa Straaler fra Punkter lidt udenfor Axen i en paa denne vinkelret Plan saa nær som mulig kunne forene sig i Punkter i en ligeledes paa Axen vinkelret Plan, hvorved der da ikke alene bør tages Hensyn til de Straaler, som ligge i en Plan gennem Straalepunktet og Axen, men ogsaa til Straaler, som ligge i andre Planer, navnlig i den derpaa vinkelrette Plan.

I Virkeligheden har Beregningen dog ikke været gennemført saa vidt, og man har hidtil i Praxis søgt at naa de bedst mulige Resultater fornemmelig ved rent empirisk at prøve sig frem.

Til et aplanatisk Linsesystem benyttes i Reglen en Kombination af Crown- og Flintglaslinser. Saaledes er den i Fig. 27 fremstillede Linse meget nær aplanatisk med Hensyn til et fjærnt Straalepunkt og Brændpunktet, hvad man har opnaaet ved Valget af Forholdet imellem Crownglaslinsens to Radier. Til meget nære Objekter benyttes flere Dobbeltlinser, bestaaende i Reglen af en plan-konkav Flintglaslinse og en bikonvex Crownglaslinse med omtrent lige Krumning til begge Sider, den ene svarende til den anden Linses Krumning. For denne tilnærmelsesvis akromatiske Dobbeltlinse vil der være to konjugerede Punkter, med Hensyn til hvilke den er aplanatisk. To eller tre saadanne Dobbeltlinser af forskjellig Størrelse

sammensættes da, idet man forsøgsvis afpasser deres Afstande saaledes, at Systemet giver et skarpt og farvefrit Billede i en given Afstand af et meget nær stillet Objekt. En saadan Kombination benyttes i det sammensatte Mikroskop.

Blandt de forskellige Slags Linser og Linsesystemer, som ere bragte i Anvendelse, skal her endnu kun nævnes Fresnel's Polyzonallinse, som bruges i Fyrtaarne og til Belysning paa store Afstande. Den bestaar af en stor plan-konvex Linse, omgivet af en Række plan-konvexe Ringe, med de plane Flader liggende i samme mod Lysgiveren vendte Plan. Formen af Ringene er beregnet saaledes, at de tilligemed Linsen bryde Straalerne fra Lysgiveren i Retningen parallel med Systemets Axe. Ofte tilføjes ogsaa uden om dette Linsesystem en Række spejlende Prismer, der ved Tilbagekastning sende Lysstraaerne i den samme Retning.

Seredskaber. Synet med vore Øjne, som selv ere billeddannende Organer, kan i høj Grad understøttes og skærpes ved Hjælp af Billeddannelserne ved Linser og Hulspejle. Det normale Øje ser Gjenstandene, naar de have tilstrækkelig Klarhed og en ikke al for lille Synsvinkel, skarpt i alle Afstande, som ere større end den tydelige Synsvidde, 25—30 Centimeter, og med nogen Anstrængelse ogsaa i mindre Afstande indtil 10—12 Centimeter, men indenfor denne Afstand har det ikke længere Eyne til at samle de alt for divergerende Straaler fra Gjenstandenes Straalepunkter til et skarpt Billede af dem paa Nethinden. Ikke normale Øjne kunne understøttes ved Brillen, som ere Spredelinser for de nærsynede, Samlelinser for de langsynede Øjne.

Lupen eller Forstørrelsesglasset er en Samlelinse, som benyttes til Iagttagelsen af smaa og nære Gjenstande. En Lupe, hvis Hovedpunkter ere H og H' , vil frembringe et virtuelt Billede $A'B'$ af en indenfor Brændpunktet P stillet Gjenstand AB . Dette Billede vil fra O iagttages under Syns-

vinklen $A'OB'$, idet O nærmere bestemt er et Punkt i det iagttagende Øje, som ligger 7^{mm} bag Øjets forreste Flade.

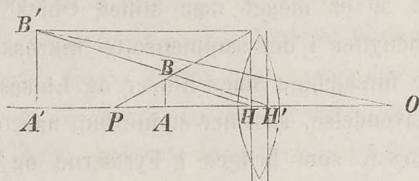


Fig. 28.

Sættes $AH = a$, $A'H' = -f = f'$, $PH = p$, saa har man ifølge (13) og (12) Side 56

$$\frac{1}{a} - \frac{1}{f'} = \frac{1}{p}, \quad \frac{A'B'}{AB} = \frac{f'}{a} = \frac{p + f'}{p}.$$

Lupens Forstørring er Forholdet imellem de største Synsvinkler, hvorunder et normalt Øje uden Anstrængelse kan se Gjenstanden med Lupe og uden Lupe. Betegnes den tydelige Synsvidde ved s , saa ere disse Synsvinkler, idet Gjenstanden betragtes som meget lille, henholdsvis

$$\frac{A'B'}{A'O} \quad \text{og} \quad \frac{AB}{s},$$

hvor den første skal gøres saa stor, som det er muligt under den Betingelse, at $A'O$ skal være lig eller større end s . Nu er

$$\frac{A'B'}{A'O} = \frac{AB}{A'O} \cdot \frac{p + f'}{p} = \frac{AB}{p} \cdot \frac{p + f'}{H'O + f'},$$

hvilket Udtryk, naar $H'O$ er større end p , faar sin største Værdi for $f' = \infty$. Gjenstanden skal altsaa i dette Tilfælde stilles i Brændpunktet og Lupens Forstørring vil blive

$$\frac{AB}{p} : \frac{AB}{s} = \frac{s}{p}.$$

Er derimod $H'O$ mindre end p , saa bliver det betragtede Udtryk størst ved den mindste Værdi af $A'O$, som er s , og Lupens Forstørring vil da være

$$\frac{AB}{p} \cdot \frac{p+s-H'O}{s} : \frac{AB}{s} = 1 + \frac{s-H'O}{p}.$$

Undertiden benyttes som Luper «Kuglemikroskoper», Glas-kugler med nogle faa Millimeters Diameter, ligeledes «Stanhope'ske» Luper, der have Form af en Cylinder, hvis ene kugleformede Endeflade har sit Brændpunkt i den anden Endeflade, i Berøring med hvilken Gjenstanden anbringes. For at formindske den sfæriske Afvigelse, forsynes saadanne stærkt forstørrende Luper med Blændinger, og af samme Grund sammensættes Luper undertiden af 2 eller 3 Samlelinser, hvorimod akromatiske Luper sjelden bruges. Ofte befæstes Lupen paa et Stativ, der bærer et Bord, hvorpaa Gjenstanden lægges, og et Hulspejl eller en Samlelinse til at forøge Gjenstandens Belysning. Et saadant Apparat kaldes et enkelt Mikroskop.

Større Luper med større Brændvidder kunne ogsaa med Fordel benyttes til Iagttagelse af Gjenstande i Afstande, der ere større end den tydelige Synsvidde. Stilles nemlig en saadan Lupe imellem en Gjenstand AB og Øjet, saaledes at Gjenstanden befinder sig i Lupens Brændpunkt, saa vil Gjenstanden, uafhængig af Øjets Afstand, ses under Synsvinklen $\frac{AB}{p}$, naar p er Lupens Brændvidde, medens Synsvinklen uden Lupe vil være $\frac{AB}{r}$, naar r er Øjets Afstand fra Gjenstanden.

Synsvinklens Forstørrelse er altsaa her $\frac{r}{p}$.

Synsfeltet, hvis Størrelse bestemmes ved den største Synsvinkel, som kan overses, bliver imidlertid meget lille, naar Lupen er langt fjærnet fra Øjet, og rykker man den længere bort fra Gjenstanden og nærmere til Øjet, saa blive Straalerne fra Gjenstandens enkelte Straalepunkter konvergerende og kunne derfor ikke forenes til et tydeligt Billede paa Øjets Nethinde. Dette kan derimod ske, naar Øjet forsynes med en passende Spredelinse.

Herpaa grunder sig den hollandske eller Galilei'ske Kikkert, som blev opfundet i Holland sandsynligvis omtrent samtidig af flere i det første Aarti af det 17^{de} Aarhundrede, medens Galilei knyttede sit Navn til den ved en Række astronomiske Opdagelser. Den bestaar af en større Samlelinse, Objektivet, der til stærkere Forstørring maa være en akromatisk Dobbeltlinse, og en mindre Spredelinse, Okularet, som Øjet sættes tæt hen til. De ere anbragte ved de to Ender af et Rør med Udtræk. Straalerne fra en Gjenstand AB , der maa befinde sig udenfor Objektivets Brændvidde, træffe Okularet

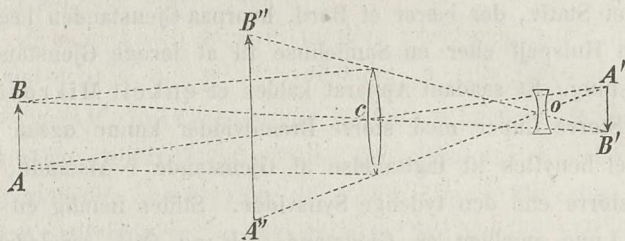


Fig. 29.

konvergerende henimod Billedet $A'B'$, men idet Okularet ved Hjælp af Udtrækket indstilles indenfor dette Billede i en Afstand, som er lig eller lidt større end Okularets virtuelle Brændvidde, blive Straalerne, der naa til Øjet, parallelle eller svagt divergerende, som om de udgik fra det opretstaaende Billede $A''B''$.

Kikkertens Forstørring er Forholdet imellem Billedets og Gjenstandens Synsvinkel, den sidste i Reglen regnet fra Objektivets Midte C . Disse Vinkler ere $A'OB'$ og ACB , og betegnes Afstanden imellem Objektiv og Okular eller Kikkertens Længde ved L og Okularets Afstand fra Billedet $A'B'$, som meget nær er dets virtuelle Brændvidde, ved p , saa vil altsaa Kikkertens Forstørring være $\frac{L+p}{p}$.

For meget fjærne Gjenstande er $L + p$ lig Objektivets

Brændvidde, altsaa er Forstørringen da lig Forholdet imellem de to Linsers Brændvidder, og den er følgelig desto større, jo større Objektivets og jo mindre Okularets Brændvidde er. Til store Forstøringer egner denne Kikkert sig dog ikke.

I Figuren har Gjenstanden netop den største Størrelse, som under de givne Forhold kan overses af Øjet i O , og fra Grænserne A og B selv vil kun en enkelt Straale naa til Øjet. Vinklen ACB bestemmer altsaa det iagttagne Synsfelt, regnet fra Objektivets Midte. Betegnes Objektivets Diameter ved D , saa har man

$$\angle ACB = \angle A'OB' \cdot \frac{p}{L+p} = \frac{D}{L} \cdot \frac{p}{L+p},$$

hvoraf ses, at den største Synsvinkel er lig Objektivets Diameter divideret med Produktet af Kikkertens Længde og dens Forstørning. Afblændes altsaa Objektivet, saa forminskes Synsfeltet.

I en anden Art af Seredskaber dannes uden for Øjet først et reelt Billede af Gjenstandene. I Solmikroskopet og det sammensatte Mikroskop er Objektivet, som danner det reelle Billede, et i et Rør befæstet System af to eller tre Dobbeltlinser, som A , B og C . I dette System, som tidligere (Side 62) har været omtalt, er den første og mindste Dobbeltlinse A tilnærmelsesvis aplanatisk og akromatisk med Hensyn til de to konjugerede Punkter F og F_1 , saaledes at der af et i F anbragt Objekt danner sig ved Straalernes Brydning i A et skarpt og farvefrit virtuelt Billede i F_1 . Paa samme Maade dannes der ved Brydningen i den anden Linse B et virtuelt Billede i F_2 , hvilket

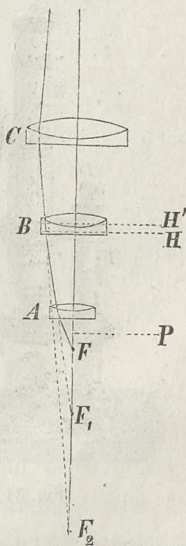


Fig. 30.

Punkt nu ligger uden for den tredje Linses Brændvidde, saaledes at der endelig ved Brydningen i denne Linse *C* danner sig et reelt Billede, saa skarpt og farvefrit som muligt, paa den anden Side af *C* og i saa stor en Afstand, som man ønsker det. For hele Systemet falde de to Hovedplaner omtrent i *H* og *H'* og det første Hovedbrændpunkt i *P*.

I Solmikroskopet projiceres det saaledes dannede, stærkt forstørrede, reelle og omvendte Billede paa en hvid Skjærm i en større Afstand. For imidlertid at give dette Billede tilstrækkelig Klarhed, maa man belyse Objektet meget stærkt. Man lader derfor Solstraaler, som fra en Heliostat kastes vandret ind i et formørket Værelse, først falde paa en større Samlelinse og derefter i nogen Afstand paa en mindre, som samler Straalerne til et lille Solbillede paa det Sted, hvor Objektet er anbragt. Herfra gaa nu Straalerne videre igjennem det System af Linser, der danner Objektivet, passere i nogen Afstand herfra en større rund Aabning i en Skjærm, som af-

blænder Randstraalerne, og falde endelig, dannende Billedet, paa den hvide Skjærm. Ved Indstilling af det bevægelige Objektiv søger man at faa dette Billede saa skarpt som muligt. Som Lysgiver benyttes ogsaa i saadanne projicerende Mikroskoper Kalklyset eller det elektriske Kullys.

I Steden for at opfange Billedet paa en Skjærm betragter man det i det sammensatte Mikroskop umiddelbart gennem et forstørrende Okular. *R* er et Rør af uforanderlig Længde med Objektivet *O* for neden

og Okularet *o* for oven. Det bæres af Stativet *F* og kan skydes op og ned ved Skruen *D*. Objektet, som i Reglen

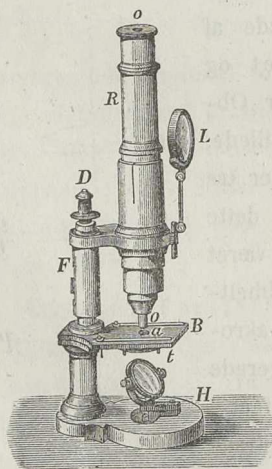


Fig. 31.

indesluttet imellem meget tynde Glasplader, er anbragt paa Bordet B over Aabningen a , og belyses enten fra neden ved Hulspejlet H eller fra oven ved Linsen L , der begge ere bevægelige om to Axer. Ved en Plade t med forskellige Huller kan endelig Belysningen fra neden reguleres.

Okularet skal tjene som Lupe til Forstørring af det af Objektivet dannede reelle Billede. Da imidlertid dette Billede dannes af meget tynde Straalekegler, kan man benytte denne Omstændighed til at konstruere et særegent Okular, som er langt fordelagtigere end den sædvanlige Lupe. Dette Huyghens'ske (Campani'ske eller negative) sammensatte Okular, som er det, der mest bruges til Mikroskoper, bestaar af to plan-konvekse Linser, hvis plane Flader vende mod Øjet. Den første og største af disse, «Kollektivlinsen» K , optager de tynde Straalekegler fra Objektivet, der skulde danne Billedet $A'B'$, og sender dem til Okularet o , som yderligere forener dem alle inden for en meget lille Flade, der falder inden for det i O anbragte Øjes Pupille. Den venstre Side af Figuren viser Brydningen af en enkelt Straale aA' i de to farvede Straaler ar og av . Den første af disse, som brydes mindst i Kollektivlinsen, træffer Okularets Kugleflade under en større Indfaldsvinkel, end den anden Straale, og brydes af den Grund her mere end denne. Ved Beregning findes, at de to Straaler ville træde parallelle ud af Okularet og altsaa i Forbindelse med de andre Farver forenes i Øjet O til hvidt Lys, naar de to Linsers Afstand gøres noget mindre end den halve Sum af deres Brændvidder.

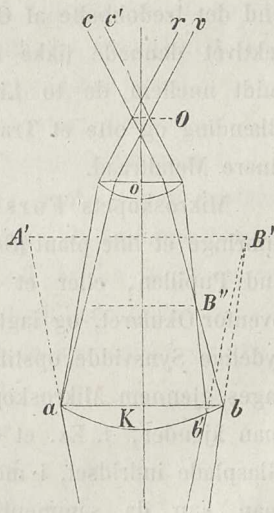


Fig. 32.

Til højre i Figuren er vist Brydningen af den meget tynde Straalekegle $bB'b'$, hvori Lyset nu tænkes enkeltfarvet. Af de to brudte Straaler $b'c'$ og bc , som krydse hinanden i B'' , faar den første ved Brydningen i Kollektivlinsen en mindre sfærisk Afvigelse end den anden, fordi den er nærmere Linsens Axe, hvorimod den ved Brydningen i Okularet faar den største sfæriske Afvigelse. De til samme Straalepunkt hørende Straaler ville derfor ved passende Valg og Indstilling af Linserne kunne gøres parallelle eller divergerende, som om de udgik fra et Straalepunkt i uendelig stor eller i den tydelige Synsviddes Afstand. Dette kan ske, naar man i Forbindelse med den ovenfor nævnte Betingelse for et farvefrit Billede vælger Okularets Brændvidde omtrent lig de to Linsers halve Afstand. Kollektivets Brændvidde bliver altsaa noget mindre end det tredobbelte af Okularets Brændvidde, og det af Kollektivet dannede (ikke farvefrie) Billede befinder sig omtrent midt imellem de to Linser. Paa dette Sted anbringes en Blending og ofte et Traadkors af Edderkoppespind eller endnu finere Metaltraad.

Mikroskopets Forstørning kan man bestemme ved at anbringe et lille plant (Sømmering's) Metalspejl, som er mindre end Pupillen, eller et lille totalt reflekterende Prisme, lidt ovenfor Okularet, og iagttage igjennem dette en til Siden i den tydelige Synsvidde opstillet vertikal Maalestok. Samtidig iagttages gjennem Mikroskopet Billedet af et Objekt, hvis Størrelse man kjender, f. Ex. et «Glasmikrometer», som er en paa en Glasplade indridset, i meget smaa Dele inddelt Maalestok, og man kan da sammenligne de to Billeder med hinanden. I Reglen ere Mikroskoper forsynede med flere Sæt baade af Objektiver og Okularer med forskellige Forstørninger, da det ingenlunde altid er hensigtsmæssigt at bruge den stærkeste Forstørning. Man gaar i de største Mikroskoper indtil en Forstørning af 1500 Gange, der dog kun meget sjælden benyttes.

Mikroskopets «optiske Evne» eller Godhed bedømmes af, hvor fine Enkeltheder man er i Stand til at iagttage med det. Hertil benyttes forskellige organiske Objekter eller Nobert's Prøvetavler, som bestaa af Grupper af parallele, paa en Glasplade indridsede Linier, der for hver Gruppe faa mindre Afstande (indtil $0^{\text{mm}},0005$).

Til Bestemmelse af et Objekts Størrelse benyttes i Reglen et Glasmikrometer, som anbringes paa det Sted i Okularet, hvor det reelle Billede danner sig.

I den astronomiske eller Kepler'ske Kikkert foregaar Billeddannelsen ganske paa samme Maade som i det sammensatte Mikroskop, men Objektivet er en enkelt større akromatisk Dobbeltlinse med stor Brændvidde. Skal Kikkerten benyttes til Iagttagelse af meget nære Gjenstande, maa dog Brændvidden gøres mindre, f. Ex. ved Tilføjelse af en anden Dobbeltlinse. Okularet er ogsaa her ofte det Huyghens'ske, men skal Kikkerten anvendes som Maaleredskab (med Traadkors), og behøver Synsfeltet ikke at være stort, benyttes (f. Ex. ofte i større astronomiske Kikkerter, i Nivellerinstrumenter) det af Ramsden konstruerede «positive» Okular, som bestaar af to lige store plan-konvexe Linser, med de krumme Flader vendte imod hinanden, og hvis Afstand er lig $\frac{2}{3}$ af deres Brændvidder. Det af Objektivet dannede Billede falder foran dette sammensatte Okular, hvor iøvrigt de kromatiske og sfæriske Afvigelser ophæves paa lignende Maade som i det Huyghens'ske Okular. Det er Fordelene ved dette Okular, at det let kan indstilles efter Øjet paa Traadkorset, og især at dette tillige ses bedre, da det er anbragt i det farvefrie

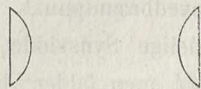


Fig. 33.

Billede foran det samlede Okular. Til andre Kikkerter, der ligeledes benyttes til Maalinger, men hvor man ønsker et større Synsfelt (som til Kikkerterne i Spektralapparater, i Spejlgalvanometre), bruges et Okular med tre Glas, en Kollektivlinse

A (Fig. 34) og en Okularlinse C med den halve Brændvidde, imellem hvilke Linsen B , med en lidt mindre Brændvidde end A , er indskudt. Billedet dannes i D , hvor Traadkorset ogsaa

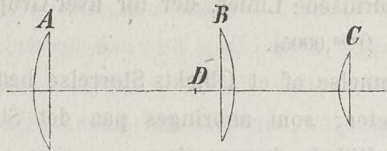


Fig. 34.

er anbragt. Fordelene ved dette Okular er et større Synsfelt end i det Ramsden'ske og et skarpere Billede af Traadkorset end i det Huyghens'ske Okular.

Ligesom i den Galilei'ske Kikkert ere Objektiv og Okular anbragte i de to Ender af et Rør med Udtræk. I hosstaaende Figur er OO' Kikkertens Objektiv, $A'B'$ det af Objektivet

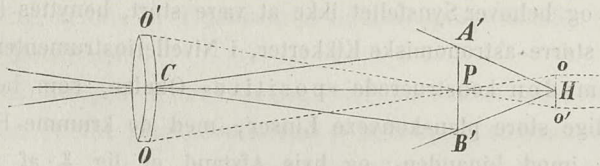


Fig. 35.

dannede reelle og omvendte Billede af en Gjenstand, oHo' det sammensatte Okulars første Hovedplan og P dets første Hovedbrændpunkt. Skal Billedet gennem Okularet ses i den tydelige Synsvidde, saa maa $A'B'$ falde indenfor Brændvidden PH , men falder $A'B'$ som i Figuren netop i Brændpunktet P , saa rykker det iagttagne virtuelle Billede uendelig langt bort, det vil sige, Straalerne fra de enkelte Straalepunkter komme parallelle til Øjet. I dette sidste Tilfælde, hvortil vi ville indskrænke os, er det iagttagne Billedes Synsvinkel $A'HB'$, medens Gjenstandens Synsvinkel, iagttaget fra C , er lig $A'CB'$. Kikkertens Forstørrelse er Forholdet imellem disse to Syns-

vinkler og altsaa lig Forholdet imellem CP og PH . For meget fjærne Gjenstande bliver saaledes Forstørrelsen lige stor med Objektivets Brændvidde divideret med det sammensatte Okulars Brændvidde.

Ligesom i Mikroskopet forene alle de af Okularet udtrædende Straaler sig til en lille Lysplet (O , Fig. 32). Denne Lysplet, som kaldes Okularringen, er et af det sammensatte Okular dannet Billede af Objektivet, og dens Størrelse er i Fig. 35 oo' , idet Straalerne OPo og $O'Po'$ ere dragne fra de yderste Punkter af Objektivet igjennem Okularets Brændpunkt P til Skjæringen med Okularets første Hovedplan, hvorfra de gaa videre parallelle med Axen og begrænse Billedet paa det Sted, dette dannes. Forholdet imellem Objektivets Diameter OO' og Okularringens Diameter oo' er lig Forholdet imellem CP og PH , altsaa ogsaa lige stor med Kikkertens Forstørrelse. Heri haves et bekvemt Middel til at bestemme denne, idet man kun behøver at maale Objektivets og Okularringens Diametre, til hvilket sidste man benytter en særlig til denne Brug konstrueret Lupe med Glasmikrometer. Hvis ikke Straalerne fra hele Objektivet naa igjennem Okularet, hvilket her er forudsat, maa Objektivet delvis dækkes, f. Ex. ved en Skjærm med en bred Spalte, og det er da denne Spalte og dens Billedes Brede, hvis Forhold giver Forstørrelsen.

Kikkertens Synsfelt er bestemt ved Vinklen $A'CB'$, naar CA' og CB' netop træffe Randen af Kollektivlinsen og det forudsættes, at disse Randstraaler ikke ere afblændede, men virkelig naa til Øjet. Vinklen $A'CB'$ er altsaa Kollektivlinsens Synsvinkel, set fra Objektivets Midte, hvorfra ses, at Synsfeltet her ikke, som i den Galilei'ske Kikkert, afhænger af Objektivets Størrelse, men derimod af Kollektivlinsens. En Afblænding af Objektivet formindsker derfor ikke Synsfeltet. Da i det Huyghens'ske Okular Kollektivlinsen er større og ligger Objektivet nærmere end i Ramsden's Okular under iøvrigt samme Forhold, giver det første et større Synsfelt. Til en

Forøgelse af Okularets Forstørrelse svarer en Formindskelse af dets Dimensjoner og altsaa et mindre Synsfelt.

Gjenstandene ses i denne Kikkert selvfølgelig omvendt. For at faa et retstaaende Billede sammensætter man i den terrestriske Kikkert Okularet i Reglen af 4 Linser, af hvilke de to første tjene til Dannelsen af et nyt reelt og altsaa omvendt Billede af det af Objektivet dannede Billede, og de to sidste ere et sædvanligt Huyghens'sk Okular. Iøvrigt vælges og sammensættes de første Linser paa højest forskellige Maader.

Den tilsyneladende Klarhed af de i et hvilket som helst af de omtalte Seredskaber iagttagne Billeder kan bestemmes paa følgende Maade. Billeddannelsen af det hele System af Linser, hvoraf Seredskabet bestaar, er som bekjendt bestemt ved Systemets to Hovedplaner og dets Hovedbrændvidde. Antage vi nu, hvad vi kunne gjøre uden kjendelig Fejl, at Straalerne fra de enkelte Straalepunkter komme parallelle til Øjet O , saa maa Systemets første Hovedbrændpunkt P falde

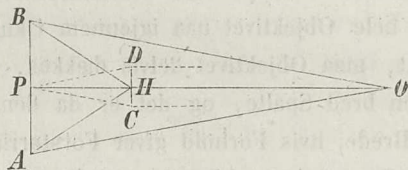


Fig. 36.

sammen med den iagttagne Gjenstand AB , og den første Hovedplan CHD altsaa ligge i en Afstand fra Gjenstanden lig Hovedbrændvidden PH (nærmest henimod iagttageren, hvis Gjenstanden ses ret, og til den modsatte Side, hvis den ses omvendt).

Vinklen AHB vil nu være Billedets Synsvinkel, og AOB Gjenstandens, hvoraf ses, at Synsvinklens Forstørrelse er lige stor med Forholdet imellem Øjets Afstand PO fra Gjenstanden og Hovedbrændvidden PH .

Vinklen CPD antages at være Topvinklen i den største Straalekegle, hvis Straaler kunne gaa igjennem Seredskabet. Disse Straaler ville da træde ud af dette som en Straalecylinder med Diametren CD . Antages nu først CD lig eller større end Pupillens Diameter, saa vil Topvinklen af den Lyskegle, der fra P træffer Pupillen, være bleven lige saa mange Gange forstørret ved Seredskabet, som Øjets Afstand fra P eller PO er større end PH , og altsaa ogsaa i samme Forhold som Gjenstandens Synsvinkel er bleven forstørret. Se vi nu bort fra det Tab i Lysmængde, som Straalerne lide i Seredskabet, navnlig ved Tilbagekastningen fra Linsernes Overflader, hvilket Tab iøvrigt, naar der er mange Linser, kan blive temmelig betydeligt, saa indses det, at Øjet netop vil modtage en lige saa mange Gange større Lysmængde fra Gjenstanden som dennes tilsyneladende Størrelse er bleven forøget ved Seredskabet. Billedets tilsyneladende Klarhed vil altsaa under den givne Forudsætning være lig Gjenstandens.

Er derimod Straalecylindren CD mindre end Pupillen, saa modtager Øjet i samme Forhold færre Straaler, og Billedets tilsyneladende Klarhed bliver nu lige saa mange Gange mindre end Gjenstandens, som Straalecylindrens Gjennemsnit er mindre end Pupillens. Saaledes bliver i Galilei's Kikkert Billedet mørkere henimod Randen af Synsfeltet, fordi de fra disse Punkter kommende Straalecylindre aftage i Størrelse henimod Randen og reduceres, som vi have set, i selve Randen til en enkelt Straale. I meget smaa Luper og især i det sammensatte Mikroskop ere Straalecylindrene meget mindre end Pupillen, hvorfor man her maa sørge for en forstærket Belysning af Objektet. I den astronomiske og den terrestriske Kikkert angiver Okularringen Straalecylindrenes Størrelse. Man vil altsaa kunne gjøre Kikkertens Forstørrelse saa stor, som Objektets Diameter er større end Pupillens, uden anden Formindskelse af Gjenstandens tilsyneladende Klarhed end den, som skyldes Tilbagekastningen fra Linserne,

idet nemlig Okularringen i dette Tilfælde bliver lige saa stor som Pupillen. I Virkeligheden gjøres Forstørrelsen altid større, og Okularringen bliver altsaa mindre end Pupillen. Sættes Pupillens Diameter, der iøvrigt er meget forskjellig, lig 4^{mm} , saa vil f. Ex. Forstørrelsen af en Kikkert, hvis Objektivs Diameter er 400^{mm} , altsaa kun blive 100 Gange, hvis Billedet skal have samme Klarhed som Gjenstanden. Ved en Forstørrelse derimod af f. Ex. 1000 Gange vil Okularringens Diameter kun blive $0^{\text{mm}},4$ eller 10 Gange mindre end Pupillens, og Billedets Klarhed 100 Gange mindre end Gjenstandens.

Fixstjernerne ses ved enhver Forstørrelse kun som lysende Punkter, hvis Glans afhænger af den Lysmængde, de sende til Øjet. Naar altsaa en Kikkerts Forstørrelse blot er saa stor, at Okularringen er mindre end Pupillen, saa ville alle de Straaler, der fra en Stjerne falde paa Objektivet, forenes i Øjet, og dens Glans vil ved Kikkerten forøges i samme Forhold, som Objektivet er større end Pupillen. En yderligere Forøgelse af Okularets Forstørrelse vil altsaa i Virkeligheden ikke forøge Stjernens Glans, dog synes denne indtil en vis Grad større, idet Himmelgrunden, hvorpaa Billedet ses, bliver mørkere ved den stærkere Forstørrelse. Derimod er en udover den nævnte Grænse dreven Forstørrelse til Skade ved alle Iagttagelser af Gjenstande med større Udstrækning og ringe Klarhed, som f. Ex. Kometer og Stjernetaager.

Da man i det første Aarhundrede efter Kikkertens Opdagelse ikke kjendte akromatiske Linser, søgte man at undgaa Farverne i det af Objektivet dannede Billede ved at formindske denne Linses Brydning og altsaa gjøre dens Brændvidde saa stor som mulig, hvorved tillige opnaaedes en stor Forstørrelse. Huyghens benyttede endog et Objektiv med 210 Fods Brændvidde, hvilket han anbragte i et kort Rør paa Spidsen af en høj Stang.

Resultaterne svarede imidlertid ikke til Forventningerne, hvorfor det ogsaa dengang var et betydeligt Fremskridt, da

Dimensjoner staa i alle Henseender tilbage for Kikkerter af samme Størrelse.

Lysets Hastighed. Efter at man paa flere Maader forgjæves havde søgt at bestemme Lysets Hastighed, lykkedes det endelig Ole Rømer (1675) at paavise et Fænomen paa Himmelen, som kunde tjene dertil. Af fleraarige Iagttagelser (fra 1670), som han i Forbindelse med Cassini havde anstillet over Jupiterdrabanternes Formørkelser, fremgik der betydelige Uregelmæssigheder i disse Drabanters Baner, hvoraf Rømer troede at kunne forklare nogle, i det mindste i den første Drabants Bane, ved at antage, at Lyset behøvede en kjendelig Tid for at naa til os. Det viste sig nemlig, at Omløbstiden af denne Drabant (omtrent $42\frac{1}{2}$ Time) stod i Forbindelse med Jordens egen Bevægelse, saaledes at den i Reglen var størst, naar Jorden i sin Bane fjærnedes sig fra Planeten, mindst naar den nærmede sig til den. Beregner man derfor med den af mange Iagttagelser fundne Middelværdi af Omløbstiden Indtrædelsen af en Formørkelse fra den Tid, da Jupiter og Solen ere i Opposition, indtil de omtrent et halvt Aar senere ere i Konjunktion, saa viser det sig, at Formørkelsen indtræder en kjendelig Tid senere end beregnet, og Rømer forklarede da denne Forsinkelse derved, at Lyset i det sidste Tilfælde var gaaet en længere Vej, nemlig igjennem hele Jordbanens Diameter, inden det naaede Jorden. En nøjagtig Bestemmelse af denne Forsinkelse kunde endnu ikke udledes af Rømers Iagttagelser, men senere har Delambre af over tusinde Formørkelser fundet Tidsforskjellen lig 986,4 Sekunder eller omtrent $16\frac{1}{2}$ Minut. Gaa vi ud herfra, og betegnes Jordbanens Diameter ved D , saa vil altsaa Lysets Hastighed i Verdensrummet være

$$H = \frac{D}{986,4} = 0,001014 D. \quad (1)$$

En anden Methode til Bestemmelsen af Lysets Hastighed fandt Bradley (1727) ved Opdagelsen af Fixstjernernes Aber-

ration. Ved fleraarige Iagttagelser af forskellige Fixstjerner havde Bradley søgt at bestemme deres Afstande fra Jorden, idet han undersøgte, hvilke Forandringer deres Sted paa Himlen var underkastet under Jordens Bevægelse om Solen. Gjennemløb Jorden Punkterne 1, 2, 3, 4, maatte en Stjerne S ses henholdsvis i Retning mod $1', 2', 3', 4'$, og den maatte saaledes beskrive en Bane paa Himlen, som i tilsyneladende Størrelse og Form var ganske den samme som Jordbanen, set fra Sjernen. Da Jordbanen tilnærmelsesvis er en Cirkel, maatte saaledes en Stjerne i Ekliptikas Pol beskrive en lille Cirkel, en Stjerne i Ekliptika selv derimod en ret Linie og en Stjerne paa ethvert andet Sted en Ellipse, hvis store Axe var parallel med Ekliptika, og hvis lille Axe var proportional med Sinus af Stjernens Brede.

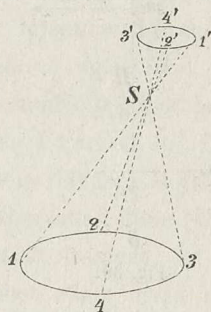


Fig. 38.

Iagttagelserne viste nu, at Fixstjernerne virkelig beskrev saadanne Baner, men Ellipsens store Halvaxe var lige stor for dem alle, nemlig $20'',25$, hvorefter vilde følge, at alle Stjernerne maatte have den samme Afstand fra Solen. Hertil kom, at naar Jorden var i 1 (Fig. 38), saa saas Stjernen ikke i $1'$, men i $4'$, osv., bestandig forskudt fra sin virkelige Stilling i Retning af Jordens Bevægelse. Størrelsen af denne Forskydning var proportional med Hastigheden af Jordens Bevægelse, projiceret paa en paa Lysstraalerne vinkelret Plan, hvorved Stjernens tilsyneladende Bane blev den samme, som ovenfor er beskrevet.

Bradley forklarede denne «Aberration» af Jordens Bevægelse. Tænke vi os, at en Lysstraale, hvis Retning i Rummet er AB , og hvis Hastighed er H , træffer et Legeme, som bevæger sig vinkelret paa Lysstraalen med Hastigheden h , og antages, at Lysstraalens Retning forbliver upaavirket af Lege-

mets Bevægelse, saa vil Lyset i et givet Øjeblik træffe et Punkt m i det bevægede Legeme og dernæst, efter at Lyset har tilbagelagt Vejen mm_1 , et andet Punkt m_1 , som paa samme Tid har tilbagelagt Vejen $m_1m'_1$. Lysstraalens relative Retning i Forhold til Legemet vil altsaa være mm_1 , og Straalepunktet vil fra m'_1 ses i Retningen m'_1m' ($\neq m_1m$), altsaa forskudt i Retning af Legemets Bevægelse. Betegnes denne tilsyneladende Forskydning ved Vinklen α , saa ses det, at man vil have

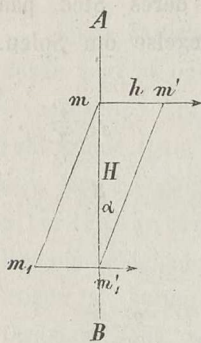


Fig. 39.

$$h = H \operatorname{tg} \alpha. \quad (2)$$

Den af Jorden i et Aar eller 365,26 . 86400 Sekunder gennemløbne Vej er πD , naar D er Jordbanens Diameter, hvoraf dens Hastighed h findes udtrykt ved

$$h = \frac{\pi D}{365,26 \cdot 86400},$$

og ifølge Bradley var Aberrationskonstanten α eller Ellipsens store Halvaxe lig $20'',25$. Heraf findes

$$H = 0,001014 D, \quad (3)$$

altsaa ganske den samme Værdi, som ovenfor er fundet. Ifølge Struve er $\alpha = 20'',445$, hvorved H vilde blive omtrent 1 Procent mindre.

Den store Overensstemmelse imellem de af Jupitermaanens Formørkelser og af Aberrationen udledede Værdier for Lysets Hastighed maa dog ikke tillægges en altfor stor Vægt. Den første Bestemmelse er usikker paa Grund af Perturbationerne, der for Jupiters Maaner ere saa store, at man endog slet ikke har kunnet bestemme Lysets Hastighed af de tre andre Maaners Bevægelser, og Bestemmelsen ved Hjælp af Aberrationen er usikker af theoretiske Grunde. Da nemlig, som senere nærmere vil blive paavist, Lysets Hastighed er forskellig i de

forskjellige Medier, maa det første Spørgsmaal blive: i hvilket Medium er Lysets Hastighed bestemt ved Aberrationen, er det til Øjet, til Kikkerten eller til Atmosfæren, at de oven for betragtede Punkter m og m_1 skulle henlægges?

Der maa ved Udledelsen af Ligning (2) nødvendigvis forudsættes, at Lysstraalen, naar den gaar igjennem Legemet, beholder sin Retning i Rummet uforandret, upaavirket af Legemets Bevægelse. Hvis f. Ex. Legemet meddelte Lyset hele sin Bevægelse, saa vilde Straalens Retning i Forhold til Legemets Punkter være den samme som dens tidligere Retning i Rummet, og der vilde altsaa slet ingen Aberration finde Sted.

Nu synes det af det fundne Resultat at fremgaa, at H svarer til Lysets Hastighed i Verdensrummet eller, hvad der meget nær er det samme, i Atmosfæren. Men i saa Tilfælde er altsaa Lysstraalen fra Fixstjernen ikke, naar den naar vort Øje, længere uafhængig af det omgivende Mediums Bevægelse, og sandsynligvis maa dette da ligeledes være Tilfældet med den os nærmeste Del af Atmosfæren. Dette stadfæstes ogsaa ved de negative Resultater af alle de i den nyere Tid anstillede Forsøg, der ere gaaede ud paa at vise, at Lyset fra Himmellegerne skulde naa til os endnu upaavirket af Jordens Bevægelse og derfor forholde sig paa en anden Maade, end Lyset fra de jordiske Straalepunkter. En saadan Forskjel har man ikke kunnet paavise.

Punkterne m og m_1 maa altsaa henlægges til Atmosfæren og vel endog til de øverste Læg af denne. Den Aberrationsvinkel, som vi iagttage med vort Øje gjennem en Kikkert, er følgelig ikke Vinklen α i Ligning (2), og skal den være lige stor dermed, maa man antage, at Lyset, efterhaanden som det rives med af Legemernes Bevægelse, beholder Retningen i Forhold til Legemerne, men ikke i Forhold til Verdensrummet, uforandret. Dette har imidlertid Theorien ikke kunnet forklare paa nogen tilfredsstillende Maade.

For at udtrykke den fundne Hastighed i bekendte Maal maa man kjende Jordbanens Diameter D . Denne kan beregnes, saa snart man kjender Jordens Afstand i et givet Øjeblik fra en af Planeterne, da Forholdet imellem alle Afstande i vort Planetsystem for Solens og Planeternes Vedkommende er meget nøje kjendt. Afstanden til en af de nærmeste Planeter har man maalt paa to væsentlig forskellige Maader, nemlig dels ved Bestemmelsen af de Perturbationer, som Jorden, hvis Tiltrækning kjendes, frembringer i disse Planeters Baner, dels ved samtidige Bestemmelser fra forskellige Steder paa Jorden af en af disse Planeters tilsyneladende Sted paa Himlen. Navnlig kunne disse Stedbestemmelser med stor Nøjagtighed udføres for Venus i de sjældne Tilfælde, da denne Planet gaar forbi Solskiven, hvorfor ogsaa dens sidste Gjennemgang (Dec. 1874) er bleven omhyggelig iagttaget paa mange Steder, men Beregningen af Iagttagelserne er endnu ikke fuldført. Af de tidligere Bestemmelser fremgaar som det sandsynligste Resultat, at Solens Parallaxe eller Jordradiens tilsyneladende Størrelse, naar Jorden tænkes iagttaget fra Solen, er $8'',85$. Da Jordens Radius ved Ækvator er 6378 Kilometer, findes heraf

$$D = \frac{2 \cdot 6378^{\text{km}}}{\sin 8'',85} = 297300000^{\text{km}},$$

som indsat i de fundne Udtryk (1) og (3) giver

$$H = 301500^{\text{km}}.$$

Denne Bestemmelse af Lysets Hastighed i Verdensrummet er, som vi have set, dog meget usikker, endog afset fra, at selve Solens Parallaxe ikke endnu er bestemt med nogen meget stor Nøjagtighed, og det er derfor af saa meget desto større Betydning, at det er lykkedes flere franske Fysikere i den nyere Tid at bestemme Lysets Hastighed ligefrem ved fysiske Forsøg.

De første Maalinger bleve udførte af Fizeau i 1849. To Kikkerter opstilledes i en Afstand af 8633 Meter (i Suresnes

og paa Montmartre) saaledes, at man i enhver af dem kunde se dens andens Objektiv midt i Synsfeltet. Foran den ene

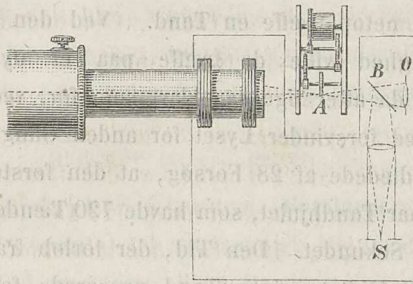


Fig. 40.

Kikkerts Okular O var i dettes og Objektivets Brændpunkt anbragt Tænderne af et sværtet Tandhjul A , som ved et Urværk kunde sættes i en hurtig og jævn Omdrejning, og et Planglas B , der dannede en Vinkel paa 45° med Kikkertens Axe. En Lampe S sendte gennem en Samlelinse konvergerende Straaler til dette Spejl, hvorfra de kastedes tilbage og dannede et Billede af Flammen i et af Mellemrummene imellem Tandhjulets Tænder. Fra dette Billede naaede Straalerne Objektivet og gik parallelle herfra videre til den anden Stations Kikkert. I denne var, efter at den var indstillet, Okularet borttaget og et plant Metalspejl indsat vinkelret paa Kikkertens Axe i Objektivets Brændpunkt, saaledes at altsaa Straalerne her bleve kastede tilbage og gennem Objektivet sendte tilbage igjen til den første Kikkert. Her forenedes de atter i Mellemrummene imellem Tænderne, gik for en Del videre igennem Planglasset B og naaede gennem Okularet O lagttagerens Øje.

Billedet, der ses som en fjærn Stjerne, bliver formørket, saasnart en lille Omdrejning af Tandhjulet fører en Tand foran Billedet, men naar mere end 10 Tænder passere forbi i Sekundet, kan den saaledes fremkomne Afvexling af Lys og Mørke ikke længere skjælnes af Øjet, og Billedet ses nu atter som en fjærn Stjerne med roligt Lys (og den halve Glans). Med

voxende Hastighed af Tandhjulet bliver imidlertid Lyset svagere og forsvinder tilsidst ganske, idet nemlig nu de Lysstraaler, som ere passerede et Mellemrum, ved Tilbagekomsten fra den anden Station netop træffe en Tand. Ved den dobbelte Omdrejningshastighed ville de træffe paa et nyt Mellemrum, og Lyset ses da atter lige saa klart som før, ved den tredobbelte Hastighed forsvinder Lyset for anden Gang, osv.

Fizeau udledede af 28 Forsøg, at den første Formørkelse indtraadte, naar Tandhjulet, som havde 720 Tænder, omdrejedes 12,6 Gange i Sekundet. Den Tid, der forløb fra Midten af et Mellemrum til Midten af en Tand passerede forbi Øjet, var altsaa $\frac{1}{12,6 \cdot 1440}$ Sekund, og i denne Tid var Lyset gaaet det dobbelte af Afstanden imellem de to Stationer eller 17266 Meter. Heraf findes dets Hastighed i Luften bestemt ved

$$17266^m \cdot 12,6 \cdot 1440 = 313000 \text{ Kilometer.}$$

Cornu har gjentaget disse Maalinger i to Rækker af Forsøg, af hvilke navnlig de sidste bleve udførte (i 1874) med meget betydelige Midler. Iagttagelseskikkertens Objektiv havde en Diameter af 0^m,37 og en Brændvidde af 8^m,85, og Afstanden imellem de to Stationer (Observatoriet i Paris og Monthéry) var 23910 Meter. Tandhjulets Omdrejningshastighed maalttes ved en Kronograf, som bestod af en med sodet Papir beklædt Cylinder. Dennes Omkreds var 1 Meter og den omdrejedes med jævn Hastighed en Gang i 50 Sekunder. Fire paa en Slæde befæstede Elektromagneter beskrev fire parallelle Skruelinier paa Cylinderen, idet Slæden ved en Skrue førtes langsomt fremad parallel med Cylindrens Axe. Den første Elektromagnet, som ved en elektrisk Ledning var forbunden med Observatoriets Ur, markerede Sekunderne, den anden var ved en Ledning forbunden med en svingende Fjeder og markerede hver Tiendedel Sekund, den tredie gav et Tegn for hver 40 (eller 400) Omdrejninger af Tandhjulet og den fjerde

Iagttagerens Tegn i de Øjeblikke, han saa Lyset forsvinde eller vise sig igjen.

Lyset var det Drummond'ske Kalklys og paa en enkelt Dag Sollyset. Forsøgene bleve varierede ved forskellige Tandhjul og forskellige Omdrejningshastigheder, svarende til Lysets Forsvinden fra den 4de til den 21de Gang, og Resultatet af 504 Forsøg var

$$300330^{\text{km}} \text{ (40473 geogr. Mil)}$$

for Lysets Hastighed i Luften. Forskjellen imellem dette Resultat og det ovenfor ad astronomisk Vej fundne er altsaa kun meget lille, men den sidste Bestemmelse maa utvivlsomt gives Fortrinet.

Ogsaa over Lysets Hastighed i Vand, sammenlignet med dets Hastighed i Luften, ere Forsøg anstillede i 1850 af Foucault og samtidig hermed af Fizeau og Breguet.

Metoden i begge disse af hinanden uafhængige Forsøgsrækker var den samme, for saa vidt som den i begge beroede paa Anvendelsen af et meget hurtigt roterende Spejl. I Foucaults Forsøg falde de fra en Heliostat tilbagekastede Solstraaler horisontalt ind i et mørkt Værelse gennem en lille kvadratisk

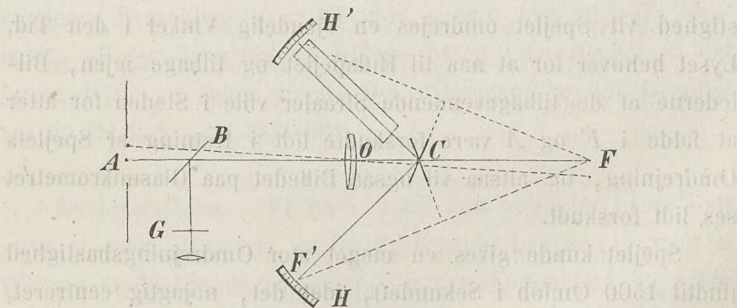


Fig. 41.

Aabning, hvori en fin Platintraad A er udspændt vertikalt. Straalerne gaa igjennem det skraat stillede Planglas B og et Objektiv O, som danner et Billede i F' af Platintraaden. I Vir-

keligheden naa imidlertid de fleste Straaler ikke saa langt, idet de blive opfangede af det om en vertikal Axe roterende Planspejl C og efter Tilbagekastningen forenede til et Billede i F' , i Afstanden CF fra den roterende Axe. Dette Billede beskriver altsaa under Spejlets Omdrejning en Cirkel om C (med en dobbelt saa stor Vinkelhastighed som Spejlet), og det falder under sin Bevægelse paa Overfladen af to Hulspejle H og H' , hvis Radier og Afstande fra C altsaa maa være lig Cirkelns Radius CF . Efter Straalernes Tilbagekastning fra ethvert af Hulspejlene beholder saaledes Billedet F' sin Plads uforandret, og efter Tilbagekastningen fra det roterende Spejl maa det atter være i F , forudsat at Spejlet ikke har drejet sig kjendelig, medens Lyset er gaaet Vejen CF' frem og tilbage. Fra det roterende Spejl gaa Straalerne videre tilbage gennem Objektivet O og forene sig til et Billede i A , men en Del af Straalerne kastes forinden tilbage af Planglasset B og danner Billedet paa et Glasmikrometer G , hvor det iagttages gennem en Lupe.

Dette Billede vil, naar alt er nøjagtig indstillet, beholde sin Plads uforandret, naar Spejlet omdrejes og dets Hastighed ikke overskrider en vis Grænse. Men ved en meget stor Hastighed vil Spejlet omdrejes en kjendelig Vinkel i den Tid, Lyset behøver for at naa til Hulspejlet og tilbage igjen, Billederne af de tilbagevendende Straaler ville i Steden for atter at falde i F og A være forskudte lidt i Retning af Spejlets Omdrejning, og altsaa vil ogsaa Billedet paa Glasmikrometret ses lidt forskudt.

Spejlet kunde gives en meget stor Omdrejningshastighed (indtil 1500 Omløb i Sekundet), idet det, nøjagtig centreret, var befæstet paa Axlen af en Turbine, en Slags Sirene, der blev dreven af sammentrykket Luft eller Damp. Endvidere var der imellem det ene Hulspejl H' og det roterende Spejl anbragt et Rør med Vand, som Lyset maatte passere. Var nu Hastigheden mindre i Vand end i Luft, saa bleve Lysstraalerne mere

forsinkede paa Vejen til H' end til H , og man maatte derfor iagttage to Billeder af Platintraaden paa Glasmikrometret, af hvilke det ene, «Vandbilledet», maatte vise sig mest forskudt. Ved 500 Omdrejninger af Spejlet i Sekundet, $AO = 4^m$, $OC = 1^m,18$, $CF = 3^m$, fandtes Forskydningen af Luftbilledet lig $0^m,375$ og af Vandbilledet $0^m,469$. Dette sidste kunde let skjælnes ved dets Farvetone og mindre Klarhed.

Lysets Hastighed er altsaa ifølge Foucaults Forsøg større i Luft end i Vand. Til det samme Resultat førte ogsaa de andre af Fizeau og Breguet udførte Forsøg.

Senere (1862) har Foucault endog forsøgt at give en nøjagtig Bestemmelse af Lysets Hastighed i Luften ved den samme Methode, uagtet den mindre godt egner sig hertil, idet Billedets Klarhed hurtig aftager med Hulspejlets Afstand fra det roterende Spejl, hvorfor denne Afstand ikke tør gjøres alt for stor. For at forøge den af Straalerne gennemløbne Vejlængde opstillede Foucault 5 Hulspejle saaledes, at Straalerne fra det første kastedes tilbage til det andet i Steden for til det roterende Spejl, og videre til det tredie, fjerde og femte, hvorfra de saa ad samme Vej vendte tilbage til det roterende Spejl. Paa denne Maade forøgedes Vejlængden fra 6^m til 20^m . Hulspejlenes Krumninger og Afstande maatte her afpasses saaledes, at der dannedes et Billede netop i Overfladen af det første, tredie og femte Spejl. Det af Foucault fundne Resultat var en Hastighed af 298000^{km} .

Om Lysets Natur. Vi have hidtil kun betragtet Lyset som «noget, der strømmer ud fra de lysende Legemer», men vi ville nu møde Kjendsgjerninger, til hvis Forstaaelse en mere bestemt Forestilling om Lysets Natur vil være nødvendig.

Newton betragtede i sin Emissionstheori Lyset som materielle Smaadele, der slyngedes ud fra de lysende Legemer, og som, naar de traf Senerverne, frembragte Indtrykket af Lys. Disse Lysdele antoges at følge de almindelige Love for Lege-

mers Bevægelse, de paavirkedes af Legemerne baade ved Tiltræknings- og Frastødningskræfter, og naar ingen Kræfter virkede, bleve deres Baner ifølge Inertiens Lov retliniede og deres Hastigheder jævne. At tillige alle disse Hastigheder, som svarede til Lysets Forplantningshastighed, vare ens, fra hvilket Legeme eller hvilken Verdensklode Lysdelene end udslyngedes, forklarede ved at antage, at kun de Lysdele, som havde en bestemt Hastighed, gjorde Indtryk paa Senerverne.

Til enhver Farve antoges at svare en bestemt Slags Lysdele, og idet Brydningen i Legemerne tilskreves disses Tiltrækning, maatte Farvespredningen forklares ved at antage denne Tiltrækning lidt forskjellig for de forskjellig farvede Lysdele. Lysets Tilbagekastning viste tillige hen paa en Frastødning, hvorfor Newton tillagde Lysdelene periodiske Forandringer eller Anfald, hvorefter de snart bleve tiltrukne, snart frastødte.

Idet Lysmængden svarer til Antallet af Lysdele, lader denne Theori sig let overføre paa alle de Sætninger, som ere udviklede i den theoretiske Lysmaaling. Ligeledes ere Lovene for Lysets Tilbagekastning og Brydning i isotrope Legemer en ligefrem Konsekvens af Theorien. De Kræfter, som i en plan Overflade virke paa Lysdelene, kunne nemlig opløses i normale og tangentielle Komposanter, og disse sidste maa ophæve hverandre, da der ingen Grund er til, at der, naar Legemet er isotropt, mere skulde fremkomme en tangentiell Resultant i

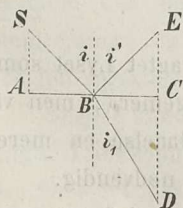


Fig. 42.

en Retning end i en anden (Muligheden af, at Lysdelenes egen Bevægelsesretning ogsaa kunde have Indflydelse paa Kraftretningen, er her ladet ude af Betragtning). Naar altsaa en Lysstraale SB kastes tilbage og brydes i Planen ABC , saa maa de paa denne Plan projicerede Hastigheder blive de samme for alle tre Straaler. Er altsaa $SB = BE = H$ Hastigheden i det første Medium, $BD = H_1$ Hastigheden i det brydende Medium, og ere

i, i', i_1 Indfalds-, Udfalds- og Brydningsvinklerne, saa maa man have

$$AB = H \sin i = H \sin i' = H_1 \sin i_1.$$

Tillige maa alle tre Straaler og Indfaldsloddet ligge i en og samme Plan. Herved er altsaa Loven for Tilbagekastningen og Brydningen udledet af Theorien, og tillige ses, at Lysets Hastighed i de forskjellige Medier bliver ligefrem proportional med Mediets Brydningsforhold eller dets optiske Tæthed.

Mod denne Theori kan fornemmelig indvendes, at den støtter sig ikke paa en enkelt, men paa en hel Række af Hypotheser. Hertil kommer, at den sidste bestemte Konsekvens af Theorien staar i Strid med Foucaults og Fizeaus Forsøg, hvorefter Lysets Hastighed i Vand var mindre end i Luft.

Omtrent samtidig med Newton udviklede Huyghens en anden Theori, Bølgetheorien. Denne gik ud paa, at Lyset var en Bølgebevægelse i et yderst fint elastisk Stof, Ætheren, som opfyldte Verdensrummet og gennemtrængte Legemerne. Længe blev denne Theori upaaagtet, indtil Thomas Young (1803), ledet ved Opdagelsen af nye Kjendsgjæringer, atter fremsatte Theorien. Men en særegen Vanskelighed traadte ogsaa snart tydelig frem, idet det viste sig nødvendigt at antage, at Lyssvingningerne vare vinkelrette paa Lysstraalen, hvilken Antagelse først blev fremsat af Young (1817) og kort efter af Fresnel. Hermed ophørte nemlig i Virkeligheden Analogien med Lyden, hvorfra man var gaaet ud, idet Lydsvingninger i alle flydende Stoffer altid kun ere Længdesvingninger eller foregaa i Retning af Lydens Forplantning, og skulde Ætheren være et elastisk Stof, kunde den ikke ret vel henregnes til andre end til de flydende.

Imidlertid udvikledes Theorien videre paa Elasticitetslærens Grundlag først af Fresnel, senere af Cauchy og mange andre. Man nøjedes med theoretisk at paaavise Muligheden af Tværsvingninger, og man haabede, hvilket dog har vist sig at være forgæves, at komme paa Spor efter Tilstedeværelsen af de

Længdesvingninger, som ifølge Theorien ogsaa maatte være tilstede.

Skjøndt Opfattelsen af Ætheren som et elastisk Stof endnu er den almindelige, ville vi dog ikke lægge denne til Grund for den følgende Udvikling, dels fordi der herved forudsættes mere, end hvad der med Nødvendighed fremgaar af Fænomenerne, og dels fordi man ved at lægge Vægten paa Analogien mellem Lysmediets og de elastiske Legemers Svingninger taber en anden Analogi af Syne, som sikkert ogsaa er tilstede, nemlig mellem Lysets og Elektricitetens Bevægelser, hvilke sidste ikke lade sig henhøre under Elasticitetslæren.

Vi forudsætte altsaa kun, at Lyset er en Bølgebevægelse, bestaaende af Svingninger, der forplante sig til Omgivelserne. Disse Svingninger ville vi nærmest forestille os som smaa frem- og tilbageskridende Bevægelser af Punkter (hvorved dog Muligheden af en anden Svingningstilstand med roterende periodiske Bevægelser ikke helt er udelukket), og vi ville ingen Forudsætning gjøre om Beskaffenheden af det Medium, hvori Bølgebevægelsen foregaar.

Alle Svingninger kunne betragtes som en Sum af enkelte Svingninger, hvis Størrelse eller Udslag (Udsving) kan udtrykkes ved $A \cos \varphi$ eller $A \sin \varphi$, idet φ for et givet Punkt i Rummet er en lineær Funktion af Tiden t . Koefficienten A , som er Udslagets Maximum, kaldes Amplituden og Vinklen φ Fasen (et Ord, som dog ikke altid af de forskellige Forfattere bruges i denne bestemte Betydning). Sættes $\varphi = 2\pi \frac{t}{T}$, saa vil T være Svingningstiden, idet den samme Svingning vil gjentage sig periodisk efter Forløb af Tiden T .

En kontinuerlig Flade igjennem alle de Punkter, som i et givet Øjeblik have den samme Fase, kaldes en Bølgeflade. Denne Flade skrider fremad med Bølgens Forplantningshastighed, regnet i Retning af Fladens Normaler. For Lys, som kommer fra et meget fjært Straalepunkt, kan Bølgefladen betragtes som

en Plan, og tænke vi os denne vinkelret paa x -Aksen, saa kan Udslaget for en enkelt Svingning i Retning af y -Aksen udtrykkes ved $y_0 = A \sin 2\pi \frac{t}{T}$, gjældende for Bølgeplanen gennem Begyndelsespunktet, og ved $y = A \sin 2\pi \frac{t'}{T}$ for en Plan i Afstanden x herfra. Herved er da forudsat, at Amplituden og Svingningstiden overalt i Rummet er den samme. Da altsaa Bølgebevægelsen har forplantet sig i Retning af Bølgeplanens Normal Vejlængden x i Tiden $t-t'$, saa er $t-t' = \frac{x}{H}$, naar H er Forplantningshastigheden, som antages konstant. Heraf følger

$$y = A \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{x}{H} \right) = A \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{l} \right),$$

i hvilket sidste Udtryk $l = TH$ betegner den Vejlængde, Bevægelsen forplanter sig i en Svingningstid T . Denne Vejlængde kaldes Bølgelængden.

Udslaget er saaledes bestemt til enhver Tid og overalt i den her betragtede Bølgebevægelse. Heraf kan tillige Svingningshastigheden y' findes, idet denne er Forholdet imellem dy og dt , naar dy er den lille Tilvæxt, som Udslaget faar efter Forløb af den lille Tid dt , nemlig

$$y' = \frac{dy}{dt} = \frac{2\pi A}{T} \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{l} \right).$$

Hvad vi tidligere have forestillet os som en enkelt Lysstraale, maa nu betragtes som en Linie, hvorigennem Lyset forplanter sig, og hvor Lysbevægelsen er større end i det omgivende Rum. Tænke vi os tre nær sammenfaldende Bølgeflader med samme Svingningstilstand, og som skjære hverandre i et Punkt, saa maa Bevægelsen blive størst i dette Skjæringspunkt, og den Bane, dette Punkt under Bølgernes Fremskriden kommer til at beskrive, vil da kunne betragtes som en enkelt Lysstraale.

Lysets Brydning og Tilbagekastning ved Overgangen fra et isotropt Medium til et andet kan udledes af Bølgetheorien paa følgende Maade. En plan Lysbølge AB træffer under sin Fremskriden den plane Overflade AC af et andet Medium.

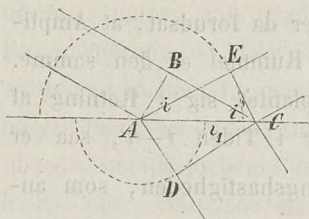


Fig. 43.

Ethvert Punkt i denne Flade, som træffes af Lyset, betragtes nu som Centrum for nye Bølger, og den resulterende Bølgebevægelse bliver da at betragte som Summen af alle disse elementære Bevægelser (det Huyghens'ske Princip).

Medens altsaa Lyset forplanter sig fra B til C , vil Bevægelsen fra A

have udbredt sig i det første Medium til en Kugleflade med en Radius lig BC og i det andet Medium til en Kugleflade, hvis Radius AD maa forholde sig til BC som Lysets Hastighed H_1 i det andet Medium forholder sig til Hastigheden H i det første. Fra ethvert Punkt i Linien AC vil endvidere Bevægelsen have udbredt sig paa samme Maade til Kugleflader, hvis Radier forholde sig som Punktets Afstand fra C . I Tangentplanerne CD og CE til alle disse Kugleflader vil altsaa Fasen være den samme, og disse Planer ville følgelig være Bølgefladerne for det brudte og for det tilbagekastede Lys.

Betragtes her Lyset som en Samling af Lysstraaler fra et meget fjærnt Straalepunkt, saa blive disse Lysstraaler Bølgeplanernes Normaler. Det ses nu let, at $\angle BAC = i$ er Lysstraalernes Indfaldsvinkel, $\angle ACD = i_1$ Brydningsvinklen og $\angle ACE = i'$ Udfaldsvinklen, samt at man har

$$BC = AC \sin i, \quad AD = AC \sin i_1,$$

$$BC = AE = AC \sin i'.$$

Heraf følger $i = i'$ og $H_1 \sin i = H \sin i_1$, altsaa de bekjendte Love, men tillige ses, at Lysets Hastighed ifølge Bølgetheorien maa være omvendt proportional med Brydningsforholdet.

Det maa bemærkes, at vi paa den angivne Maade kun bestemme Fasen af det brudte og tilbagekastede Lys, men ikke Mængden. Var saaledes det andet Medium ikke forskjelligt fra det første, saa kunde de samme Betragtninger ligefuldt gjøres gjældende, men i Virkeligheden vilde da Mængden af det tilbagekastede Lys være Nul.

Af Bølgetheorien lader sig ogsaa udlede en ret mærkelig almindelig Lov for Lysstraalens Gang gennem forskjellige Medier fra et Punkt til et andet. Lad ACB være en enkelt Lysstraale, som fra A naar til B , og $AC'B$ en anden tilgrænsende imellem de samme Endepunkter. Svingningerne i disse to Straaler ville nu i B have den samme Svingningstilstand og altsaa forstærke hinanden, naar de begge have brugt den samme Tid om at gaa fra A til B ; og for et helt Bundt af Straaler, som grænse meget nær til AC , maa det samme gjælde. Det meste

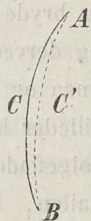


Fig. 44.

Lys vil altsaa være kommen fra A til B gennem Vejen ACB , der derfor kan betragtes som den enkelte af alle de fra A udgaaende Lysstraaler, der naar til B . Det ses tillige, at Straalen har en saadan Retning, at en lille Forandring af denne ingen Indflydelse vil have paa den Tid, Bevægelsen har behovet for at forplante sig fra A til B , men heraf følger, at Retningen i Almindelighed maa være en saadan, at denne Tid bliver et Minimum (om et Maximum kan her ikke være Tale).

Naar s er den af Lyset tilbagelagte Vejlængde i et Medium, hvis Brydningsforhold er n , saa kaldes ns den optiske Vejlængde. Da n er omvendt proportional med Lysets Hastighed H , saa er den optiske Vejlængde ns proportional med $\frac{s}{H}$, altsaa med den Tid, Bevægelsen har medtaget. Det ovenfor fundne Resultat kan altsaa ogsaa udtrykkes saaledes, at Lyset imellem to givne Punkter beskriver en saadan Bane, at den optiske Vejlængde bliver et Minimum. Af denne

Sætning kunde Lovene for Brydningen og Tilbagekastningen ogsaa udledes, ligesom den kan benyttes i Steden for Brydningsloven f. Ex. til Bestemmelse af en Lysstraales Gang igjennem et System af Linser.

Lysets Brydning og Tilbagekastning i gjennemsigtige Krystaller.

De Krystaller, som høre til det regulære eller tesseractale Krystalsystem, forholde sig til Lyset ganske som de isotrope Legemer. Derimod ere alle andre Krystaller anisotrope og bryde Lyset paa en særegen Maade, hvilket navnlig viser sig derved, at man (dog ofte først ved at benytte en Lupe) ser smaa og nære Gjenstande igjennem dem dobbelt. Disse to Billeder kunne dog smelte sammen til et, naar den brudte Bølgeflades Normal gaar i en bestemt Retning igjennem Krystallen, hvilken Retning kaldes Krystallens optiske Axe. Nogle Krystaller have en optisk Axe, andre have to.

Optisk enaxede Krystaller ere alle de, som høre til det tetragonale og det hexagonale Krystalsystem. Krystallerne af begge disse Systemer have en Hovedaxe, og den optiske Axe falder sammen med denne. De andre krystallografiske Axer, hvoraf der i det tetragonale System er to, i det hexagonale System tre, ligge i en paa Hovedaxen vinkelret Plan; de ere lige store indbyrdes, men forskellige fra Hovedaxen i Størrelse, og de dele Planen i lige store Vinkler (4 eller 6).

Til de optisk toaxede Krystaller høre alle de, hvis tre krystallografiske Axer ere ulige store, nemlig Krystallerne af det rhombiske, det monokliniske og det trikliniske System, og de optiske Axer falde her ikke sammen med nogen af de krystallografiske Axer. De rhombiske Krystaller have tre paa hverandre vinkelrette Axer, de monokliniske have en Symmetriaxe vinkelret paa to andre Axer, men disse dele Planen i ulige store Vinkler, og endelig ligge i de trikliniske Krystaller alle tre Axer skjævt mod hverandre.

Dobbeltbrydningen træder stærkest frem i Kalkspathen, hvor den først blev iagttaget af den danske Fysiker Rasmus Bartholin (1669). Kalkspathen, som hører til det hexagonale System, har Form af et Parallelopipedum, hvis Parallelogrammers stumpe Vinkler ere $101^{\circ} 55'$. Den krystallografiske Hovedaxe Ax gaar igjennem det Hjørne, som dannes af tre sammenstødende stumpe Vinkler, og den danner lige store Vinkler med de tre Sideflader.

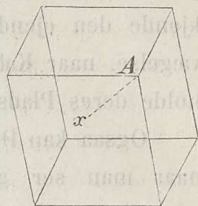


Fig. 45.

Den optiske Axe er enhver med Ax parallel Linie i Krystallen og enhver med Ax parallel Plan kaldes et Hovedsnit.

Lader man en Solstraale SA falde igjennem en lille Aabning A i en Skjærm paa en Kalkspathkrystal, ser man den træde ud som to Straaler BO og CE , begge parallelle med den indfaldende Straale. Omdrejes Krystallen om Indfaldsloddet, saa beholder den ene Straale BO sin Plads i Rummet uforandret, hvorimod den anden drejes rundt om BO . Er den indfaldende Straale vinkelret paa Fladen, saa gaar den første Straale ubrudt igjennem, medens den anden brydes i et Hovedsnit gjennem Indfaldsloddet. Man kalder Straalen ABO , der forholder sig, som om den var brudt i et isotropt Medium, den ordentlig brudte Straale og ACE den ejendommelig brudte Straale.

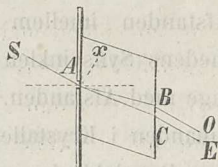


Fig. 46.

Samler man Solstraalerne ved en Linse saaledes, at der dannes et Solbillede i A , og bedækkes den anden Kalkspathflade ligeledes med en Skjærm med en lille Aabning B , saa ville af alle de Straaler, som nu i forskellige Retninger træde ind i Krystallen, kun

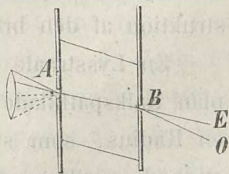


Fig. 47.

de, som ere gaaede igjennem den i Retningen AB , kunne træde ud af Krystallen, og de træde da ud som to divergerende Straaler BO og BE . Her kan man ligeledes kjende den ejendommelig brudte Straale BE paa dens Bevægelse, naar Kalkspathen omdrejes, medens Skjærmene beholde deres Plads.

Ogsaa kan Dobbeltbrydningen iagttages umiddelbart, f. Ex. naar man ser gjennem Krystallen paa Aabningen A , eller lægger den paa Bogstaverne i en Bog, der da ses dobbelte igjennem Krystallen. De to Straaler, som fra A naa til Øjet i B , ere gaaede igjennem de to Veje AOB og AEB , den ejendommelig brudte Straale fjærnest fra det stumpe Hjørne C . Rykkes det iagttagne Punkt A længere bort, saa bliver

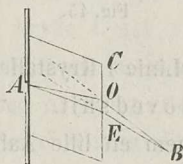


Fig. 48.

Afstanden imellem de to Billeder ikke kjendelig forandret, medens Synsvinklen OBE , hvorunder de ses, altsaa maa af- tage med Afstanden. De to Straaler komme derfor til at skjære hinanden i Krystallen.

Det lykkedes allerede Huyghens ved Hjælp af Bølge- teorien og en Mængde Forsøg at finde Lovene for denne dobbelte Brydning. Det viste sig, at Lyset i den ejendommelig brudte Straale maatte i Retning af Axen antages at have den samme Hastighed, som den ordentlig brudte, men i alle andre Retninger en større Hastighed, og den største vinkelret paa Axen. For denne Hastighed fandtes imidlertid en simpel Lov, idet den lod sig udtrykke som Radiusvektor i en fladtrykt Omdrejningsellipsoide om Krystallens Axe. Huyghens' Kon- struktion af den brudte Bølge var derfor følgende.

En Lysstraale SA falder fra et isotropt Medium paa en plan Kalkspathflade AB . Om A beskrives en Kugleflade med en Radius, som svarer til den ordentlig brudte Straales Ha- stighed, og den omtalte Omdrejningsellipsoide, hvis Axe falder sammen med Krystallens optiske Axe Ax . I Figuren er denne

ligheden lettere at løse, da Bølgenormalen AP i Krystallen altid ifølge Konstruktionen maa ligge i Indfaldsplanen, hvilket endog maa gjælde, hvorledes end Bølgefladen i Krystallen maatte være beskaffen.

Da den Huyghens'ske Konstruktion mere tjener til en anskuelig theoretisk Forklaring af Dobbeltbrydningen, end den er bekvem til praktisk Brug, vil jeg i det følgende benytte en anden Konstruktion, som er analog med den tidligere (S. 31) anvendte. I Fig. 49 er vinkelret paa AB draget Linien $B'CP'$ indtil Skjæring med Forlængelsen af Bølgenormalen AP . Det ses nu af Figuren, at man har

$$\frac{AB'}{AC} = \frac{AC}{AB} \text{ og } \frac{AP}{AB'} = \frac{AB}{AP'}.$$

Sættes AC , som svarer til Lysets Hastighed i det omgivende Medium, lig 1, saa erholdes heraf

$$AP' \cdot AP = 1.$$

Drages endvidere $P'E'$ vinkelret paa Forlængelsen af AE , saa er

$$\frac{AE}{AP} = \frac{AP'}{AE'}, \text{ altsaa } AE' \cdot AE = 1.$$

Disse Resultater ere uafhængige af Bølgefladens Form.

Punktet E hører her til en Ellipsoide, hvis Ligning vi kunne give Formen

$$\frac{u^2}{a^2} + \frac{v^2}{b^2} = \frac{1}{r^2},$$

idet u er Cosinus til den Vinkel, som Radiusvektor r danner med den optiske Axe, og v Sinus til den samme Vinkel. Punktet P , som er Begyndelsespunktets Projektion paa Ellipsoidens Tangentplan, hører til en Flade, hvis Ligning, beregnet ved analytisk Geometri, er

$$a^2 u^2 + b^2 v^2 = r^2.$$

Da nu AP' og AE' ere de reciproke Værdier af AP og AE , saa vil altsaa E' tilhøre Fladen

$$\frac{u^2}{a^2} + \frac{v^2}{b^2} = r^2,$$

og P' Omdrejningsellipsoiden

$$a^2 u^2 + b^2 v^2 = \frac{1}{r^2}.$$

Disse to Flader ere saaledes af samme Art som de to andre, men med de reciproke Konstanter, og en paa AE' normal Plan gennem E' maa være Tangentplan til Ellipsoiden og berøre denne i P' . Da a og b ere de ejendommelig brudte Lysstraalers Hastigheder i Retning af den optiske Axe og vinkelret derpaa, naar Hastigheden i det omgivende Medium sættes lig 1, saa kunne $\frac{1}{a}$ og $\frac{1}{b}$ betragtes som de relative Brydningsforhold for disse Lysstraaler i de samme to Retninger, og disse Brydningsforhold ere da den sidste Ellipsoids to Halvaxer.

Konstruktionen er nu følgende. Om A som Centrum beskrives en Kugleflade med Radius $AC = 1$, og en anden med

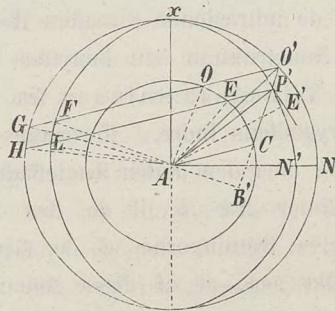


Fig. 50.

Radius $AN = n$, Brydningsforholdet for den ordentlig brudte Straale, samt en Omdrejningsellipsoide, hvis største Halvaxe er lig n og falder sammen med den optiske Axe Ax , og hvis mindste Halvaxe er $AN' = n'$, Brydningsforholdet for de ejendommelig brudte Straaler i Retningen vinkelret paa Ax . Man

drage nu AC i den indfaldende Straales Retning, og $B'CP'$ vinkelret paa den brydende Flade (svarende til $B'CP'$ i Fig. 49). Ere O' og P' denne Linies Skjæringer med den anden Kugleflade og Ellipsoiden, saa ville AO' og AP' være Retningerne af den brudte Bølgeflades Normaler, medens en paa Tangentplanen til P' dragen Normal AE' vil være Retningen af de ejendommelig brudte Straaler.

Længden af AP' er Krystallens ejendommelige Brydningsforhold i Retning af AP' . Ligesom i de isotrope Medier forholder dette Brydningsforhold sig omvendt som Lysets Hastighed i Retning af Bølgennormalen (AP , Fig. 49), og det forholder sig til det omgivende Mediums Brydningsforhold (AC) ligesom Sinus af Indfaldsvinklen ($\angle ACB'$) til Sinus af Brydningsvinklen ($\angle AP'C$), idet denne sidste regnes efter den Vinkel, som Bølgennormalen danner med Indfaldsloppet.

Vil man endvidere bestemme Retningerne af de brudte Straaler, efter at de atter ere traadte ud af Krystallen, saa drages Linierne $O'O$ og $P'E$ i Retning af den anden brydende Flades Normal til Skjæring med den første Kugleflade; AO og AE ville da være de udtredende Straalers Retninger.

Den samme Konstruktion kan benyttes til Bestemmelsen af de to Straalers Tilbagekastninger fra den anden brydende Flade til Krystallens Indre. Forlænges nemlig $O'O$ og $P'E$ indtil Skjæring med den anden Kugleflade og Ellipsoiden, saa ville rette Linier fra A til de fire Skjæringspunkter F, G, H, L angive Retningerne af de fire tilbagekastede Bølgennormaler. Det ses, at af disse følger kun den ene, nemlig AL , den sædvanlige Lov for Tilbagekastningen. Naar de to Linier $O'G$ og $P'H$ ikke skjære den indre Kugleflade, saa er Tilbagekastningen fuldstændig for begge Straaler. Ogsaa kan det hændes, at den ene af de to Linier skjærer den indre Kugleflade, den anden ikke, og Tilbagekastningen er da alene fuldstændig for den ene af de to Straaler, nemlig for den ordentlig brudte.

Enhver af de to Straaler i Krystallen træder kun som en enkelt Straale ud af Krystallen. Hvis man derimod, saaledes som i et tidligere (Fig. 47) omtalt Forsøg, lader begge Slags Straaler gaa igjennem Krystallen i samme Retning, saaledes at de forenes til en Straale med to Bølgennormaler, saa træde de i to forskellige Retninger ud af Krystallen.

Om Rigtigheden af de angivne Love for Dobbeltbrydningen i Kalkspath har man overbevist sig ved mangfoldige Maalinger. Naar man ved Gjennemskjæring, Slibning og Polering har til-dannet Kalkspathen i Form af et Prisme, kan man paa sædvanlig Maade bestemme Brydningsforholdene for den ordentlig brudte Straale, og man finder da de samme Tal, hvorledes end Axen ligger i Prismet. Lader man Prismets brydende Kant være vinkelret paa Axen (saaledes som det i Tegningen Fig. 50 er forudsat), og bestemmes Prismets brydende Kant ($\angle CP'E$), Indfaldsvinklen ($\angle ACB'$) for de vinkelret paa den brydende Kant indfaldende Straaler, og Afvigningerne ($\angle CAE$ og $\angle CAO$) for de udtrædende Straaler, saa kan man ved Konstruktion bestemme de to Punkter P' og O' , og ved at forandre Indfaldsvinklen kan man finde en hel Række saadanne Punkter. Man vilde saaledes kunne overbevise sig om, at Punkterne P' tilhøre en Ellipse og Punkterne O' en Cirkel, og man vilde tillige kunne bestemme Størrelsen af Ellipsens Halv-axer (n og n') og Cirkelns Radius (n).

Nøjagtigere bestemmes imidlertid disse to Brydningsforhold, naar Prismet tildannes saaledes, at Axen er parallel med den brydende Kant. Naar de indfaldende Straaler da ere vinkelrette paa den brydende Kant, saa ere begge de brudte Straaler altid vinkelrette paa Axen, og deres Brydningsforhold ere da de konstante Tal n og n' , der kunne bestemmes paa sædvanlig Maade, f. Ex. af den brydende Vinkel og Afvigningerne, naar Prismet er i sin Hovedstilling ved den iagttagne Straale og Farve. Paa denne Maade fandt Rudberg Brydningsforholdene

for rødt Lys (den Fraunhoferske Linie *B*) for den ordentlig og den ejendommelig brudte Straale

$$n = 1,65308, \quad n' = 1,48391,$$

og for violet Lys (Linien *H*)

$$n = 1,68330, \quad n' = 1,49780.$$

Det ses heraf, at saavel Brydningen som Farvespredningen er ikke lidet større for de ordentlig end for de ejendommelig brudte Straaler.

I Bjergkrystal (Kvarts), der hører til det samme Krystalsystem, er Dobbeltbrydningen langt svagere. Ved lignende Forsøg som med Kalspath fandt Rudberg Brydningsforholdene for den ordentlig og den ejendommelig brudte Straale for Linien *B*

$$n = 1,54090, \quad n' = 1,54990,$$

og for Linien *H*

$$n = 1,55817, \quad n' = 1,56772.$$

Her er altsaa for den samme Farve den ejendommelig brudte Straales Brydningsforhold det største. Man kalder de optisk enaxede Krystaller, hvor dette er Tilfældet, positive, og dem, der som Kalkspathen bryde den ordentlige Straale stærkest, negative. Begge Slags findes i begge Krystalsystemer.

Dobbeltbrydningen i de optisk toaxede Krystaller følger mere sammensatte Love, som først opdagedes af Fresnel (1821). Den Stadfæstelse, som navnlig senere Forsøg bragte af de Fresnel'ske Resultater, var den væsentlige Grund til at den Theori, hvorfra Fresnel var gaaet ud i sine Beregninger, nemlig Elasticitetstheorien, hurtig vandt Fodfæste og blev antaget af alle Fysikere. Vi ville imidlertid her, i Steden for at gaa ind paa denne Theori, vælge en mere empirisk Vej.

Rudberg bestemte Brydningen i to til det rhombiske System hørende Krystaller, Arragonit og Topas, idet han tildannede tre Prismes af enhver af dem saaledes, at Prismernes

brydende Kanter vare parallelle med enhver af Krystallens tre Axer. I alle disse Prismer fandtes for en vinkelret paa den brydende Kant indfaldende Straale en ordentlig og en ejendommelig brudt Straale. Brydningsforholdet for den ordentlig brudte Straale var forskjelligt i alle tre Prismer af den samme Krystal. Saaledes fandtes f. Ex. for *B*-Linien de tre Brydningsforhold i

Arragonit: $\alpha = 1,68061$, $\beta = 1,67631$, $\gamma = 1,52749$,

Topas: $\alpha = 1,61791$, $\beta = 1,61049$, $\gamma = 1,60840$.

De reciproke Værdier af de tre Hovedbrydningsforhold α , β , γ ville vi betegne henholdsvis ved a , b , c , der altsaa svare til Lysets Hastighed i de vinkelret paa de tre Axer ordentlig brudte Straaler. For den ejendommelig brudte Straale i ethvert af de tre Hovedsnit fandtes, at Hastigheden kunde bestemmes som Radiusvektor i en Ellipsoide, hvis Halvaxer svarede til Hastighederne af den ordentlig brudte Straale i de to andre Hovedsnit. Hosstaaende

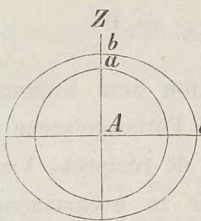


Fig. 51.

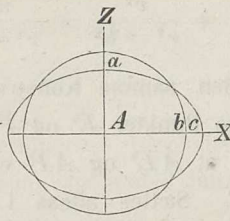


Fig. 52.

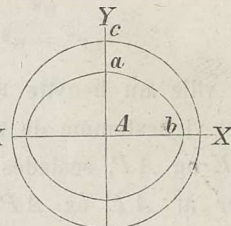


Fig. 53.

Figurer vise i Henhold hertil Bølgefladens Skjæringer med de tre Hovedsnit, idet $Aa = a$, $Ab = b$ og $Ac = c$. Analytisk ere Kurverne i disse tre Snit bestemte ved

$$\begin{aligned} y^2 + z^2 &= a^2, & b^2 y^2 + c^2 z^2 &= b^2 c^2, & (x = 0), \\ x^2 + z^2 &= b^2, & a^2 x^2 + c^2 z^2 &= a^2 c^2, & (y = 0), \\ x^2 + y^2 &= c^2, & a^2 x^2 + b^2 y^2 &= a^2 b^2, & (z = 0). \end{aligned}$$

Tillige viser Bølgefladen sig at være symmetrisk med Hensyn til de tre Hovedsnit. Den simpleste Form for denne

Flade vilde være en Flade af fjerde Orden, og forudsættes det, at Fladen har denne Form, vil det være let at bestemme alle Koefficienter i Fladens Ligning ved Hjælp af de givne Betingelser. Betegnes Cosinus til de Vinkler, som Radiusvektor r danner med enhver af de tre Koordinataxer, ved u, v, w , vil man da uden Vanskelighed finde, at Bølgefladens Ligning kan gives Formen

$$\frac{a^2 u^2}{r^2 - a^2} + \frac{b^2 v^2}{r^2 - b^2} + \frac{c^2 w^2}{r^2 - c^2} = 0,$$

hvilket er det samme som det af Fresnel fundne Udtryk.

Naar Bølgefladen er bekendt, kan Lysets Brydning i Krystallen bestemmes ved den Huyghens'ske Konstruktion. Betegnes ligesom tidligere (Fig. 49) en af de brudte Straaler ved AE og Normalen til dens Bølgeflades Tangentplan ved AP , saa vil Punktet E tilhøre Bølgefladen, medens P tilhører en anden Flade, hvis Ligning, som først findes ved en temmelig vidtløftig Beregning, er

$$\frac{u^2}{r^2 - a^2} + \frac{v^2}{r^2 - b^2} + \frac{w^2}{r^2 - c^2} = 0.$$

Vi ville nu benytte den samme Konstruktion som tidligere, idet vi bestemme de to Punkter E' og P' i Forlængelserne af AE og AP , saaledes at AE' og AP' ere de reciproke Værdier af AE og AP . Sættes altsaa i de to ovenstaaende Ligninger $\frac{1}{r}$ i Steden for r og sættes tillige $\frac{1}{a} = \alpha$, $\frac{1}{b} = \beta$ og $\frac{1}{c} = \gamma$, saa findes af Bølgefladens Ligning

$$\frac{u^2}{r^2 - \alpha^2} + \frac{v^2}{r^2 - \beta^2} + \frac{w^2}{r^2 - \gamma^2} = 0$$

som den Flade, hvortil E' hører, medens den anden Ligning giver

$$\frac{a^2 u^2}{r^2 - \alpha^2} + \frac{\beta^2 v^2}{r^2 - \beta^2} + \frac{\gamma^2 w^2}{r^2 - \gamma^2} = 0$$

som Fladen, hvortil Punktet P' hører.

Disse to Flader ere altsaa ganske af samme Art som de to andre, men med de reciproke Konstanter, hvorfor vi for Kortheds Skyld ville kalde den sidste Flade den reciproke Bølgeflade. Heraf følger tillige, at en paa AE' normal Plan gennem E' vil være Tangentplan til P' i den reciproke Bølgeflade.

Konstruktionen af de brudte Straalers og Bølgenormalers Retninger kan nu udføres paa samme Maade som ved de optisk enaxede Krystaller (Fig. 50), kun med den Forskel, at den reciproke Bølgeflade her træder i Steden for Kuglefladen og Ellipsoiden. Naar saaledes en Lysstraale AC brydes i en Krystal, hvis Overflades Normal $CP'P''$ skjærer den reciproke Bølgeflade i de to Punkter P' og P'' , saa ville AP' og AP'' være Bølgenormalernes to Retninger i Krystallen, medens to Normaler fra A til Tangentplanerne igjennem P' og P'' ville angive de to brudte Straalers Retninger. Ligeledes kan Konstruktionen af Brydningen i et Prisme og af den indre Tilbagekastning her udføres ganske paa samme Maade som før.

I Figuren er kun fremstillet det mest karakteristiske Hovedsnit i Fladen, nemlig det, som indeholder Fladens 4 singulære Punkter. Her er $A\alpha = \alpha$, $A\beta = AQ = \beta$ og $A\gamma = \gamma$. Naar den indfaldende Lysstraale AC brydes i en Flade, hvis Normal i Konstruktionen netop vil træffe et af de singulære Punkter Q , saa vil den brudte Bølges Normal ikke faa to Retninger, men kun en, nemlig Retningen AQ . Linierne AQ og AQ' angive altsaa Retningerne af Krystallens optiske Axer, ifølge disses Definition (Side 94).

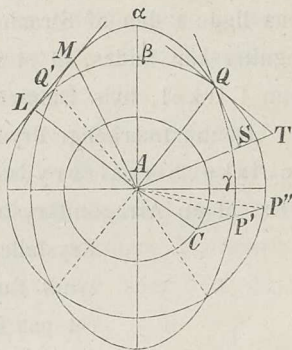


Fig. 54.

Søger man endvidere ved Konstruktion at bestemme Retningen af de i det sidst betragtede Tilfælde brudte Straaler, saa har man altsaa først at lægge en Tangentplan til Fladen i Q . Men det viser sig, at Fladen i dette singulære Punkt ikke har en enkelt Tangentplau, men en hel Række, som indhülle en Kegleflade, hvorefter følger, at Lysstrålerne AS , hvis Retninger skulle være normale paa Tangentplanerne, selv komme til at danne en Kegleflade, som skjærer den tangerende Kegel under rette Vinkler. Det ses let, at Axen AQ , som er vinkelret paa Tangenten igjennem Q til Cirklen $\beta QP''$, selv maa ligge i den af Straalerne dannede Kegleflade, og ved Beregning kan findes, at et Snit vinkelret paa AQ skjærer Keglen i en Cirkel, hvis Diameter for Snittet gennem Q er QT .

Denne mærkelige Brydning af Straalerne kaldes den indre koniske Straalebrydning. Man kan paavise denne ved f. Ex. af en Arragonitkrystal at udskjære en Plade vinkelret paa

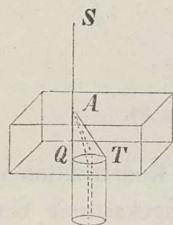


Fig. 55.

Krystallens optiske Axe. Lader man nu et tyndt Bundt af Lysstråler SA falde vinkelret paa Pladen, saa træde de ud af Pladen i en cirkelformig Lysring QT og gaa videre i den indfaldende Straales Retning som en indvendig mørk Straalecylinder. Lysringens Diameter QT er proportional med Pladens Tykkelse; i Reglen er den saa lille, at den maa iagttages med en Lupe. Man kan an-

bringe denne Lupe i den ene Ende af et lille Rør, hvis anden Ende er lukket med et Stanniolblad med en Mængde meget fine Aabninger. Sættes nu Krystalpladen ind i Røret vinkelret paa Rørets Axe, vil man gennem Lupen let finde et af Hullet, hvis Billede viser sig som en Lysring.

Endnu bedre end Arragonit kan man benytte Krystaller af Sukker, dobbelt chromsurt Kali eller Vinsyre.

Ligesom der til den samme Retning af Bølgennormalen kan svare flere Lysstråler, saaledes kan der til den samme Lys-

straale svare flere Bølgennormaler. I Fig. 54 er der vinkelret paa det fremstillede Hovedsnit lagt en fælles Tangentplan til de to Punkter L og M . Til de to Bølgennormaler AL og AM vil her svare den enkelte Lysstraale AL , som er vinkelret paa Tangentplanen. Men den samme Tangentplan rører ikke alene Fladen i de to Punkter, men i en Linie, og Beregningen viser, at denne Linie er en Cirkel. Altsaa ville i den enkelte Lysstraale AL Bølgennormalerne danne en Kegleflade, hvis Skjæring med en paa Lysstraalen vinkelret Plan er en Cirkel. Denne Lysstraale maa, naar den skal indeholde alle disse Bølgennormaler, være frembragt ved en indfaldende konvergerende Straalekegle, og den vil atter træde ud af Krystallen som en indvendig mørk divergerende Straalekegle.

Man kalder denne Brydning den ydre koniske Straalebrydning. Den kan paavises med den ovenfor omtalte Arragonitplade, idet man samler Lysstraalerne fra en Lysgiver til et Billede i Pladens Overflade, hvor det nærmere begrænses ved et Stanniolblad med en fin Aabning A , og lader de brudte Straaler træde ud igjennem en fin Aabning L i et Stanniolblad paa Pladens anden Side. Ved at forskyde dette Stanniolblad kan man da opsøge det Sted, hvor Aabningen maa være anbragt for at de udtrædende Straaler kunne danne den hule Straalekegle. Projiceres denne paa en Skjærm, ses her en Lysring, hvis Dimensjoner voxe med Skjærmens Afstand fra Pladen.

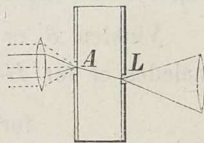


Fig. 56.

Den koniske Straalebrydning opdagedes af Hamilton ved Beregning af den Fresnel'ske Bølgeflade, og blev derefter ved Forsøg paavist af Lloyd. Den nøje Overensstemmelse af disse Forsøg med Beregningen stadfæster i høj Grad Rigtigheden af den af Fresnel fundne Form for Bølgefladen.

Den her angivne Konstruktion lader sig ogsaa benytte

ved numeriske Beregninger. Betegnes den Vinkel, som den optiske Axe danner med Axen $A\alpha$ (Fig. 54), ved θ , saa er

$$\frac{\cos^2 \theta}{a^2} + \frac{\sin^2 \theta}{r^2} = \frac{1}{r^2} = \frac{1}{\beta^2},$$

hvoraf følger

$$\cos \theta = \frac{a}{\beta} \sqrt{\frac{\beta^2 - r^2}{a^2 - r^2}}.$$

Saaledes findes af de ovenfor angivne Brydningsforhold for rødt Lys (B -Linien)

$$\text{for Arragonit: } \theta = 17^\circ 58' 22''$$

$$\text{for Topas: } \theta = 56^\circ 7' 20''.$$

I den første ligger den optiske Axe nærmest Axen $A\alpha$, i Topasen derimod nærmest Axen $A\gamma$. Krystaller af den første Art kaldes negative, de andre positive.

Ligeledes beregnes uden Vanskelighed f. Ex. Topvinklen QAS i Straalekeglen ved den indre koniske Straalebrydning. Man finder denne Vinkel for Arragonit lig $1^\circ 51' 3''$, og for Topas kun $0^\circ 16' 46''$, begge Vinkler svarende til rødt Lys.

Vinklen θ er for de forskjellige Farver lidt forskjellig, saaledes er for H -Linien

$$\text{for Arragonit: } \theta = 18^\circ 26' 52'',$$

$$\text{for Topas: } \theta = 55^\circ 11' 0''.$$

Bølgefladens Axer falde for alle Farver i de rhombiske Krystaller sammen med Krystalaxerne, og i de monokliniske Krystaller falder den ene af Bølgefladens Axer i Krystallens Symmetriaxe. Derimod staa i de trikliniske Krystaller Bølgefladens Axer ikke i nogen bekjendt Forbindelse med Krystalaxerne, og de forandre sig med Farven.

Lysets Polarisation. Allerede Huyghens havde bemærket, at medens en almindelig Lysstraale ved Gjennemgangen gennem en Kalkspath delte sig i to Straaler med (omtrent) lige Lys-

mængder eller Intensiteter, saa forholdt derimod disse Straaler sig paa en anden Maade, naar de paa ny gik igjennem en Kalkspath, idet enhver af dem i Almindelighed bleve adskilte i to Straaler med ulige Intensiteter. Længe bleve Iagttagelserne staaende herved, indtil endelig den franske Fysiker Malus (1810) dels ved fotometriske Maalinger bestemte Loven for Forholdet imellem disse ulige Intensiteter, dels udvidede Erfaringskredsen ved den vigtige Opdagelse, at Lysstraalerne paa lignende Maade bleve modificerede af alle gjennemsigtige Legemer ved Tilbagekastning og Brydning. Malus, som gik ud fra Emissionstheorien, antog, at Lysdelene i de saaledes modificerede Straaler vare orienterede i bestemte Retninger. Denne Orientering kaldte han Polarisation og Straalerne kaldtes polariserede.

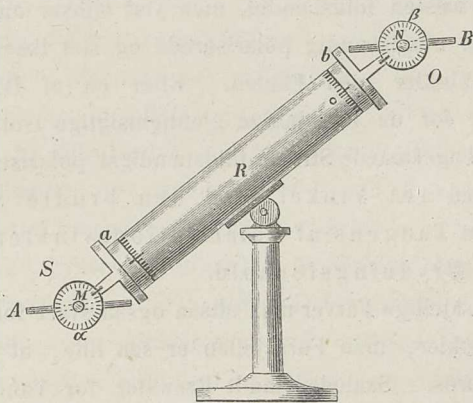


Fig. 57.

Polarisationen ved Tilbagekastning kan nærmere undersøges paa følgende Maade. Man lader Dagslyset falde paa en Plade af sort eller af sædvanligt, paa Bagsiden sværtet, Glas *A*, hvorfra det kastes tilbage gennem Røret *R*. Efter at have passeret en Blænding i Røret, falder Lyset paa en anden lignende Glasplade *B* og kastes herfra tilbage til Øjet *O*. Begge Spejlene kunne omdrejes om Axerne *M* og *N* og indstilles ved

Delekredsene α og β , ligesom de ogsaa, befæstede til Ringene a og b , kunne omdrejes om Rørets Axe. Indstilles nu først Spejlene parallelle som i Figuren, og omdrejes dernæst Spejlet B om Rørets Axe, vil man se Spejlbilledet tabe i Klarhed, indtil det ved en Omdrejning af 90° viser sig mørkest, hvorpaa det atter bliver lysere, indtil Omdrejningen er naaet til 180° , ved hvilken Vinkel Billedet har naaet sin første Klarhed. Ved samme Indfaldsvinkel vil Spejlet B altsaa kaste mindst af Lyset tilbage, naar dets Indfaldsplan danner en ret Vinkel med det første Spejls Indfaldsplan, og er Indfaldsvinklen for begge Spejle omtrent 57° , vil der næsten intet Lys kastes tilbage fra B . Denne Indfaldsvinkel kaldes Polarisationsvinklen og det første Spejls Indfaldsplan Polarisationsplanen.

Ved Polarisationsvinklen ville saaledes de tilbagekastede Straaler være næsten fuldstændig, men ved enhver anden Indfaldsvinkel kun ufuldstændig polariserede og slet ikke, hvis de danne rette Vinkler med Fladen. Efter en af Brewster fundet Lov er for de forskellige gjennemsigtige isotrope Legemer den tilbagekastede Straale fuldstændigst polariseret, naar den danner en ret Vinkel med den brudte Straale. Heraf følger, at Tangens af Polarisationsvinklen er lig det relative Brydningsforhold.

Til de forskellige Farver maa altsaa ogsaa svare forskellige Polarisationsvinkler, men Forskjellen er saa lille, at den kun netop kan spores. Saaledes fandt Brewster for Vand Polarisationsvinklerne $53^\circ 4'$ for rødt Lys og $53^\circ 19'$ for violet, og for Crownglas henholdsvis $56^\circ 34'$ og $56^\circ 55'$.

Ogsaa det brudte Lys viser sig polariseret, men altid kun ufuldstændig, og Polarisationsplanen er her vinkelret paa Indfaldsplanen. Det er imidlertid altid muligt, naar man ved Tilbagekastning eller Brydning har erholdt ufuldstændig polariseret Lys, at faa det næsten fuldstændig polariseret ved at lade den samme Tilbagekastning eller Brydning gjentage sig flere Gange. Lader man saaledes Lys under en Indfaldsvinkel,

der omtrent svarer til Polarisationsvinklen, gaa igjennem en Søjle af 10 til 15 Glas- eller Glimmerplader, viser det sig saa godt som fuldstændig polariseret.

Betragte vi Lyset som en Bølgebevægelse, saa er det indlysende, at denne maa være af en anden Art end Bølgebevægelsen i de elastisk-flydende Legemer, da der her intet findes, som svarer til Polarisationen. Denne lader sig kun forklare ved at antage, at Lyssvingningerne i de isotrope Medier ere transversale eller vinkelrette paa Lysstraalen, og da alt Lys lader sig polarisere, findes der overhovedet ikke Lys med Svingninger i Straalens Retning. Medens Svingningerne i det naturlige, det vil sige upolariserede Lys, gaa til alle Sider, saa indeholder derimod den fuldstændig polariserede Straale kun Svingninger i en bestemt Retning. Svingningerne ere altsaa her «plansatte» og ligge alle i en bestemt Plan gjennem Lysstraalen, Svingningsplanen.

Svingningsplanen i det plansatte Lys maa antages enten at falde sammen med Polarisationsplanen eller at være vinkelret derpaa. Vi ville med Fresnel antage det sidste, nemlig at de to Planer ere vinkelrette paa hinanden, skjønt Spørgsmaalet næppe endnu kan betragtes som fuldstændig afgjort. Ved Lysets Brydning og Tilbagekastning tænke vi os altsaa Lyssvingningerne opløste i Svingninger, som ligge i Indfaldsplanen og vinkelret derpaa. Disse sidste kastes da fortrinsvis tilbage, især naar Indfaldsvinklen nærmer sig Polarisationsvinklen, medens den brudte Straale indeholder mest af Svingninger i Indfaldsplanen. Blive begge Straaler atter forenede, saa danne de, hvad ogsaa Arago har vist ved Forsøg, atter naturligt (upolariseret) Lys.

De to Straaler, hvori en Lysstraale adskilles ved Dobbeltbrydningen i en Krystal, ere altid fuldstændig plansatte. Beliggenheden af Svingningsplanen i en Lysstraale, som gaar igjennem en Krystal i en given Retning, lader sig bestemme, naar Krystallen tildannes saaledes, at Straalen kan træde ubrudt

ud af Krystallen, da i saa Tilfælde Straalens Svingningsplan i Krystallen utvivlsomt maa være den samme som den, man finder for den udtrædende Straale. Forsøg herover have givet det meget simple Resultat, at Svingningerne i en Krystal altid ligge i en Plan gennem Lysstraalen og den tilhørende Bølgenormal. Denne Plan lader sig da bestemme ved den tidligere angivne Konstruktion (Figg. 50 og 54). Derimod lader det sig næppe afgjøre ved Forsøg, om Svingningerne selv ligge i Bølgefladen og altsaa ere vinkelrette paa Bølgenormalen (Fresnels Antagelse), eller om det er med Lysstraalen, at de danne en ret Vinkel.

I det Tilfælde, at Bølgenormalen falder sammen med Lysstraalen, kan den angivne Lov ikke benyttes til Bestemmelse af Svingningsplanen. Tænke vi os naturligt Lys fra et fjærnt Straalepunkt falde vinkelret paa en plan Krystallflade, saa er Bølgefladen en med denne Overflade parallel Plan, som ogsaa i Krystallen beholder sin Retning uforandret, men Svingningerne komme i Krystallen til at ligge i to bestemte Svingningsplaner, og de to Slags Svingninger forplante sig videre med forskellige Hastigheder. Disse to Svingningsplaner ere altid vinkelrette paa hinanden, hvorefter følger, at det vil være tilstrækkeligt at bestemme Svingningsplanen ved den ovenfor angivne Lov i den ene af de to Bølger, idet den da i den anden Bølge vil være vinkelret paa den fundne Svingningsplan. Saaledes er i de optisk enaxede Krystaller en Plan gennem en ejendommelig brudt Straale og dens Bølgenormal et Hovedsnit, altsaa ligger Svingningsplanen her i et Hovedsnit, hvorefter videre kan sluttes, at Svingningsplanen i den ordentlig brudte Straale maa være vinkelret paa et Hovedsnit gennem Straalen. Svingningerne selv i den ordentlig brudte Straale maa saaledes antages altid at være vinkelrette paa Krystallens optiske Axe.

Ved den indre koniske Straalebrydning maa Svingningsplanerne i enhver af Lysstraalerne gaa igennem Straalen og

den fælles Bølgenormal (AQ , Fig. 54), og hvor disse to falde sammen (i AQ), kommer Svingningsplanen til at tangere Straalekeglen. Gjennemgaar man altsaa efterhaanden de forskellige Punkter i Lysringen QT (Fig. 58), vil Svingningsplanen omdrejes med den halve Vinkelhastighed. Ganske det tilsvarende finder Sted ved den ydre koniske Straalebrydning.

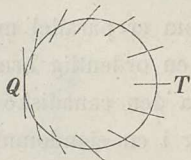


Fig. 58.

Da Lyset ved Dobbeltbrydningen bliver fuldstændig plansat, benyttes Krystaller ofte med Fordel baade som Polarisatorer til at plansætte naturligt Lys og som Polariskoper til at iagttage og analysere det plansatte Lys. Det akromatiske Kalkspathprisme er et retvinklet Prisme K af Kalkspath, hvis brydende Kant er parallel med Krystalaxen, sammensat med et tilsvarende og modvendt Prisme G af Glas. De to Prismer ere forenede ved canadisk Balsam. De ejendommelig brudte Straaler ville gaa næsten ubrudte og ufarvede igjennem dette Dobbeltprisme, hvorimod de ordentlig brudte Straaler komme til at afvige noget til Siden.

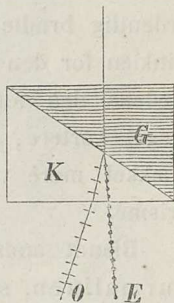


Fig. 59.

I Sénarmont's Dobbeltprisme er der i Steden for Glasprismet et andet Prisme af Kalkspath, hvis Axe ligger i den indfaldende Straales Retning. Her gaar den ordentlig brudte Straale fuldstændig ubrudt og ufarvet igjennem.

En meget stor Anvendelse har det Nicol'ske Prisme. Det tildannes af en lang Kalkspathkrystal, hvis naturlige Endeflader tilslibes saaledes, at de nye Flader danne en lidt mindre Vinkel (68° i Steden for 71°) med Krystallens

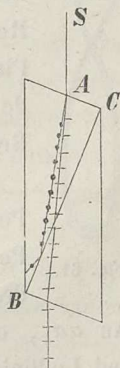


Fig. 60.

Længderetning. Derefter gennemskjæres Krystallen ved et Snit BC vinkelret paa de to Endeflader, Fladerne poleres og sættes atter sammen ved canadisk Balsam. En Lysstraale SA som er parallel med Prismets Længderetning, vil her dele sig i en ordentlig brudt Straale, som kastes fuldstændig tilbage fra den canadiske Balsam, hvis Brydningsforhold kun er 1,54, og i en ejendommelig brudt Straale, som for Størstedelen gaar igjennem Prismet.

I Foucault's Prisme beholdes Kalkspathens naturlige Flader, Snittet AC lægges under en Vinkel af 51° med Endefladerne, og de to Stykker ere ikke sammenføjede med canadisk Balsam, men adskilte ved en Lufthinde. Her vil ligeledes den ordentlig brudte Straale blive fuldstændig tilbagekastet, idet Vinklen for den fuldstændige Tilbagekastning nu kun er 37° , medens den før var 68° . Dette Prisme kan altsaa gjøres meget kortere, men den gennemgaaende Straale bliver her svækket mere ved Tilbagekastningen end i det foregaaende Prisme.

Blandt andre optisk enaxede Krystaller benyttes ogsaa Turmalinen, som har den Egenskab at absorbere de ordentlig brudte Straaler. Man benytter den i Form af en parallel med Axen sleben Plade, der altsaa kun gennemlader de Lysstraaler, hvis Svingninger gaa i Axens Retning. Turmalintangen bestaar af saadanne to Plader, indfattede ved Korkskiver i to Ringe, hvori de kunne omdrejes, og som ere forbundne ved en Bøjle eller Tang.



Fig. 61.

Et andet Polarisationsapparat med Polarisator og Polariskop i Forening er det Nørremberg'ske. Polarisatoren er her en plan Glasplade A , som kan drejes om en til Støtterne MM_1 befæstet vandret Axe aa_1 , og som indstilles under en Vinkel af omtrent 33° med Lodlinien. Polariskopet, f. Ex. et Nicols Prisme, anbringes i O paa en Delekreds, og i B er et Bord af Spejlglas, hvor-

paa man kan lægge Legemer, som man vil undersøge i gennemgaaende plansat Lys. Den Del af Himmellyset, man vil kunne se fra O , falder i Retningen HA paa den polariserende Glasplade A og kastes herfra tilbage nedad til det horisontale belagte Spejl S , hvorfra det atter kastes tilbage opad i Retningen ABO . En Del af Lyset tabes vel ved paa ny at træffe Pladen A , men den største Del (omtrent 72 Procent) gaar dog igjennem denne Plade.

Omdrejer man Polariskopet eller «Okularet» i et Polarisationsapparat, saa ser man Intensiteten af de gennem Okularet iagttagne Straaler eller, hvad der er det samme, den tilsyneladende Klarhed af det iagttagne Felt forandre sig, saaledes at alle Overgange fra Mørke til Maximum af Lys gennemløbes under en Omdrejning af 90° . Lad Polarisatoren have plansat en Lysstraale i en Svingningsplan, som danner en Vinkel eller et «Azimuth» α med en given Plan gennem Straalen, medens Polariskopet kun gennemlader Svingninger, som ligge i en Plan, hvis Azimuth er β , saa maa Polariskopet have opløst den indfaldende Straales Svingninger i to Komposanter, hvis Størrelser ere proportionale med $\cos(\alpha - \beta)$ og $\sin(\alpha - \beta)$, og af disse forsvinder den sidste for iagttagelsen. Amplituden af Svingningerne i den gennem Polariskopet gaaede Lysstraale

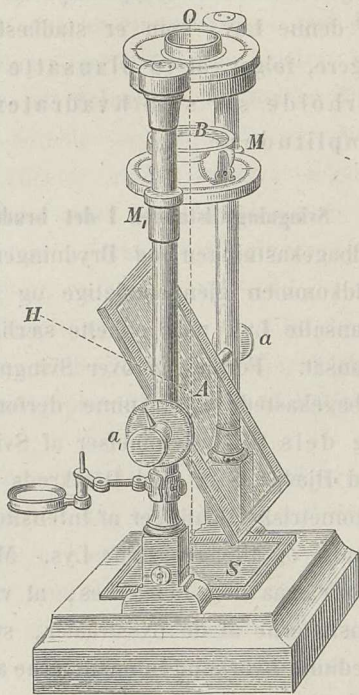


Fig. 62.

vil altsaa være proportional med $\cos(\alpha - \beta)$. Nu fandt Malus ved fotometriske Maalinger, at Intensiteten af det i det betragtede Tilfælde iagttagne Lys var proportional med $\cos^2(\alpha - \beta)$. Af denne Lov, som er stadfæstet ved Forsøg af andre iagttagere, følger, at to plansatte Lysstraalers Intensiteter forholde sig som Kvadraterne af deres Svingningsamplituder.

Svingningstilstanden i det brudte og tilbagekastede Lys. Efter Tilbagekastningen og Brydningen i Grænsefladen mellem to fuldkommen gjennemsigtige og isotrope Medier vedbliver det plansatte Lys, naar enkelte særlige Tilfælde undtages, at være plansat. Forsøgene over Svingningstilstanden i det brudte og tilbagekastede Lys kunne derfor i Almindelighed indskrænke sig dels til Bestemmelser af Svingningsplanernes Beliggenhed ved Hjælp af et med Delekreds forsynet Polariskop, dels til fotometriske Maalinger af Intensitetsforholdene i det indfaldende, brudte og tilbagekastede Lys. Med Hensyn til de sidste Maalinger maa dog bemærkes, at vi kun kunne sammenligne Intensiteterne af de Lysstraaler, som befinde sig i det samme Medium, hvorimod Intensiteterne af det brudte og det indfaldende Lys ikke umiddelbart lade sig sammenligne med hinanden.

Allerede i 1815 havde Brewster udført en Række Forsøg over Polarisationen af det tilbagekastede Lys, hvorved han havde fundet den tidligere (Side 110) omtalte Lov for Polarisationsvinklen, men først Fresnel lykkedes det (1823) ad theoretisk Vej at finde den almindelige for alle Indfaldsvinkler gjældende Lov, hvis Rigtighed bekræftedes ved en Række Forsøg af Arago og Brewster over Svingningsplanens Drejning ved Tilbagekastningen af plansat Lys. Den første undersøgte Tilbagekastningen fra Glas og Vand, den sidste Tilbagekastningen fra Glas og Diamant. Den fundne Lov lader sig simplest udtrykke saaledes, at Svingningsplanerne i den indfaldende og den tilbagekastede Straale ere paral-

lele med Svingningsretningen i den brudte Straale. Herunder er som særligt Tilfælde indbefattet Brewsters Lov, at naturligt Lys tilbagekastes plansat vinkelret paa Indfaldsplanen, naar den tilbagekastede Straale danner en ret Vinkel med den brudte Straale, idet nemlig Svingningerne i denne sidste i alle Tilfælde maa være vinkelrette paa Straalen, hvorfor en Plan gennem den tilbagekastede Straale og parallel med disse Svingninger i det betragtede Tilfælde altid maa blive vinkelret paa den brudte Straale og altsaa ogsaa paa Indfaldsplanen.

Analytisk er den nævnte Lov udtrykt ved Ligningerne

$$\operatorname{tg} \alpha_1 = \operatorname{tg} \alpha' \cdot \cos (i + i_1) = \operatorname{tg} \alpha \cdot \cos (i - i_1), \quad (1)$$

hvor i er Indfaldsvinklen, i_1 Brydningsvinklen og α , α' og α_1 henholdsvis de Vinkler, som den indfaldende, den tilbagekastede og den brudte Straales Svingningsplaner danne med Indfaldsplanen.

Fotometriske Maalinger have vel været udførte af Arago og E. F. Desains, men der savnes dog tilstrækkelig omfattende og nøjagtige Maalinger, som i Forbindelse med den nylig omtalte Lov af Malus skulde kunne lede til Bestemmelse af Loven for Amplitudernes Størrelse. Vi maa derfor indskrænke os til at gaa ud fra en af Fresnel fremsat og theoretisk begrundet Hypothese, som de nævnte Forsøg til en vis Grad have stadfæstet, nemlig at Projektionen paa den brydende Flade af de Svingninger i denne Grænseflade, som tilhøre den brudte Straale, er lig Summen af Projektionerne af de Svingninger i den samme Grænseflade, som tilhøre den indfaldende og den tilbagekastede Straale. Denne Hypothese er netop tilstrækkelig til i Forbindelse med den i Ligningerne (1) udtrykte Erfaringslov at bestemme Amplitudernes Størrelse.

Betegnes nemlig for den indfaldende, tilbagekastede og brudte Straale Amplitudernes Projektioner paa Indfaldsplanen henholdsvis ved A , A' og A_1 , og deres derpaa vinkelrette Projektioner ved B , B' og B_1 , saa giver den Fresnelske Hypothese de to Ligninger

$$A \cos i + A' \cos i = A_1 \cos i_1 \quad \text{og} \quad B + B' = B_1, \quad (2)$$

medens Ligning (1) forandres til

$$\frac{B_1}{A_1} = \frac{B'}{A'} \cos (i + i_1) = \frac{B}{A} \cos (i - i_1).$$

Af disse fire Ligninger erhoides

$$\begin{aligned} A' &= -\frac{\operatorname{tg}(i-i_1)}{\operatorname{tg}(i+i_1)} A, & A_1 &= \frac{2 \cos i \sin i_1}{\sin (i+i_1) \cos (i-i_1)} A, \\ B' &= -\frac{\sin (i-i_1)}{\sin (i+i_1)} B, & B_1 &= \frac{2 \cos i \sin i_1}{\sin (i+i_1)} B. \end{aligned} \quad (3)$$

Heraf kan da atter Intensiteten beregnes, f. Ex. af den tilbagekastede Straale, idet denne er proportional med $A'^2 + B'^2$, medens den i den indfaldende Straale er proportional med $A^2 + B^2$. Er den indfaldende Straale ikke plansat, men naturligt Lys, saa kunne Amplituderne ogsaa her opløses i Komposanter i Indfaldsplanen og vinkelret derpaa, hvilke Komposanter da blive lige store. I Almindelighed ville da i den tilbagekastede og brudte Straale Komposanterne ikke blive lige store, og Lyset vil da være delvis plansat i den Plan, hvor Komposanten har sin største numeriske Værdi, det brudte Lys i Indfaldsplanen og det tilbagekastede Lys i den derpaa vinkelrette Plan.

Ere n og n_1 det første og det andet Mediums Brydningsforhold, saa har man $n \sin i = n_1 \sin i_1$. Benyttes denne Ligning, findes for de vinkelret indfaldende Straaler, for hvilke i og i_1 i de fundne Ligninger betragtes som uendelig smaa Størrelser,

$$\frac{A'}{A} = \frac{B'}{B} = -\frac{n_1 - n}{n_1 + n}, \quad \frac{A_1}{A} = \frac{B_1}{B} = \frac{2n}{n_1 + n}.$$

Det ses heraf, at Intensiteten af det tilbagekastede Lys i dette Tilfælde forholder sig til Intensiteten af det indfaldende, som $(n_1 - n)^2$ til $(n_1 + n)^2$. For $n_1 = 1,5$ (Glas) og $n = 1$ vilde der saaledes tilbagekastes 4 Procent af det indfaldende Lys.

Endvidere følger af Ligningerne (3), at naar Indfaldsvinklen nærmer sig meget nær til 90° , saa bliver Lyset fuldstændig tilbagekastet.

Ved den fuldstændige Tilbagekastning af plansat Lys paa Grænsen til et svagere brydende Medium gaar Lyset i Almindelighed over til en særegen Svingningstilstand, hvori det ikke længere er plansat. Da Brydningsloven ($n \sin i = n_1 \sin i_1$) i Tilfælde af fuldstændig Tilbagekastning ($n \sin i > n_1$) fører til imaginære Værdier for Brydningsvinklen, saa kunne de ovenfor angivne Ligninger her ikke ligefrem anvendes, men Fresnel har dog vist, at de saaledes indkomne imaginære Størrelser i Ligningerne (3) kunne opfattes paa en saadan Maade, at det af Ligningerne kommer til at fremgaa, ganske overensstemmende med Forsøgene, hvorledes Svingningstilstanden er i de fuldstændig tilbagekastede Straaler. Dette Resultat af den Fresnel'ske Theori er af Vigtighed, fordi Loven for denne Svingningstilstand i Virkeligheden er saa indviklet, at man uden Theoriens Hjælp næppe vilde have fundet den, men det kan dog ikke betragtes som en Stadfæstelse paa den Fresnel'ske Hypotheses Rigtighed, da man ved en lignende Fremgangsmaade kan udlede de af Resultaterne, som kunne stadfæstes eller i alt Fald ere stadfæstede ved Forsøg, alene af den i Ligningerne (1) indeholdte Erfaringslov.

I disse Ligninger kan nemlig $\operatorname{tg} \alpha'$ betragtes som Forholdet imellem de vinkelret paa Indfaldsplanen og i Indfaldsplanen beliggende Komposanter af Svingningsudslagene i den tilbagekastede Straale. Da vi foreløbig se bort fra Ligningernes fysiske Betydning, idet vi lade Brydningsvinklen i_1 ogsaa gjælde for imaginære Værdier, saa kunne vi ogsaa i Steden for at henføre den periodiske Funktion i Udtrykket for Svingningsudslaget til den simpleste reelle Form, som er $\cos \varphi$ eller $\sin \varphi$, udtrykke den ved den endnu simplere, men imaginære, exponentielle Form $e^{i\varphi}$. Lad altsaa Udslagets Komposant i

Indfaldsplanen være $A'e^{i\sqrt{V-1}}$ og vinkelret derpaa $B'e^{(\varphi+\Delta)\sqrt{V-1}}$, saa giver den sidste Ligning (1)

$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{B'}{A'} e^{i\sqrt{V-1}} = \frac{B}{A} \cdot \frac{\cos(i-i_1)}{\cos(i+i_1)}.$$

Hvis nu i_1 er en reel Størrelse, saa maa Δ , der er Faseforskjellen imellem de to Svingningskomposanter i den tilbagekastede Straale, være Nul (eller et Multiplum af π), og vi komme da tilbage til den oprindelige Ligning, men er i_1 imaginær, saa kunne begge Sider af den sidste Ligning ovenfor gives Formen $a + b\sqrt{-1}$, og ved Sammenligning imellem de reelle og de imaginære Størrelser paa begge Sider af Ligheds tegnet vil man da finde

$$\cos \Delta = \frac{n_1^2 \cos^2 i - n^2 \cos 2i \sin^2 i}{n_1^2 \cos^2 i - n^2 \sin^2 i}, \quad \frac{B'}{A'} = \frac{B}{A}.$$

Bemærkes tillige, at man, da Tilbagekastningen er fuldstændig, har $A^2 + B^2 = A'^2 + B'^2$, saa ses det, at man kan sætte $A' = A$ og $B' = B$. Svingningskomposanterne tilbagekastes altsaa begge med uforandret Amplitude, men med Faseforskjellen Δ . Denne er, ifølge det fundne Resultat, naar den henlægges til første og anden Kvadrant, ved Grænsevinklen ($n \sin i = n_1$) for den fuldstændige Tilbagekastning lig π eller 180° , aftager derefter med voxende Indfaldsvinkel, indtil den naar et vist Minimum (ved $(n_1^2 + n^2) \sin^2 i = 2n_1^2$), som f. Ex. for $n = 1,51$ og $n_1 = 1$ er $134^\circ 3'5$, og gaar derefter atter tilbage til 180° .

Vi skulle nu nærmere betragte den i den tilbagekastede Straale saaledes fremkomne Svingningstilstand. Betegnes Udslagets Komposanter i og vinkelret paa Indfaldsplanen ved x og y , saa er

$$x = A \cos \varphi \quad \text{og} \quad y = B \cos (\varphi + \Delta).$$

Den Bane, som det svingende Punkt beskriver, erholdes heraf ved Elimination af φ , som giver

$$\frac{x^2}{A^2} + \frac{y^2}{B^2} - \frac{2xy \cos \Delta}{AB} = \sin^2 \Delta.$$

Banen er altsaa i Almindelighed en Ellipse, og Lyset siges derfor at være elliptisk polariseret. Naar Komposanterne ere lige store ($A = B$), og Faseforskjellen tillige netop er $\frac{\pi}{2}$ eller et ulige Multiplum af $\frac{\pi}{2}$ ($\cos \Delta = 0$), saa bliver Banen en Cirkel, og Lyset kaldes da cirkulært polariseret eller kredssat. Gaar Bevægelsen i Banen, iagttaget fra Øjet, som modtager Lysstraalen, i Retning «med Uret», siges Lyset at være kredssat til højre, i modsat Tilfælde til venstre. Er endelig Faseforskjellen 0 eller et Multiplum af π , saa gaa Svingningerne over til at blive plansatte, idet Ellipsens Ligning da reduceres til $Bx = \pm Ay$, hvor øverste Fortegn svarer til $\Delta = 2p\pi$ eller et lige Multiplum af π , og nederste Fortegn til $\Delta = (2p+1)\pi$, et ulige Multiplum af π . I det første Tilfælde er Svingningsplanens Vinkel med Indfaldsplanen den samme som i den indfaldende Straale eller α , i det andet Tilfælde er den $-\alpha$ eller, hvad der er det samme, $180^\circ - \alpha$.

Undersøger man det elliptiske polariserede Lys med et Polariskop, forholder det sig ikke anderledes end som delvis plansat Lys, og, hvis det er cirkulært polariseret, som naturligt Lys. Der udkræves derfor et særligt Apparat til Undersøgelsen af denne Svingningstilstand, og et saadant have vi i Babinet's Kompensator.

Denne bestaar af to, som et Dobbeltprisme sammensatte, svagt kileformede Plader af Bjergkrystal. I den ene af disse AB er den optiske Axe vinkelret paa Tegningens Plan og parallel med den brydende Kant, i den anden CD er Axen parallel med CD og vinkelret paa den brydende Kant. Dette Dobbeltprisme er anbragt i en lille Kasse af Messingblik lige for to runde Aabninger i Bunden og Laaget af Kassen. Aabningen

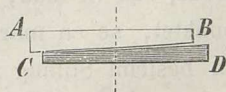


Fig. 63.

i Laaget kan ved to Skydere indsnævres til en Spalte, i hvis Midte to Paralleltraade ere anbragte meget nær ved hinanden. Under Laaget er Prismet AB befæstet med den optiske Axe parallel med Traadene, medens det andet Prisme kan forskydes ved en med CD parallel Mikrometerskrue frem eller tilbage i Retningen CD . Er Skruetromlen netop indstillet paa Nulpunktet, saa ere de to Kilers Tykkelser i et Gjennemsnit midt imellem Paralleltraadene lige store.

En paa AB vinkelret indfaldende Lysstraale vil i det første Prisme dele sig i en ordentlig og en ejendommelig brudt Straale, af hvilke den første har den største Hastighed. I det andet Prisme derimod byttes Forholdet om, idet den ordentlig brudte Straale her gaar over til at blive ejendommelig brudt og omvendt. Naar altsaa Straalen gaar igjennem en større Tykkelse af det første Prisme end af det andet, saa ville de Svingninger, som tilhøre den ordentlig brudte Straale i det første Prisme, og som gaa i Retningen AB , forplante sig med den største Hastighed igjennem de to Prismer og derfor i den udtrædende Straale have en større Fase end de andre Svingninger. Er altsaa Mikrometerskruen stillet paa Nulpunktet, saa vil Faseforskjellen for Svingningerne parallel med Traadene og vinkelret derpaa være Nul i de Straaler, der ere passerede midt imellem de to Paralleltraade, men positiv i dem, der træde ud nærmere ved D , og negativ i Straalerne til den anden Side.

Lader man nu de indfaldende Straaler være plansatte i en Plan, som danner Vinklen α med Paralleltraadene, og iagttages de udtrædende Straaler gennem et Nicols Prisme med Delekreds, saa vil man, naar Mikrometerskruen er stillet paa Nulpunktet, se en mørk Stribe midt imellem Paralleltraadene ved en bestemt Stilling af Polariskopet, medens derimod det tilgrænsende Felt vedbliver at være lyst under Polariskopets Omdrejning. Polariskopet viser altsaa, at Lyset i Midtlinien er plansat, og bestemmes Svingningsplanens Azimuth ved Polariskopet, findes den lig α , ligesom for de indfaldende Straaler.

Forskydes dernæst ved Omdrejning af Mikrometerskruen det bevægelige Prisme i Retningen DC , saa forskydes den mørke Stribe til samme Side, og Lyset i Midtlinien hører op at vise sig plansat, idet der nu er en (positiv) Faseforskjel imellem de i Retning af Midtlinien og vinkelret derpaa gaaende Svingninger. Efter en Omdrejning af m Delinger paa Skruetromlen er denne Faseforskjel imidlertid voxet til π , og nu er Lyset i Midtlinien atter plansat, men i et andet Azimuth, nemlig $180^\circ - \alpha$. Efter en Omdrejning af $2m$ Delinger, ses atter den mørke Stribe i Midtlinien, og Svingningerne Azimuth er da paa ny α . Imidlertid svarer der til de forskjellige Farver ikke nøjagtig det samme Antal Delinger, hvorfor den mørke Stribe nu viser sig farvet, med mindre man, hvad der ofte er det rigtigste, udfører Forsøget med enkeltfarvet Lys.

Efter at man saaledes har bestemt Størrelsen m for en Kompensator, kan man benytte den i Forbindelse med et Polariskop til Bestemmelse af Svingningstilstanden i det elliptisk polariserede Lys. Skulle vi saaledes undersøge det fuldstændig tilbagekastede Lys, saa stilles Kompensatorens Paralleltraade i Indfaldsplanen, og Skruetromlen omdrejes, indtil Lyset i Midtlinien atter viser sig plansat. Man mærker sig Antallet af Delingerne paa Skruetromlen og den Vinkel, som Svingningsplanen af det plansatte Lys danner med Paralleltraadene. Tangens af denne Vinkel vil da give Forholdet imellem Amplitudens to Komposanter vinkelret paa og i Retning af Paralleltraadene, men i det her betragtede Tilfælde vil man finde, at man altid vil kunne føre Svingningsplanen tilbage til samme Azimuth som i den indfaldende Straale, hvilket viser, at det nævnte Forhold ikke har forandret sig ved Tilbagekastningen. Har man samtidig aflæst m' Delinger paa Skruetromlen, saa vil Faseforskjellen Δ , som ved Kompensatoren er forøget med $\frac{m'}{m}\pi$, være bestemt ved $\Delta + \frac{m'}{m}\pi$ lig Nul (eller et Multiplum af 2π).

Paa denne Maade have Jamin og Quincke vist, at det af Fresnel fundne Udtryk for Δ , der er det samme som det ovenfor udledede, fuldstændig stemmer med Erfaringen. Fresnel har paavist denne Overensstemmelse i et særligt Tilfælde. Det fremgaar af den fundne Formel, at man ved en enkelt fuldstændig Tilbagekastning af plansat Lys kun i Legemer med meget store Brydningsforhold (som Diamant) kan faa det kredssat, hvorimod man altid kan opnaa dette ved flere Tilbagekastninger. Fresnel dannede derfor af Crownglas med Brydningsforholdet 1,51 rette Prismer, hvis Grundflader vare

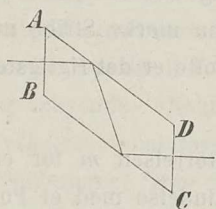


Fig. 64.

Parallelogrammer med de spidse Vinkler, A og C , lig $54\frac{1}{2}^\circ$. Falder nu en Straale vinkelret ind paa den ene Flade AB , saa vil den efter to Tilbagekastninger under Indfaldsvinkler paa $54\frac{1}{2}^\circ$ træde ud vinkelret paa den anden Flade CD . Var tillige Straalen plansat under en Vinkel af 45° med Indfaldsplanen, saa skulde den efter Beregningen træde ud som kredssat (nemlig med en Faseforskjel af $2 \times 135^\circ$). Det viste sig ogsaa, at Straalen, iagttaget i et Polariscope, ikke viste Spor af Plansætning, og at den, efter paa ny at være tilbagekastet paa samme Maade i et andet lignende Parallelepipedum, var plansat vinkelret paa den oprindelige Svingningsplan, idet Faseforskjellen nu ved at fordobles var bleven et ulige Multiplum af π eller 180° (nemlig $4 \times 135^\circ$).

Ved Lysets Tilbagekastning fra blanke Metalflader fremkommer der ligeledes en ejendommelig Svingningstilstand, som først har været undersøgt af Brewster og efter ham af flere andre Fysikere. Naturligt Lys viser sig efter Tilbagekastningen delvis plansat, og efter mange Tilbagekastninger i den samme Indfaldsplan kan det blive fuldstændig plansat vinkelret paa Indfaldsplanen. Plansat Lys bliver efter Tilbagekastningen elliptisk polariseret, og Forskjellen mellem Faserne

for Svingningskomposanterne vinkelret paa Indfaldsplanen og i Indfaldsplanen gaar med voxende Indfaldsvinkel fra 0° over 180° . Ved en bestemt Indfaldsvinkel, som kaldes Polarisationsvinklen eller Hovedindfaldsvinklen, og som for de forskjellige Metaller ligger imellem 70° og 79° , er Faseforskjellen 90° , og efter to Tilbagekastninger under denne Vinkel i samme Indfaldsplan er altsaa Lyset atter plansat. Ved denne Vinkel har ogsaa Forholdet imellem Amplitudens to Komposanter lidt den største Forandring. Dette Forhold forandrer sig ligesom ogsaa Hovedindfaldsvinklen lidt for de forskjellige Farver.

Med Hensyn til Theorien for denne Tilbagekastning skal her kun bemærkes, at den kan gennemføres ved Regning med imaginære Størrelser paa samme Maade, som ovenfor er vist ved Beregningen af den fuldstændige Tilbagekastning, idet man, samtidig med, at Svingningsudslagene udtrykkes under imaginær exponentiel Form, forudsætter, at Brydningsforholdene for Metallerne kunne betragtes som imaginære Størrelser, en Forudsætning, som staar i Forbindelse med Metallernes stærke Absorption af Lyset. Den reelle Del af Metallernes Brydningsforhold viser sig efter denne Theori at komme til at ligge omtrent imellem $2\frac{1}{2}$ og 5.

Ogsaa ved Tilbagekastningen af plansat Lys fra fuldkommen gjennemsigtige Legemer træffe vi Spor af elliptiske Svingninger. Skjøndt dette allerede før Fresnels Undersøgelser var bekjendt for de meget stærkt brydende Legemer, blev det først af Jamin (1848) nærmere undersøgt og paavist som noget almindeligt for alle gjennemsigtige Legemer. Denne elliptiske Polarisation iagttoges kun i Nærheden af Polarisationsvinklen, ved hvilken Vinkel der i Almindelighed foruden de paa Indfaldsplanen vinkelrette Svingninger tilbagekastedes lidt af Svingningerne i Indfaldsplanen. Med voxende Indfaldsvinkel gik tillige Faseforskjellen imellem de første og de sidste Komposanter i Nærheden af Polarisationsvinklen over fra 0° gennem 90° (ved Polarisationsvinklen) til 180° , naar Brydningsforholdet

var større end 1,4, men derimod fra 0° gennem -90° til -180° for de svagere brydende Legemer.

I disse Resultater har man tidligere troet at se Virkningen af de Længdesvingninger, som Cauchy havde paavist maatte fremkomme ved Tilbagekastningen, naar man gik ud fra den af ham videre udviklede Elasticitetstheori. De omtalte Fænomener lade sig imidlertid, som jeg selv først har paavist, baade simplere og fuldstændigere forklare paa en anden Maade. Der er nemlig hidtil forudsat, at de to Mediers Brydningsforhold pludselig i Grænsefladen gik over fra en Værdi til en anden, men en saadan pludselig Forandring er kun en matematisk Fiktion, der aldrig kan finde Sted i Naturen. I Virkeligheden maa Overgangen fra det ene Medium til det andet være gradvis, og tager man Hensyn hertil, kommer man ogsaa paa en simpel Maade til Forklaringen af den omtalte Ejendommelighed ved Tilbagekastningen.

Den samme Betragtning kan gennemføres videre. At antage Brydningsforholdet eller Lysets Hastighed fuldkommen ens i alle Punkter i et Legemes Indre, er ligeledes kun en matematisk Fiktion, som forudsætter en absolut Homogeneitet eller Ensartethed i Legemernes Indre, der dels strider mod Molekulartheorien, dels ogsaa hos de faste Legemer modsiges af Erfaringen, f. Ex. ved lagttagelsen af Brudfladen ved enhver Sønderbrydning. Opgive vi da denne Forudsætning, saa viser det sig ved Beregning, at periodiske Forandringer i et Legemes Indre, som medføre periodiske Forskjelligheder i Lysets Hastighed, dels ville foraarsage en ulige Brydning af de forskjellige Farver (eller Bølgelængder), altsaa Farvespredning, dels ogsaa, naar Legemet er anisotropt, ville blive Aarsag til Dobbeltbrydningen. Saaledes maa ifølge Beregning f. Ex. et Legeme, som bestaar af mange meget tynde, gjennemsigtige Lag, være dobbeltbrydende og forholde sig som en enaxet negativ Krystal, hvis optiske Axe er vinkelret paa Lagene, hvilket man ogsaa ved Forsøg har paavist er Tilfældet. Endelig

fører ogsaa den samme Betragtning til Forklaringen af et for enkelte Legemer ejendommeligt Forhold, som vi nu skulle gaa over til nærmere at undersøge.

Svingningsplanens gradvise Drejning under Lysets Fremskriden.

Ved en Undersøgelse af Dobbeltbrydningen i Bjergkrystal opdagede Arago (1811), at Lyset forplantede sig i Retning af denne Krystals Axe paa en særegen Maade. Han fandt nemlig, at naar man lader plansat hvidt Lys gaa igjennem en vinkelret paa Axen afskaaret Plade af Bjergkrystal og iagttager det gjennemgaaende Lys med et Polariskop, saa viser der sig ved Omdrejning af Polariskopet i Steden for afvexlende Mørke og Lys en Række af Farveforandringer.

Biot, som nærmere undersøgte dette, fandt, at enkeltfarvet plansat Lys vedblev at være plansat efter Gjennemgangen igjennem en saadan Plade, men Polariskopet viste, at Svingningsplanen var drejet. Ved lige tykke Plader, skaarne af forskellige Bjergkrystaller, var denne Drejning paa det nærmeste den samme, men ved nogle Plader foregik den til højre (med Uret), ved andre til venstre. For Plader af ulige Tykkelse var Drejningen proportional med Tykkelsen, og for flere paa hinanden lagte Plader var Drejningen den algebraske Sum af de enkelte Pladers Drejning. Endelig var denne Drejning i høj Grad afhængig af Lysets Farve, størst for violet, mindst for rødt.

Broch bestemte nærmere Drejningen for de forskellige Fraunhoferske Linier, idet han lod Sollyset gaa igjennem en smal Spalte, et Nicol's Prisme, en Plade af Bjergkrystal, et andet Nicol's Prisme og endelig igjennem et Glasprisme, hvis brydende Kant var parallel med Spalten. Igjennem dette Prisme iagttoges Solspektret med de Fraunhoferske Linier, og heri saas tillige en bredere mørk Stribe, som ved Omdrejning af Polariskopet bevægede sig igjennem Spektret. Idet iagttageren nu lod denne mørke Stribe, som svarede til den Farve,

der ikke gjennemlodes af Polariskopet, efterhaanden passere de forskjellige Fraunhoferske Linier, kunde han saaledes paa Polariskopets Delekreds bestemme Svingningsplanens Beliggenhed og altsaa ogsaa dens Drejning for enhver af disse Linier. Paa en lignende Maade, men med meget tykkere Kvartsplader, har senere Stefan fundet følgende Omdrejning af Svingningsplanen for de Fraunhoferske Linier, svarende til en 1^{mm} tyk Plade:

<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>F</i>	<i>G</i>	<i>H</i>
15°,55;	17°,22;	21°,67;	27°,46;	32°,69;	42°,37;	50°,98;

hvilke Tal ogsaa stemme meget nær overens med de af Broch fundne.

Ved Hjælp af disse Vinkler lade de i det Arago'ske Forsøg iagttagne Farveblandinger sig nøjagtig beregne. Plansættes Lyset af Polarisatoren i et Azimuth α og af Polariskopet i et Azimuth β , saa er ifølge Malus' Lov den i Polariskopet iagttagne Intensitet af Lyset proportional med $\cos^2(\alpha - \beta)$. Indskydes nu imellem Polarisator og Polariskop en d Millimeter tyk Kvartsplade, saa omdrejes Svingningsplanen en Vinkel θd , hvor θ for de forskjellige Fraunhoferske Linier er angivet ovenfor, og Intensiteten af det i Polariskopet iagttagne Lys vil da være proportional med $\cos^2(\alpha + \theta d - \beta)$ eller med $\cos^2(\alpha - \theta d - \beta)$, eftersom Pladen drejer Lyset til den ene eller den anden Side. Man kan saaledes beregne Intensitetsforandringen af hver enkelt, til enhver af de Fraunhoferske Linier svarende, Farve og altsaa ogsaa bestemme Farveblandingen, naar man kjender Intensiteterne af de enkelte Farver i det indfaldende Lys.

Er f. Ex. Polariskopet (Okularet) indstillet paa Mørke ($\alpha - \beta = \pm 90^\circ$), saa vil den Farve, hvis Svingningsplan er omdrejet henimod 90° eller et ulige Multiplum af 90° , fremtræde stærkest. Medens saaledes med indfaldende hvidt Lys en meget tynd Plade ses mørk og næsten uden Farver, saa bliver ved noget tykkere Plader først den violette og blaa

Farve stærkest fremtrædende, dernæst de andre Farver, indtil ved en 5—6^{mm} tyk Plade rødt træder stærkest frem. Omdrejes derimod Okularet 90°, ses de komplementære Farver. Ved meget tykke Plader have paa engang flere Farver deres største Intensitet, Lyset ses da atter ufarvet, og det vedbliver at være hvidt ved alle Stillinger af Okularet. Lyset er altsaa nu tilsyneladende upolariseret, men det kan atter føres tilbage til sin oprindelige Plansætning, naar man lader det gaa igjennem en anden lige saa tyk, men modsat drejende, Kvartsplade eller ogsaa lader det gaa tilbage igjen igjennem den første Plade. Blandt de Plader, som Stefan benyttede til sine Forsøg, var en, hvis Tykkelse var 70^{mm}. Denne Plade omdrejede altsaa *B*-Linien Svingningsplan $70.15^{\circ},55 = 6,05.180^{\circ}$, og *H*-Linien $70.50^{\circ},98 = 19,8.180^{\circ}$. I hele Spektret mellem *B* og *H* ville altsaa her 13 Farver være forsvundne i Polariskopet, og iagttages det gennemgaaede Lys som i de omtalte Forsøg gennem et Prisme, ses 13 mørke Striber i Spektret foruden de Fraunhoferske Linier. Iagttaget uden Prisme vilde derimod aabenbart dette Lys ikke være til at skjelne fra det indfaldende.

Arago benyttede en vinkelret paa Axen, sleben Kvartsplade til at forhøje Følsomheden af et sædvanligt Polariskop, idet en saadan Plade sat foran Polariskopet viser Farver, naar det iagttagne hvide Lys indeholder plansatte Straaler. Endnu bedre ses dette med en «Dobbeltkvarts», som bestaar af to halvcirkelformede og til en Helcirkel sammenføjede, lige tykke Plader af Bjergkrystal, af hvilke den ene drejer Svingningsplanen til højre, den anden til venstre, og som selvfølgelig begge ere slebne vinkelret paa Krystalaxen. Denne Dobbeltplade gives en Tykkelse af 3^{mm},75, ved hvilken Svingningerne af det mest intensive gule Lys (imellem *D* og *E*) omdrejes 90° og saaledes efter Gjennemgangen komme til at ligge i samme Plan i begge Plader. Indsættes denne Dobbeltplade imellem to Nicol's Prismer, som ere indstillede paa Lys, saa forsvinder det gule Lys, og begge Plader ses med en graa-

violet Farve, den saakaldte Overgangsfarve. Ved en lille Omdrejning af et af Prismerne ses den ene Halvcirkel mere blaalig, den anden rødlig, hvilken Forandring Øjet har meget let ved at opfatte. Dobbeltkvartsen kan saaledes i Forbindelse med et Polariskop benyttes til Bestemmelsen af Svingningsplanen i plansat eller delvis plansat Lys.

Svingningsplanens Drejning lykkedes det Fresnel at forklare paa følgende Maade. Et Punkt C bevæger sig med jævn Hastighed rundt i en Cirkel til højre (med Uret), og Bevægelsen projiceres paa to paa hinanden vinkelrette Axer OA og OB , henad hvilke Axer Bevægelsen da vil foregaa periodisk som regelmæssige Svingninger om Centret O . Ligeledes projiceres paa de samme Axer Bevægelsen af et andet Punkt D , som gaar rundt i

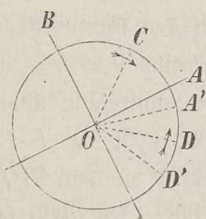


Fig. 65.

samme Cirkel til venstre med den samme Hastighed. Sammen sættes nu disse Bevægelser til en eneste, og har man netop valgt Axernes Stilling saaledes, at Axen OA halverer Buen CD imellem de to Punkter i et givet Øjeblik, saa ville de paa Axen OB projicerede Bevægelser hæve hinanden til enhver Tid, og den resulterende Bevægelse vil altsaa blive en retliniet Svingning i Axen OA . Enhver retliniet Svingning kan altsaa tænkes sammensat af og opløses i to modsatte cirkulære Bevægelser. Heraf følger ogsaa, at en plansat Lysstraale kan opløses i to kredssatte Straaler, af hvilke den ene er kredssat til højre, den anden til venstre.

Naar nu de kredssatte Straaler, hvori vi kunne opløse en plansat Straale, forplante sig med ulige Hastighed i et Medium, og den til højre kredssatte Straale har den største Forplantningshastighed, saa vil Bevægelsen (se Fig. 65) i Steden for at være samtidig i C og D gaa over til f. Ex. at være samtidig i C og D' , og ere de to kredssatte Straaler vedblevne at være parallelle, kunne Svingningerne atter sammensættes til

retliniede Svingninger, men disses Retning bliver da OA' , gjennem Halveringspunktet af Buen CD' . Det ses heraf, at Svingningsplanen nu er drejet til højre en Vinkel, som er det halve af den til Buen DD' svarende Centrivinkel.

Ere de to kredssatte Straaler ikke vedblevne at være parallelle, saa skille de sig i Virkeligheden ogsaa ad i to modsat kredssatte Straaler. Dette viste Fresnel, idet han sammenskittede tre Prismer af Bjergkrystal saaledes, som Figuren viser.

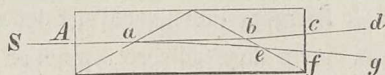


Fig. 66.

Krystalaxen laa i dem alle i Retningen SAa , og Endefladerne vare vinkelrette paa denne Linie. Det midterste af de tre Prismer havde en brydende Vinkel paa 152° og drejede Svingningsplanen til højre, de to andre Prismer drejede til venstre. I det midterste Prisme var altsaa for den til højre kredssatte Straale Hastigheden størst, Brydningsforholdet mindst, medens det omvendte var Tilfældet i de to tilgrænsende Prismer. Det viste sig nu ogsaa ved Forsøg, at en vinkelret indfaldende Lysstraale SA blev, hvad enten den var plansat eller ikke, ved Brydningen adskilt i to kredssatte Straaler, hvoraf den ene $abcd$ var kredssat til højre, den anden $aedg$ kredssat til venstre. I den nyere Tid har von Lang med et enkelt Prisme af Bjergkrystal, hvis Axe var vinkelret paa Prismets brydende Kant og dannede omtrent lige store Vinkler med dets to Sider, paa sædvanlig Maade bestemt de to forskellige Brydningsforhold for de til højre og til venstre kredssatte Straaler. Den fundne Forskjel var kun 0,000072.

Den fysiske Aarsag til denne Forskjel maa søges i en vis Mangel paa Symmetri i Krystallens Indre. Dette fremgaar saavel af den i Slutningen af forrige Afsnit (Side 126) antydede Beregning, som det ogsaa undertiden viser sig i Krystallens

Form. Man finder nemlig Kvartskrystaller med de ejendommelige usymmetriske Flader S og X , af hvilke X i nogle Krystaller ligger som i Figuren til højre (set fra oven) for S , i andre til venstre. Den første Slags drejer Svingningsplanen til højre, den anden til venstre. Lignende Forhold findes hos andre Krystaller.

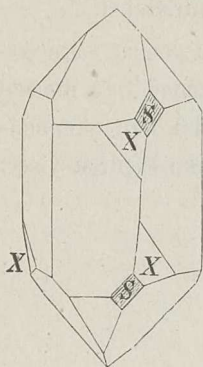


Fig. 67.

Man har nemlig efterhaanden fundet ikke faa Krystaller, der forholde sig ligesom Bjergkrystallen, saavel i det hexagonale System (krystalliseret Zinnober og jodoversurt Natron) som i det tetragonale (svovlsurt Strychnin) og det regulære System (chlor-surt Natron o. fl.). I Krystallerne af det sidste System er Drejningen ikke indskrænket

til nogen bestemt Retning af Lysstraalen. Derimod findes Drejningen ikke hos optisk toaxede Krystaller, hvor den forhindres af den sædvanlige Dobbeltbrydning, men ofte kan den, hvad allerede Biot har fundet, vise sig i de samme Stoffer, naar de ere i ukrySTALLISK Tilstand eller ere tilstede i en Opløsning, som Sukker, Kamfer, Vinsyre og alle vinsure Salte. Ogsaa i andre Vædske og endog i Damp (af Terpentiniolie) har Biot paavist en Drejning. Til højre dreje Opløsninger af Rørsukker, Druesukker, Mælkesukker, Dextrin, Vinsyre, Kamfer; til venstre ukrySTALLISABELT Sukker, Lim, Æggehvidestof, Benzin. Terpentiniolie drejer snart til højre, snart til venstre. Druesyre drejer ikke Svingningsplanen, men den lader sig, som Pasteur har vist, spalte i to Syrer, hvoraf den ene drejer til højre, den anden til venstre.

I Reglen, dog ikke altid, er Drejningen af en Opløsning proportional med Mængden af det opløste Stof. Saaledes kan Mængden af Rørsukker i en Opløsning bestemmes ved Formlen

$$p = 1,5056 \frac{\theta}{L},$$

hvor p er Vægten i Gram af Sukker, som indeholdes i hver Kubikcentimeter af Opløsningen, L Rørets Længde i Millimeter og θ Drejningen i Grader ved gult Lys (Natriumflammen). Her forandrer Drejningen sig ikke med Varmegraden, hvorimod den hos andre Vædske i Reglen aftager med stigende Varmegrad.

Ogsaa Mængden af ukrystallisabelt Sukker i en Sukkeropløsning lader sig bestemme ved denne Methode. Paa Grund af den store praktiske Anvendelse, den saaledes har faaet, har der efterhaanden været konstrueret en Mængde forskellige Apparater til Maaling af Vædske og særlig Sukkeropløsningers Drejning, «Saccharimetre». De væsentligste Dele af disse

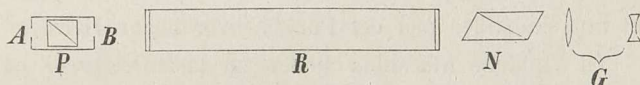


Fig. 68.

Apparater ere Polarisatoren P , som i Reglen er et i et Rør AB indesluttet Dobbeltprisme, et med planparallelle Glasplader lukket Rør R , hvori Opløsningen fyldes, og et Nicols Prisme N med en lille (Galilei'sk) Kikkert G , som er indstillet paa den runde Aabning B i Polarisatorrøret.

I nogle af disse Apparater søger man at kompensere Drejningen ved en foran Polariskopet (N) indskudt Vædskesøjle af foranderlig Længde eller ved to modsat stillede Kvartskiler, hvis samlede Tykkelse forandres ved deres Forskydning, og hvis altfor store Drejning atter er kompenseret ved en modsat drejende Kvartsplade (Soleil's Saccharimeter). Tillige er der i det sidste Apparat benyttet en i Aabningen B indsat Dobbeltkvarts (se Side 129).

Medens man altsaa ved denne Slags Apparater finder en vis Længde af en Vædskesøjle eller Tykkelse af en Kvartsplade, som har den samme Drejning som Opløsningen i Røret R , saa er der andre Apparater, hvor Drejningsvinklen maales umiddelbart. En stor Nøjagtighed i Bestemmelsen af denne er

af Cornu og Duboscq opnaaet paa følgende Maade. Det til Polarisatorens Glasprisme hørende Kalkspathprisme er gjennemskaaet i to lige Dele ved et Snit vinkelret paa den brydende Kant. Disse to Kalkspathprismer ere derefter atter satte sammen saaledes, at Svingningsplanerne i de to Prismers brudte Straaler komme til at danne en Vinkel med hinanden paa nogle faa (c. 10) Grader (Jellett's Prisme). De ejendommelig brudte Straaler træde ud igjennem Aabningen *B*, der halveres af Prismernes Skilleflade. Naar nu Okularet (*N* og *G*) omdrejes, saa vil ved en bestemt Stilling den ene af de to Halvdele af *B* ses mørk, den anden lys, hvorefter ved en lille Omdrejning den første vil blive lys, den anden mørk. Okularet kan nu meget nøje indstilles paa det Punkt, hvor begge Halvdele ses ens. Til Vinklens Aflæsning tjener en fast Delekreds og en med Okularet fast forbunden Viser med Nonius. Som Lysgiver benyttes, naar Apparatet skal tjene som Saccharimeter, enten en Chlornatriumflamme eller Dagslyset, idet der da bag Aabningen *A* er anbragt en Plade, som kun gennemlader næsten enkeltfarvet gult Lys.

En Drejning af Lysets Svingningsplan kan, som Faraday har opdaget (1845), ogsaa fremkomme i en stor Mængde gjenemsigtige Legemer under Paavirkning af magnetiserende Kræfter. Man kan saaledes omvikle Røret i det ovenfor beskrevne Apparat med mange Vindinger af en overspunden Kobbertraad, fylde Røret f. Ex. med Svovlkulstof og lede en stærk elektrisk Strøm gennem Vindingerne. Der vil da kunne iagttages en Drejning af Svingningsplanen i den samme Retning som den, hvori den elektriske Strøm gaar igjennem Vindingerne. Drejningen gaar altsaa her, i Modsætning til den naturlige eller molekulære Drejning, den samme Vej rundt, hvad enten Lysstraalerne gaa frem eller tilbage igjennem Røret.

Til Forsøg med faste Legemer benyttes ogsaa en stor Elektromagnet med tilspidsede Ankere, saaledes som de bruges til diamagnetiske Forsøg. Legemet stilles med parallelle po-

lerede Sideflader imellem Ankerets Spidser, og Ankerne selv ere gjennemborede efter Længden til Gjennemgang for Lysstraalerne. For yderligere at forøge den i Almindelighed temmelig svage Drejning forsøvede Faraday det gjennemsigtige Legemes parallelle Sideflader indtil paa to smaa Aabninger nær, saaledes at Lysstraalerne bleve flere (16—18) Gange tilbagekastede, inden de traadte ud af den anden Aabning. Herved forøgedes den magnetiske Drejning i samme Forhold som den af Straalerne i Legemets Indre tilbagelagte Vej, medens derimod den molekulære Drejning, hvis en saadan var tilstede, ikke forandredes ved de gjentagne Tilbagekastninger.

Størrelsen af Drejningen paa en given Længde er proportional med den magnetiserende Krafts Komponent i Straalens Retning. Den er mindst for rødt og størst for violet Lys. I Opløsninger er efter Verdet Drejningen lig Summen af de forskellige i Opløsningen indeholdte Stoffers Drejninger, fra hvilken Regel dog de magnetiske Jernsalte danne en Undtagelse, idet de ved deres Tilstedeværelse formindske Drejningen. Dobbeltbrydningen i toaxede Krystaller forhindrer denne lige som den molekulære Drejning, hvorimod den findes i enaxede Krystaller, f. Ex. Bjergkrystal, dog kun i Axens Retning.

Sættes Drejningen i Faraday's tunge Glas ($SiO_2 2BO_3 3PbO$) lig 1, saa er den efter Bertin i almindeligt Flintglas 0,53, Tinchlorid 0,77, Svovlkulstof 0,74, Vand 0,25, Alkohol 0,18, Æther 0,15. Medens den findes i større eller mindre Grad hos alle Vædske, har man derimod i luftformige Legemer og i det tomme Rum ikke kunnet paavise den. Aarsagen til Drejningen kan derfor ikke søges i en umiddelbar Virkning af den magnetiserende Kraft paa Lysstraalen.

Interferens ved Brydning og Tilbagekastning. Som vi have set ved den Huyghens'ske Konstruktion af den brudte og tilbagekastede Bølge, kunne vi altid betragte enhver Bølgebevægelse

som resulterende af en Mængde elementære Bevægelser, der ere udgaaede fra svingende Centrer i en vilkaarlig valgt Flade, hvorigjennem Bevægelsen forplanter sig, og for saa vidt kan enhver Bølgebevægelse betragtes som fremkommen ved Interferens eller Vexelindgreb af flere samtidige Bevægelser. Men i Reglen bruges i Lyslæren Ordet Interferens kun i de Tilfælde, hvor de forskellige Bevægelser ved at addere sig til hverandre afvekslende forstærke og svække hverandre, saaledes at der paa nogle Steder viser sig en Forøgelse, paa andre en Formindskelse af Lysintensiteten ved Vexelindgrebet.

Det er bekjendt, at Sæbebobler, som udblæses tilstrækkelig tynde, spille i meget livlige Farver, og man vil ofte have havt Lejlighed til at bemærke lignende Fænomener ved andre meget tynde gjennemsigtige Legemer eller Hinder, som meget tynde Glimmerblade, Ridser og Fliser i Glas og Krystaller, tynde Vandlag paa blanke Flader, tynde Lag af flygtige Olier paa Vand, Iltehinder paa anløbet Staal, Nobili'ske Farveringe, osv. Boyle (1663) var den første, som nærmere undersøgte dette, og kort efter viste Hooke, at Farven afhang af Lagets Tykkelse, ligesom han ogsaa frembragte regelmæssige Farveringe i Luftlaget imellem to Objektivglas, som trykkes imod hinanden. Den grundigste Undersøgelse skyldes imidlertid Newton.

Et Planglas lægges paa en meget svagt krummet Konvexlinse og trykkes derimod, for at der kan tilvejebringes et fuldstændigt Berøringspunkt imellem de to Glas. Dette Punkt ses nu i tilbagekastet Dagslys sort og omgivet af flere koncentriske farvede Ringe (de Newton'ske Farveringe). Ved enkeltfarvet Lys ses mørke og lyse Ringe. Af disse Ringes Radier ρ og Linsens Krumningsradius R beregnes tilnærmelsesvis det tilsvarende Luftlags Tykkelse d ved Formlen

$$d = \frac{\rho^2}{2R}.$$

Newton fandt nu,
at Luftlagenes Tykkelse ved de lyse Ringe forholdt sig som
de ulige Tal 1, 3, 5 . . . , og ved de mørke som de lige
Tal 0, 2, 4 . . . ,

at Luftlagenes Tykkelse var mindst for violet, størst for rødt,
at Ringenes Farver i Dagslyset vare følgende:

- 1^{ste} Ring, sort, blaat, hvidt, gult, rødt,
- 2^{den} — , violet, blaat, grønt, gult, rødt,
- 3^{die} — , purpur, blaat, grønt, gult, rødt,
- 4^{de} — , grønt, rødt,
- 5^{te} — , blaagrønt, rødt,
- 6^{te} — , blaagrønt, blegrødt,
- 7^{de} — , blaagrønt, rødlig hvidt,

at Ringene bleve mindre, naar Mellemrummet var udfyldt med
Vand i Steden for Luft, og endelig

at Ringene bleve større, naar de iagttoges i en skraa Retning.

I gennemgaaende Dagslys ses ligeledes Farveringe, men
med de komplementære Farver, stærkt blandede med hvidt,
hvorved Ringene blive meget utydeligere. Berøringspunktet
selv ses hvidt.

For at forklare disse Forsøgsresultater ved Bølgetheorien
ville vi først betragte Vexelindgrebet af to plane Bølger, hvor
Forplantningsretningen, Svingningsretningen og Svingningstiden
ere de samme. Betegnes Svingningstiden ved T , Bølgelængden
ved l , saa antages for Tiden t og Koordinaten x Svingnings-
udslaget i den første Bølge bestemt ved

$$y = a \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x}{l} \right)$$

og i den anden ved

$$y' = a' \cos 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{x + \delta}{l} \right),$$

idet a og a' ere de positivt regnede Amplituder og $2\pi \frac{\delta}{l}$ den
konstante Faseforskjel imellem de to Bølgebevægelser Sving-
ninger. Denne Faseforskjel kan betragtes som fremkommen

ved en Forskjel i den af de to Bølgeplaner tilbagelagte Vej-
længde, regnet fra to Punkter, hvor Fasen er den samme
i dem begge. Denne Vefforskjel er her δ og den hertil sva-
rende optiske Vefforskjel (se Side 93) $n\delta$, naar n er Mediets
Brydningsforhold.

Tillige bemærkes, at Bølgelængden l er proportional med
Bølgens Forplantningshastighed og altsaa omvendt proportional
med Mediets Brydningsforhold. Heraf følger $nl = \lambda$, naar λ
er den til samme Svingningstid T svarende Bølgelængde i det
tomme Rum. Da der nu til Faseforskjellen $2\pi \frac{\delta}{l}$ svarer den
optiske Vefforskjel $n\delta$, saa forholder Faseforskjellen sig til den
tilsvarende optiske Vefforskjel som 2π til λ .

De to Bølgebevægelser forene sig til en enkelt plan Bølge,
hvor Udslaget er

$$X = y + y'.$$

Den største Amplitude i denne sammensatte Bevægelse er
 $a + a'$, som fremkommer, naar Faseforskjellen er $2p\pi$, idet p
er 0 eller et helt Tal, og altsaa naar den optiske Vefforskjel
er $p\lambda$. Den mindste Amplitude vil derimod være Differensen
imellem de to enkelte Svingningers Amplituder, og den vil
fremkomme, naar Faseforskjellen er $(2p+1)\pi$ og den optiske
Vefforskjel $(p + \frac{1}{2})\lambda$.

Naar der finder en Brydning og Tilbagekastning Sted,
maa man ved Beregning af Fasen ogsaa tage Hensyn til den
mulige Forandring af denne, som kan fremkomme i den bry-
dende Flade. Vi have saaledes set, at der indtræder en Fase-
forandring, saavel ved den fuldstændige Tilbagekastning som
ved Tilbagekastningen i Nærheden af Polarisationsvinklen, men
ellers ikke, naar det brydende Medium er gjennemsigtigt og
isotrop. Ifølge de Fresnel'ske Formler (Side 118) kan imidlertid
Amplituden forandre Fortegn ved Svingningernes Tilbage-
kastning. Saaledes er for vinkelret indfaldende Straaler
Amplituden af de tilbagekastede Svingninger $-\frac{n_1 - n}{n_1 + n}$, naar

den for de indfaldende sættes lig 1, og denne Størrelse er negativ, naar n_1 er større end n , altsaa naar Lyset kastes tilbage fra et optisk tættere Medium. Ved voxende Indfaldsvinkel gaar denne Amplitude ved Polarisationsvinklen gennem 0 over til at faa det modsatte Fortegn for de i Indfaldsplanen liggende Svingninger, medens Fortegnet bliver uforandret for de derpaa vinkelrette Svingninger.

Man kan imidlertid altid ved Hjælp af den almindelige Formel $-a \cos \varphi = a \cos(\varphi \pm \pi)$ forandre en negativ Amplitude til positiv, idet Fasen forøges eller formindskes med Vinklen π . Denne Faseforandring maa altsaa, naar man kun vil regne med positive Amplituder, f. Ex. betragtes som indtraadt ved Lysets Tilbagekastning fra et optisk tættere Medium under en Indfaldsvinkel, som er mindre end Polarisationsvinklen.

Vi ville nu betragte Lysets Tilbagekastning fra en isotrop og gjennemsigtig planparallel Plade MN . To Lysstraaler SA og SB , der høre til den samme plane Bølge AB , hvori Svingningstilstanden antages ens overalt, træffe denne Plade, og idet den første brydes til E og herfra kastes tilbage til D , træffer den her ved Udtrædelsen sammen med den Del af den anden Straale, som tilbagekastes i D . I samme Tid,

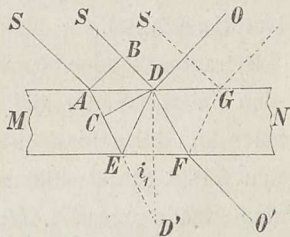


Fig. 69.

Bevægelsen i den anden Straale har forplantet sig fra B til D , vil den i den første være gaaet fra A til C , idet DC er dragen vinkelret paa AE , saa at altsaa Fasen i C og D i de to indfaldende Straaler er den samme. Forlænges endvidere AE til Skjæring i D' med den paa Pladen vinkelrette Linie DD' , saa er CD' den Vejlængde, som Bevægelsen i den første Straale har tilbagelagt mere end i den anden, naar de træffe hinanden i D , og tillige bliver Fasen forandret Vinklen π (den optiske Vejlængde $\frac{1}{2} \lambda$) enten for den første Straale ved Til-

bagekastningen i E eller for den anden ved Tilbagekastningen i D . Er altsaa n_1 Pladens Brydningsforhold, saa vil de to i DO interfererende Straalers optiske Vejforskjel være bestemt ved

$$n_1 \cdot CD' + \frac{1}{2} \lambda = 2n_1 d \cos i_1 + \frac{1}{2} \lambda,$$

idet i_1 er Brydningsvinklen, d Pladens Tykkelse og $DD' = 2d$.

I den iagttagne Straale DO vil Amplituden og altsaa ogsaa Intensiteten blive størst, naar den optiske Vejforskjel er $p\lambda$ (et helt Antal Bølgelængder), altsaa for

$$n_1 d \cos i_1 = (2p-1) \frac{\lambda}{4},$$

og mindst ved en optisk Vejforskjel af $(p + \frac{1}{2})\lambda$, som svarer til

$$n_1 d \cos i_1 = 2p \frac{\lambda}{4},$$

Er saaledes Pladen vinkelret paa Synslinien, vil den ses lysest, naar dens Tykkelse multipliceret med dens Brydningsforhold er lig et ulige Antal Fjerdedels Bølgelængder, og mørkest ved et lige Antal.

Betragtes Pladen fra O' i gjennemgaaende Lys, saa vil den optiske Vejforskjel for de to i BFO sammentræffende Straaler kun blive forskjellig fra den ovenfor beregnede derved, at den første Straale tilbagekastes ikke alene i E , men paa samme Maade ogsaa i D , medens den anden Straale ikke lider nogen Tilbagekastning. Der vil derfor i begge Straaler ikke være foregaaet nogen Forandring med Amplitudens Fortegn, hvorfor man vil have den optiske Vejforskjel lig $2n_1 d \cos i_1$. Heraf ses, at det gjennemgaaende Lys faar den største Intensitet, naar det tilbagekastede har den mindste, og omvendt. Her er imidlertid Forskjellen imellem de to interfererende Straalers Amplituder betydelig større, hvorfor Forskjellen imellem Maximum og Minimum af Intensitet bliver mindre fremtrædende.

Naar de fundne Betingelser for Maximum eller Minimum ere opfyldte, saa vil den i D (Fig. 69) brudte Straale SD ved

Foreningen med den første i D tilbagekastede svagere Straale ED kun faa en noget større eller mindre Amplitude, men Fasen vil herved ikke blive forandret. Straalen DF vil derfor forholde sig ganske paa samme Maade som AE , og naar den derfor efter Tilbagekastningen i F træffer sammen i G med en tredie indfaldende Straale SG , ville Betingelserne for Maximum og Minimum ved de tre Straalers Interferens i G være ganske de samme, som dem vi have fundet for de to Straalers Interferens i D . Det samme gjælder da ogsaa ved yderligere gjentagne Tilbagekastninger.

Det er i Beregningen forudsat, at det indfaldende Lys er en plan, altsaa fra et meget fjærnt Straalepunkt kommende, Bølge med plansatte Svingninger. Resultaterne ere imidlertid ikke afhængige af Svingningretningen og, naar Pladen er tilstrækkelig tynd, kun i ringe Grad af Indfaldsvinklen eller den hertil svarende Brydningsvinkel i_1 , hvorefter følger, at Resultaterne ogsaa maa gjælde for naturligt Lys, der kan betragtes som en Samling af en Mængde i forskellige Azimuther plansatte Straaler, ligesom ogsaa for Lys fra forskellige Straalepunkter, da Øjet dog kun modtager fra det iagttagne Punkt af Pladen samtidig saadanne Straaler, som danne en lille Vinkel med hinanden indbyrdes. Overser man derimod et større Stykke af Pladen, saa maa man, naar Pladen er fuldkommen planparallel, i Almindelighed se en Række til forskellige Værdier af i_1 svarende koncentriske, mørke og lyse Cirkelbuer, hvis Centrum er Øjets Projektion paa Pladen.

Ligeledes gjælde de fundne Resultater, i det mindste tilnærmelsesvis, ogsaa naar Pladens Grænseflader ikke ere fuldstændig parallelle, hvorved der fremkommer en Række med Fladernes Skjæringslinie parallelle Striber, eller ikke fuldstændig plane, saaledes som Tilfældet er for Mellemrummet imellem de to Glas i det Newton'ske Forsøg. Vi kunne derfor nu uden Vanskelighed forklare alle Newtons ovenfor angivne Forsøgsresultater, og da tillige Newton med Nøjagtighed har udmaalt

Diametren af den første lyse Ring for de forskjellige Farver og heraf beregnet Tykkelsen af det tilsvarende Luftlag, ere vi ogsaa i Stand til af disse Forsøg at bestemme de til de forskjellige Farver svarende Bølgelængder. Da Maalingerne ere udførte med de Ringe, som ses i det vinkelret fra Fladen tilbagekastede Lys, erholdes nemlig Bølgelængden λ af Luftlagets Tykkelse d ved Multiplikation med 4 (Luftens og det tomme Rums Brydningsforhold ere saa lidt forskjellige, at de her saa vel som ofte i det følgende betragtes som ens).

	d	λ
Rødt	1,61	6,45
Rød — orange	1,49	5,96
Orange — gult	1,43	5,72
Gul — grønt	1,33	5,32
Grøn — blaat	1,23	4,92
Blaa — indigo	1,15	4,60
Indigo — violet	1,10	4,40
Violet	1,02	4,08

De hele Tal ere titusinde Dele Millimeter.

Det ses heraf, at der til de forskjellige prismatiske Farver svarer forskjellige Bølgelængder, idet disse Længder aftage fra Solspektrets røde til dets violette Grænse, ligesom ogsaa, at Bølgelængden for alle Farver er en meget lille Størrelse. Da i Modsætning hertil Lysets Hastighed er overordentlig stor, bliver Antallet af de Svingninger, som Lyset udfører i Sekundet, beregnet af Hastigheden divideret med Bølgelængden, ganske overordentlig stort, f. Ex. for violet 750 Billioner.

Betragtes Ringene i det Newton'ske Forsøg ved det saa godt som fuldkommen ensfarvede Lys fra en Chlornatriumflamme, ses de i et meget stort Antal, saaledes at man i Reglen kan

forfølge dem med blotte Øjne lige til Glassenes Grænser. Fjærnes Glassene efterhaanden parallelt fra hinanden ved en meget langsom Bevægelse, og iagttages gennem en Lupe Ringene i et bestemt Punkt, vil man se dem stadig bevæge sig ind imod Centret, hvor de forsvinde. Ved at tælle de Ringe, som passere det betragtede Punkt, kan man bestemme Forskydningen, idet denne for hver lys Ring er det halve af Bølgelængden for det iagttagne Lys, eller ogsaa kan omvendt Bølgelængden bestemmes af Forskydningen, naar denne er bekendt. Fizeau har paa denne Maade talt indtil 50000 passerende lyse Striber, som svarer til en Forskydning af næsten 15 Millimeter. Ogsaa iagttog Fizeau med Lupe og ved Chlornatriumlys Interferensstriber ved Plader paa indtil 1 Centimeters Tykkelse.

Interferens ved et System af to tilnærmelsesvis parallelle og lige tykke, planparallelle Plader af samme Glassort er først iagttaget af Brewster. En Lysstraale SA gaar igjennem den første Plade, træffer den anden Plade og kastes her for en Del to Gange tilbage i C og D . En anden Straale SB fra det samme Straalepunkt bliver allerede i den første Plade kastet to Gange tilbage og træffer i D sammen med den første Straale. Disse to Straaler, der omtrent have samme Intensitet og en meget ringe Vejforskjel, ville altsaa i DO forstærke hinanden, naar deres Faseforskjel er et Multiplum af 2π , og ophæve hinanden, naar Faseforskjellen er et ulige Multiplum af π . Jo nærmere Pladerne ere ved at være planparallelle, lige tykke og parallelle indbyrdes, desto mindre Indflydelse vil en Forandring af Indfaldsvinklen have paa Faseforskjellen, og man vil derfor, ligesom ved tynde Plader, se farvede eller lyse og mørke Striber ved

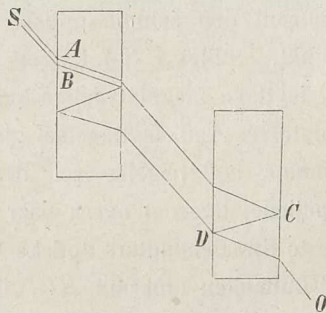


Fig. 70.

gjennemgaaende Dagslys eller Lyset fra en Flamme. Dog ere disse Striber stærkt udvidskede ved det uden Tilbagekastning gjennemgaaende Lys, og Interferensen iagttages derfor bedre, som Jamin har vist paa en anden Maade.

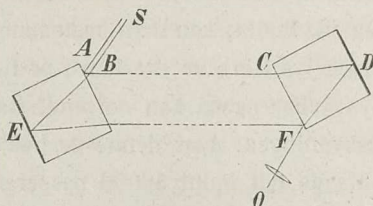


Fig. 71.

Fig. 71 viser to «Jaminske Spejle», som paa Bagsiden *E* og *D* ere belagte med Metalspejl, men som iøvrigt maa opfylde ganske de samme Betingelser, som Pladerne i det foregaaende Forsøg. En Lysstraale *SBCDF* træffer i *FO* sammen med Straalen *SBEF*, efter at begge have tilbagelagt omtrent den samme optiske Vejlængde fra et fælles Straalepunkt. Stilles i *S* f. Ex. en Chlornatriumflamme, vil man fra *O* iagttage meget tydelige mørke og lyse Striber, der kunne forstørres ved Iagttagelse gennem en Lupe. Disse Striber komme i Bevægelse ved den mindste Forskydning af et af Spejlene, ligesom ogsaa naar man paa anden Maade forandrer de to Straalebundters optiske Vefforskjel, f. Ex. ved Opvarmning af Luftsøjlen omkring *BC*, idet nemlig derved Luftens Brydningsforhold og hermed ogsaa den optiske Vejlængde i *BC* bliver formindsket. Lige saa mange Bølgelængder (λ) den optiske Vefforskjel saaledes forandrer sig, lige saa mange Striber vil man se passere forbi et gennem Lupen iagttaget fast Punkt.

Medens Lydbølger fra to Orgelpiber, som give samme Tone, eller fra de to Grene af en Stemmegaffel kunne frembringe Lydinterferens, har man derimod aldrig iagttaget Lysinterferens af Lysstraaler fra to forskellige Straalepunkter

Grunden hertil maa søges deri, at det Lys, som et Straalepunkt udsender, er meget foranderligt i Henseende til Fase og Amplitude, saaledes at det ved at træffe sammen med Lyset fra et andet Straalepunkt, selv om dette Lys har samme Farve og Svingningsretning, frembringer en saa hurtig Vexlen af Lys og Mørke, at Øjet, som bevarer ethvert Indtryk i nogen Tid, ikke kan skjelne det. I to Straaler fra det samme Straalepunkt foregaa derimod disse Forandringer i Fase og Amplitude samtidig, og de frembringe derfor vedvarende den samme Interferens, naar kun deres optiske Vejforskjel ikke er altfor stor, thi overskrider denne en vis Grænse, der dog, som vi have set, kan naa indtil 50000 Bølgelængder, hører ogsaa her Interferensen op at være synlig.

Naar man derimod i Steden for at forene Straalerne fra to Straalepunkter forener dem fra to, virkelige eller indbildte, Billeder af et Straalepunkt, saa kan der, som Fresnel først har vist, fremkomme Interferens. Fresnel benyttede to paa Bagsiden sværtede Planglas, som dannede en Vinkel paa meget nær 180° med hinanden, og som nøjagtig stødte sammen i Spejlfladernes Skjæringslinie. Man lader Sollys træde ind

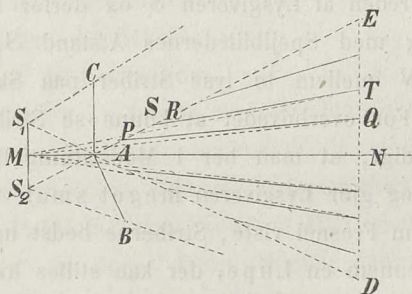


Fig. 72.

igjennem en smal Spalte eller, hvis man ønsker et større Lysfelt, gjennem et cylindrisk Glas, som forener Straalerne i en smal Lyslinie S , hvorfra de falde paa de Fresnel'ske Spejle AB og AC , hvis Skjæringslinie A er parallel med Lys-

linien. Efter Tilbagekastningen forholde Straalerne sig, som om de udgik fra de to Spejlbilleder S_1 og S_2 , og de tilbagekastede Straaler, der opfanges paa en Skjærm DE , komme til at krydse hverandre indenfor Rummet DAE . Ethvert Punkt i dette Rum er Skjæringspunktet af to Straaler, som næsten ere parallelle, og som ville forstærke hinanden, naar Punktets Afstande fra S_1 og S_2 have en Forskjel af 0 eller et Multiplum af hele Bølgelængder, $p\lambda$, men ophæve hinanden, naar Forskjellen er et ulige Multiplum af halve Bølgelængder, $(p + \frac{1}{2})\lambda$. De geometriske Steder for de mørkeste og lyseste Punkter i Tegningens Plan blive altsaa Hyperbelgrene (PQ , RT) med Brændpunkterne i S_1 og S_2 , hvilke Grene i nogen Afstand fra Spejlet kunne betragtes som sammenfaldende med deres Asymptoter (MQ , MT). Er Vejforskjellen i AN Nul, i PQ lig λ , saa er tilnærmelsesvis Projektionen af $S_1 S_2$ paa MQ lig λ , og ligeledes tilnærmelsesvis

$$\frac{QN}{MN} = \frac{\lambda}{S_1 S_2}.$$

Man vil altsaa paa Skjærmen se mørke og lyse eller farvede Striber, men da λ altid kun bliver lille allerede i Sammenligning med Breden af Lysgiveren S og derfor endnu mere i Sammenligning med Spejlbilledernes Afstand $S_1 S_2$, saa vil Afstanden QN imellem to lyse Striber paa Skjærmen blive meget lille. For overhovedet at kunne se Striberne er det derfor nødvendigt, at man her i Modsætning til de tidligere Interferensforsøg gjør Lysgiveren meget smal. Tillige iagttaget man, som Fresnel viste, Striberne bedst umiddelbart og forstørrede gennem en Lupe, der kan stilles hvor som helst i Stribernes Felt i en passende Afstand fra Spejlene, idet man gennem Lupen vil faa de Striber at se, som ligge i Nærheden af Lupens Brændpunkt. Som Lyskilde kan da ogsaa benyttes et mindre stærkt Lys.

Fresnel maalte Afstandene af de igennem en Lupe iagttagne, til de forskjellige Farver svarende, lyse Striber og be-

stemte saaledes ved den ovenfor angivne Formel Farvernes Bølgelængder. Resultaterne vare næsten ganske de samme som dem, der ovenfor ere udledede af de Newton'ske Maalinger.

Den samme Art af Interferens, nemlig ved Straalerne fra to nærliggende parallelle Billeder af en smal Lysgiver, kan erholdes paa flere andre Maader. Saaledes benyttede Fresnel ogsaa et meget stumpvinklet Glasprisme BAC , der ved Brydning af Straalerne fra S dannede de to virtuelle Billeder S_1 og S_2 . Striberne iagttages her ganske som i det foregaaende Forsøg, kun maa bemærkes, at Beliggenheden af de to Billeder S_1 og S_2 ikke er ganske ens for alle Farver paa Grund af deres ulige Brydning i Prismet.

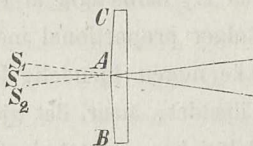


Fig. 73.

Fizeau stillede to lige tykke Planglas skraat foran Objektivet af en Kikkert. Ved Brydningen i de to Planglas, hvis sammenstødende Kant er parallel med Lyslinien S , dannes de to virtuelle Billeder S_1 og S_2 , hvoraf atter Objektivet danner to reelle, meget nær ved hinanden liggende Billeder i Kikkerten. Interferensen af de herfra kommende og hinanden krydsende Straaler kan da iagttages gennem det tilstrækkelig langt udtrukne Okular.

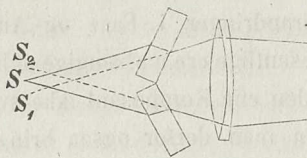


Fig. 74.

Billet benyttede en Kikkert, hvis Objektiv var gennemskåret i to Halvdele, som ved en Mikrometerskrue kunde fjærnes lidt fra hinanden. Dette Objektiv danner de to nærliggende Billeder af en med Gjennemskjæringen parallel Lyslinie, og Interferensen iagttages ligesom i det sidst nævnte Forsøg. Medens de to reelle Billeder i Kikkerten i Fizeau's Forsøg smelte sammen til et, naar Lysgiveren rykkes for langt bort, ville de derimod her vedblive at være adskilte.

Interferens ved Lysets Gjennemgang gennem anisotrope Medier.

En plan upolariseret Lysbølge, som træffer en af en Krystal dannet planparallel Plade, deler sig i Almindelighed i to Bølger, der træde parallelle ud af Pladen med forskellige Faser og med plansatte Svingninger, som meget nær ere vinkelrette paa hinanden i de to Bølgeplaner. Ere disses Amplituder A og B , saa er, uafhængig af Faseforskjellen, Intensiteten i de forenede Bølger proportional med $A^2 + B^2$, og der fremtræder derfor ikke nogen kjendelig Interferens. Dette vil heller ikke blive Tilfældet, naar det gennemgaaende Lys iagttages gennem et Polariskop, uagtet de Svingninger, som nu iagttages, ere Projektionerne af de to Slags Svingninger paa en og samme Plan. Dette hidrører fra den samme Egenskab ved Lyset, som bevirker, at man ikke kan iagttage Interferens af Straaler fra to forskellige Straalepunkter. Svingningerne i det naturlige Lys ville nemlig ved Indtrædelsen i Krystallen opløses i to paa hinanden vinkelrette Komposanter, hvor de hurtig vekslede Forandringer i Fase og Amplitude, som ere tilstede, i det væsentlige ere uafhængige af hinanden, saaledes at Forandringerne i den ene Komposant ikke svare til Forandringerne i den anden. Om man derfor ogsaa bringer disse Svingninger til at ligge i samme Plan, kunne de dog ingen synlig Interferens frembringe.

Naar derimod Svingningerne i det indfaldende Lys først plansættes, dernæst opløses i Krystallen i de to forskellige Svingningsretninger, og efter Gjennemgangen atter ved et Polariskop henføres til en Plan, saa indtræder der Interferens. Disse Betingelser for Interferensen af to vinkelret paa hinanden polariserede Straaler, nemlig at de maa være dannede af en plansat Straale og atter plansættes i en fælles Plan, ere først paaviste af Fresnel og Arago.

Vi ville nærmere betragte en Krystalplade, som lægges paa Bordet af et Nørrembergsk Polarisationsapparat, hvor de i Polariskopet iagttagne Straaler fra Pladen tilnærmelsesvis ere vinkelrette paa denne. Ved Gjennemgangen gennem Pladen

deles den indfaldende plane Bølge i Almindelighed i to, hvis Svingningsplaner ere vinkelrette paa hinanden, og hvis Brydningsforhold vi ville betegne ved n og n' . Er altsaa Pladens Tykkelse d , saa er ved Udtrædelsen de to Bølgers optiske Vejsforskjel $(n - n')d$. For $(n - n')d = p\lambda$, et helt Antal Bølgelængder, maa den udtrædende Bølge da være plansat i det samme Azimuth som den indtrædende, for $(n - n')d = (p + \frac{1}{2})\lambda$ er den ligeledes plansat, men i et andet Azimuth, og for $(n - n')d = (p + \frac{1}{4})\lambda$ er den kredssat, naar tillige de to Bølgers Svingningsplaner i Krystallen danne 45° med Svingningsplanen af det indfaldende Lys. Man iagttager overhovedet altid Interferensen bedst, naar dette sidste er Tilfældet, da derved Intensiteten i de to interfererende Bølger bliver meget nær den samme, hvorimod den indfaldende Bølge ikke deler sig i to, naar dens Svingningsplan falder sammen med en af de to Svingningsplaner i Krystallen.

Omdrejes derfor Krystalpladen paa Apparatets Bord, vil man snart træffe en Stilling, hvori ingen Interferens iagttages, og omdrejes dernæst Pladen 45° , vil Interferensen vise sig stærkest. Kun naar Pladen netop er sleben vinkelret paa en optisk Axe i Krystallen, vil det normalt indfaldende Lys stedse gaa gennem Pladen med uforandret Svingningsplan, og der vil derfor ingen Interferens kunne fremkomme.

Er nu Apparatets Polariskop f. Ex. indstillet paa Mørke, saa forsvinde de Farver, for hvilke $(n - n')d$ er et helt Antal Bølgelængder, hvorimod de fremtræde stærkest, for hvilke $(n - n')d$ er et ulige Antal halve Bølgelængder. Forholdet er altsaa her det samme som ved Iagttagelsen af tynde Plader i tilbagekastet upolariseret Lys alene med den Forskjel, at man i Steden for $(n - n')d$ har for de sidste Plader $2n_1 d_1$, naar n_1 er Brydningsforholdet, d_1 Tykkelsen af Pladen og Indfaldsvinklen antages lig 0 . Da $n - n'$ kun er lille i Sammenligning med $2n_1$, vil en Krystalplade altsaa ses i Polarisationsapparatet i gennemgaaende Lys med den samme Farve, som en langt tyndere Plade i til-

bagekastet Lys, og tænker man sig Krystalpladens Tykkelse voxe fra 0 af, ville Farverne gjennemløbes i den samme Orden som i de Newtonske Farveringe fra sort til blaat, hvidt, gult, rødt (Interferensfarverne i første Ring eller af «første Orden»), osv. For en parallel med Axen sleben Plade af Bjergkrystal er f. Ex. for rødt Lys $n - n' = 0,0090$, medens dettes Bølgelængde er $0^{\text{mm}},000645$. Denne Farve vil altsaa forsvinde, naar Pladens Tykkelse er $0^{\text{mm}},072$ eller et Multiplum heraf. Ved altfor stor Tykkelse af Pladen viser denne sig ikke farvet i hvidt Lys, men iagttages det gennem Polariskopet gaaede Lys paa samme Maade som i Broch's Forsøg (S. 127), nemlig gennem et Prisme, medens Lysgiveren er en smal Lyslinie, saa vise de forsvundne Farver sig som mørke Striber i Spektret selv ved meget tykke Plader.

To Krystalplader af samme Stof, og hvor Krystalaxerne ligge paa samme Maade, forholde sig selvfølgelig som en enkelt Plade, naar de lægges oven paa hinanden med Axerne ensstillede, men omdrejes den ene Plade 90° , saa forholde de sig som en Plade, hvis Tykkelse er lig Forskjellen imellem de to Pladers Tykkelser. Dette er f. Ex. Tilfældet i Babinets Kompensator (Side 121).

Blandt de forskjellige Krystaller egne fornemmelig Gibs og Glimmer sig paa Grund af deres store Spaltelighed til disse Forsøg. Begge ere optisk toaxede, men i Glimmer ere de optiske Axers Plan vinkelret paa Bladene, i Gibs ligge de i deres Plan. Ofte benyttes ogsaa et meget tyndt Glimmerblad til Forvandlingen af plansat Lys til kredssat eller omvendt, idet Bladets Tykkelse er valgt saaledes, at det giver den ene Svingningskomposant en optisk Vejforskjel af $\frac{1}{4}$ Bølgelængde (for gult Lys).

Farverne af meget smaa Krystalblade kunne iagttages med Mikroskopet, naar der under Objektet anbringes en Polarisator og i Røret selv et Polariskop.

Ogsaa isotrope Legemer kunne blive anisotrope ved ydre

og indre Tryk, og vi have nu i Interferensen et bekvemt Middel til at iagttage dette. Sammentrykkes saaledes et som et retvinklet Parallelepipedum formet Stykke Glas ved et ligeligt Tryk paa to modstaaende Flader, forholder det sig ligesom et lagdelt Legeme (se Side 126), nemlig som en negativ enaxet Krystal, hvis Axe ligger i Trykkets Retning. Et saadant Stykke Glas kan ogsaa benyttes til Forvandlingen af plansat Lys til kredssat, da Trykket let kan afpasses saaledes, at den optiske Vejforskjel af de interfererende Straaler netop bliver $\frac{1}{4} \lambda$.

Stiller man Krystalpladen paa Bordet i det Nørremberg'ske Apparat skraat imod de indfaldende Lysstraaler, saa forandres Farven paa Grund af den forandrede Vejforskjel. Lad AB være en plan Bølge med plansatte Svingninger fra et fjærnt Straalepunkt S . Den træffer i AC Overfladen af en Krystalplade og brydes her i to plane Bølger, CD og CE , hvis Normaler have Retningerne AD og AE . I disse to Planer er Fasens og den samme som i C . Forlænges dernæst AE til Skjæring i F med Pladens anden Grænseflade, og er Længden af Linien AB afpasset saaledes, at Linien CF bliver vinkelret paa Pladen, saa er den optiske Vejforskjel for de udtrædende to Bølger den samme som for de to med CD og CE parallelle Bølgeplaner FG og FH . Betegnes Indfaldsvinklen ved i , og de Vinkler, som Bølgenormalerne CG og CH danne med Indfaldsloddet, ved i_1 og i'_1 , saa ere Brydningsforholdene for de to Bølgenormaler $\frac{\sin i}{\sin i_1}$ og $\frac{\sin i}{\sin i'_1}$, og de udtrædende Bølgers optiske Vejforskjel følgende

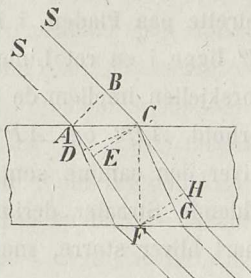


Fig. 75.

$$CG \frac{\sin i}{\sin i_1} - CH \frac{\sin i}{\sin i'_1} = d \sin i (\cot i_1 - \cot i'_1),$$

naar d er Pladens Tykkelse.

Denne Vejforskjel lader sig let bestemme ved Konstruktion ved Hjælp af den reciproke Bølgeflade, som er fremstillet i Fig. 54 (Side 105). Er her CP'' Pladens Normal, AC den indfaldende Lysstraale, AP' og AP'' de to brudte Bølgers Normaler, saa er $\angle ACP'$ Supplement til i , $\angle AP'C = i'_1$, $\angle AP''C = i_1$, og altsaa, idet $AC = 1$,

$$\sin i (\cot i_1 - \cot i'_1) = P'P''.$$

Den søgte Vejforskjel er altsaa lig $d.P'P''$. For de optisk enaxede Krystaller, hvor Bølgefladen gaar over til en Omdrejningsellipsoide og en Kugleflade (Fig. 50), kan selvfølgelig den samme Konstruktion anvendes.

I de først omtalte Forsøg vare de iagttagne Straaler vinkelette paa Pladen, i hvilket Tilfælde Punkterne A , C , P' og P'' ligge i en ret Linie, Pladens Normal. Her er altsaa $P'P''$ Forskjellen imellem de ensrettede Bølgennormalers to Brydningsforhold AP'' og AP' , saaledes at den optiske Vejforskjel bliver den samme som tidligere er fundet. Ved skraat indfaldende Straaler derimod ses det nu, at denne Vejforskjel snart bliver større, snart mindre.

Havde man paa Bordet i det Nørremberg'ske Apparat lagt en større Krystalplade, og er denne ikke fjærnet for langt fra Øjet, saa afvige de nærmere fra Randen kommende Straaler allerede kjendelig fra Indfaldsloddet, og der vil derfor her vise sig andre Farver, nemlig ensfarvede Kurver, som svare til de Retninger, hvori de iagttagne Straaler have den samme Vejforskjel.

Den simpleste Maade, hvorpaa man vil kunne faa disse af Brewster (1813) først iagttagne Kurver at se fuldstændigere og i et større Antal, er at indsætte Krystalpladen imellem de to Turmaliner i Turmalintangen og betragte det gennemgaaende konvergerende Lys med Øjet anbragt tæt bag ved Turmalinen. Krystalpladen maa imidlertid her ikke være altfor lille, og desuden er Turmalinernes egen Farve og stærke Absorbition

af Lyset til Skade for iagttagelsen, hvorfor Forsøget bedre udføres paa følgende Maade.

Fra en Lysgiver A gaa Lysstraaler til Polarisatoren, f. Ex. et Dobbeltprisme, som er anbragt foran en med en mindre Aabning B forsynet Skjærm. Det igjennem denne Aabning gaaede Lys brydes af en Linse C , hvis Afstand fra B er lig

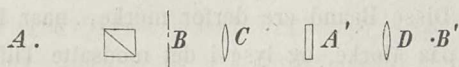


Fig. 76.

Linsens Brændvidde, saaledes at altsaa de fra ethvert Punkt i Aabningen B kommende Straaler blive parallelle, medens hele det gjennemgaaende Straalebundt faar sit mindste Gjennemsnit paa det Sted (A'), hvor Billedet dannes af Lysgiveren A . Krystalpladen anbringes bag ved C , og er Pladen lille eller mindre regelmæssig, bedst i A' . Herfra gaa Lysstraalerne videre til en anden Linse D , som forener de fra ethvert Punkt i B kommende parallelle Straaler til et Billede af B i Linsens Brændpunkt B' . Linsen D stilles bedst i en Afstand fra A' , som er noget større end Linsens Brændvidde, for at hele det gjennemgaaende Straalebundt ikke skal blive spredt for stærkt. Billedet B' , hvori altsaa ethvert Punkt er dannet af Straaler, som ere gaaede parallelle igjennem Krystalplåden og under en desto større Indfaldsvinkel, jo længere Punktet er fra Axen, kan nu betragtes enten med Lupe, med Mikroskop eller med Kikkert, idet Polariskopet, et Nicol's Prisme, er anbragt foran Lupen eller Okularet. Ligeledes kan man med Benyttelse af Sollys eller stærkt kunstigt Lys ogsaa projicere et forstørret Billede af B' paa en hvid Skjærm ved Hjælp af en med Polariskop forsynet Samlelinse.

Paa en af disse Maader vil man med en hvilken som helst af en Krystal udskaaen Plade kunne iagttage ved hvidt Lys de farvede Kurver og ved enkeltfarvet Lys de lyse og mørke

Kurver, som skyldes Interferensen. Omdrejes Polariskopet 90° , gaa de lyse Kurver over til at blive mørke og omvendt, og Farverne blive de komplementære. Disse Interferenskurver vise sig tillige gjennemskaarne eller afbrudte ved enkelte bredere Baand, som hidrøre fra de Straaler, hvor ingen Interferens finder Sted paa Grund af, at Svingningerne i det indfaldende Lys ikke opløses, men beholde samme Retning i Krystallen. Disse Baand ere derfor mørke, naar Polariskopet er indstillet paa Mørke, og lyse i det modsatte Tilfælde.

I en vinkelret paa Axen sleben Plade af Kalkspath blive Interferenskurverne koncentriske Cirkler, og de ovenfor omtalte Baand danne et retvinklet Kors, som er mørkt eller lyst, eftersom Polariskopet er indstillet paa Mørke eller Lys.

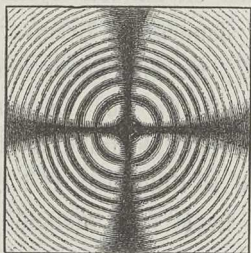


Fig. 77.

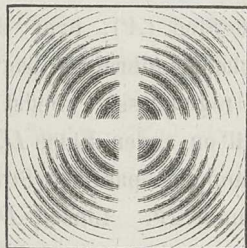


Fig. 78

Dette Kors svarer til de Straaler, hvis Svingninger enten ligge i Indfaldsplanen eller ere vinkelrette derpaa, idet nemlig i første Tilfælde Straalerne gaa udelukkende igjennem Krystallen som ejendommelig brudte, i andet Tilfælde som ordentlig brudte. Andre optisk enaxede Krystaller vise det samme, ligesom ogsaa f. Ex. en massiv Glas cylinder, naar denne enten er haardt beviklet med en Metaltraad eller opvarmes ligelig over hele den krumme Overflade.

En Undtagelse danner en paa Axen vinkelret sleben Plade af Bjergkrystal paa Grund af Svingningsplanens Drejning i de Straaler, som gaa igjennem Krystallen i Retning af dennes Axe, eller som kun lidet afvige fra denne Retning. Midten af

Korset viser her de Arago'ske Farver (Side 127), og Interferenskurverne selv ere kun Cirkler, naar Polariskopet er indstillet enten paa Lys eller paa Mørke, men gaa over til Kvadrater med afrundede Hjørner ved Omdrejning af Polariskopet. To lige tykke Kvartsplader, af hvilke den ene drejer til højre, den anden til venstre, vise de spiralformede Kurver (Airy's Spiraler), som ses i hosstaaende Figur. Polaris­kopet er her forudsat indstillet paa Mørke, og det indfaldende Lys træffer først den til venstre drejende Krystal. Byttes Pladerne om, gaa Spiralvindingerne til den modsatte Side.

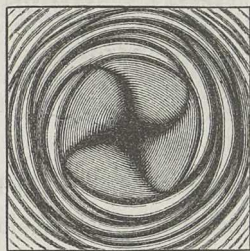


Fig. 79.

I Plader af optisk toaxede Krystaller, som ere slebne vinkelret paa Halveringslinien af de to optiske Axers spidse Vinkel, blive Interferenskurverne tilnærmelsesvis Cassini'ske Ellipser. Disse ere fremstillede i hosstaaende Figur, hvor tillige de to interfererende Bølgers Svingningsplaner ere angivne i forskellige Punkter. En Beregning af disse Planer viser, at de halvere Vinklerne imellem to Planer gennem den betragtede Bølgenormal og de to optiske Axer. Ere disse Svingningsretninger bekjendte, lade ogsaa let de Kurver sig bestemme, hvor der ingen Interferens finder Sted, idet de gaa igennem de Punkter, hvor en af Svingningsretningerne er den samme som i det indfaldende Lys. Er dette saaledes plansat i Retningen AA' eller vinkelret derpaa, saa danne Kurverne et retvinklet Kors gennem Midtpunktet M med den ene Gren gennem AA' , og er det indfaldende Lys plansat under en Vinkel af 45° med Linien AA' , blive Kurverne to Hyperbelgrene gennem A og A' , hvilke Grene skjære Interferens-

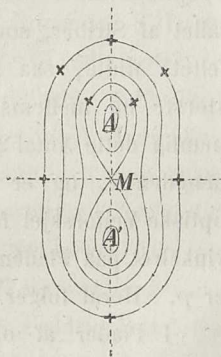


Fig. 80.

kurverne under rette Vinkler. Med Polariskopet indstillet paa Mørke fremkommer saaledes hosstaaende Figur. Den enkelte Gren gennem et af Ringenes Centrér er i Modsætningen til Korset i de enaxede Krystaller et ejendommeligt og let Kjendetegn for de optisk toaxede Krystaller.

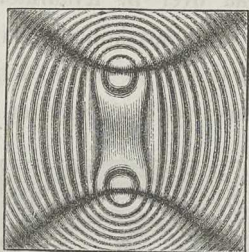


Fig. 81.

Er θ den Vinkel, som de optiske Axer danne med Pladens Normal, og træder en i Retning af en af Axerne gaaende Bølgenormal ud af Pladen under Vinklen θ' med Indfaldsloddet, saa er $\sin \theta' = \beta \sin \theta$, idet β er Brydningsforholdet i den optiske Axes Retning og altsaa (se Fig. 54) det mellemste i Størrelse af de tre Hovedbrydningsforhold α , β og γ . Vinklen θ' kan maales derved, at man først indstiller Pladen (A' , Fig. 76) skraat, saaledes at et af Ringcentrerne ses i Midten af Synsfeltet, og dernæst om drejer den, indtil det andet Centrum ses i Midten. Den maalte Drejningsvinkel vil da være $2\theta'$. Havde man tillige talt Antallet af Striber, som ved denne Drejning havde passeret Synsfeltets Midte, saa kunde heraf Forskjellen $\alpha - \beta$ imellem det største og mellemste Hovedbrydningsforhold bestemmes. Er nemlig dette Antal $2p$, svarende til enkeltfarvet Lys med Bølgelængden λ , og er Pladens Tykkelse d , saa er $(\alpha - \beta)d$ den optiske Vejforskjel for de interfererende Straaler, som træde ud vinkelret paa Pladen, medens det tilsvarende Antal Bølgelængder er p . Heraf følger $(\alpha - \beta)d = p\lambda$.

I Plader af optisk toaxede Krystaller, som ere slebne parallelt med de optiske Axer, ere Interferenskurverne Hyperbler (Fig. 82), hvis Axer falde i Hovedsnittene. Da Svingningerne i det gennemgaaende Lys overalt i Synsfeltet omtrent gaa i Retning af Hovedsnittene, forsvinde Kurverne, naar det indtrædende Lys er plansat i en af disse to Retninger; danner derimod Svingningsplanen 45° med dem, træde Kurverne

stærkest frem. Optisk enaxede, parallelt med Axen slebne Kry-staller forholde sig paa samme Maade og vise de samme

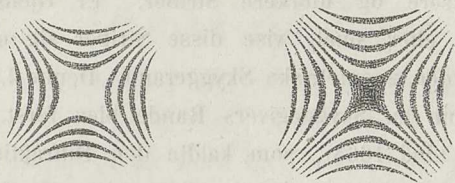


Fig. 82.

Kurver. I hvidt Lys ses Kurverne i Reglen kun ved temmelig tynde Plader (en Kvartsplade maa f. Ex. være højst $\frac{1}{2}$ mm tyk), hvorfor de erholdes bedre med to omtrent lige tykke Plader af samme Art, der lægges sammen med deres tilsvarende Hovedsnit vinkelret paa hinanden.

Den sidste Fremgangsmaade er ogsaa benyttet i Savart's Polariskop, som er et meget hensigtsmæssigt lille Apparat til Paavisning af Plansætningen i delvis plansat Lys. Det bestaar af to lige tykke Kvartsplader, som ere afskaarne under en Vinkel af 45° med Axen og lagte sammen med de paa Pladerne normale Hovedsnit vinkelret paa hinanden. Dette Pladepar er tillige med en Turmalinplade, hvis Hovedsnit danner en Vinkel af 45° med Kvartspladernes Hovedsnit, indfattet i en Korkring. Holdes nu denne foran Øjet med Turmalinpladen nærmest dette, og drejes Ringen rundt, vil man snart opdage farvede, svagt krummede Interferensstriber, hvis det iagttagne Lys indeholder Spor af plansatte Straaler. Man vil saaledes finde, at Lyset fra den blaa Himmel og saa godt som alt spredt Lys er delvis plansat, men derimod aldrig Lyset fra de selvylysende Legemer.

Interferens ved Skyggedannelse (Bøjning, Diffraktion). Vi have tidligere betragtet Skygger af Gjenstande, der belyses af et enkelt Straalepunkt, som skarpt begrænsede, med en pludselig Overgang i Grænsen fra Mørke til Lys, men ved en nærmere Betragtning af Skyggeranden ville vi finde, at der ogsaa tæt

nden for denne saakaldte geometriske Skyggerand viser sig en svag Lysning og tæt uden for en Række farvede eller afvejlende lysere og mørkere Striber. Er Gjenstanden selv meget lille eller smal, vise disse Striber sig ogsaa tydelig inden for den geometriske Skyggerand. Denne Lysstraalernes Bøjning om en Skyggegevers Rande blev først iagttaget af Grimaldi (død 1663), som kaldte den Diffraction, og Opdagelsen ledede ham endogsaa til at gjøre de første Forsøg paa at forklare Lyset som en Bølgebevægelse. Langt senere var det de samme Fænomener, som foranledigede Young til at gjenoptage den forladte Huyghens'ske Bølgetheori, men først Fresnel lykkedes det dog (1819) fuldstændig at forklare Bøjningen som et Interferensfænomen.

Vi ville først ad theoretisk Vej søge at bestemme Lysbevægelsen i et Punkt B , hvorhen Lyset naar fra et Straalepunkt S , efter at en Del af det er optaget af en uigjennem-

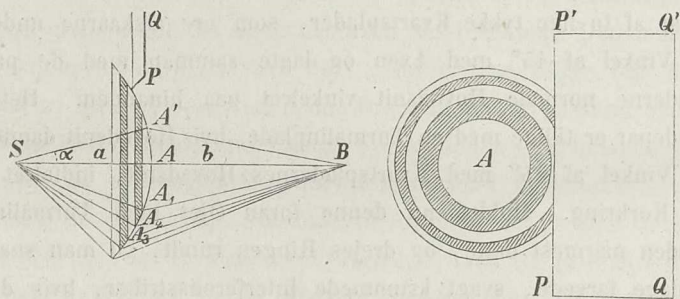


Fig. 83.

sigtig Skjærm PQ . Om S beskrives en Kugleflade med Radius SP , og ethvert Punkt i denne Flade betragtes i Henhold til det Huyghens'ske Princip som Centrum for nye Bølger, der alle begynde deres Bevægelser med den samme Fase. Fra et Punkt A' naar saaledes Bevægelsen til B efter at have tilbagelagt Vejlængden $A'B$, og sættes $SA = a$, $AB = b$ og Vinklen $ASA' = \alpha$, har man

$$A'B = \sqrt{(a+b)^2 + a^2 - 2a(a+b)\cos\alpha}.$$

Da Vinklen α her kan betragtes som en meget lille Størrelse, reduceres dette Udtryk til

$$A'B = b + \frac{a(a+b)a^2}{2b}.$$

Vi tænke os nu Kuglefladen delt ved en Række paa SB vinkelrette Planer i Zoner, som AA_1 , A_1A_2 , $A_2A_3 \dots$, saaledes at Afstanden fra B til de smaa Cirkler for hver paafølgende forøges med $\frac{1}{2}\lambda$, det halve af en Bølgelængde, idet man vælger $A_1B = b + \frac{1}{2}\lambda$, $A_2B = b + \lambda$, osv. Fra disse Zoner naar Bevægelsen til B med forskellige Faser, og Faseforskjellen imellem Bevægelserne fra to tilgrænsende Zoner er netop π , hvortil svare to Udslag med modsatte Fortegn.

I ovenstaaende Figur er tillige vist Projektionen af disse Zoner paa en mod SAB vinkelret Plan. Skjærmen $PQP'Q'$ dækker en Del af dem, og det bliver kun fra den ubedækkede Del, at Bevægelsen kan forplante sig til B . I dette Punkt maa derfor Svingningsamplituden tilnærmelsesvis blive proportional med det ubedækkede Areal, naar Arealet for hver anden Zone regnes negativt. Tænke vi os endvidere Skjærmen flyttet lidt, saa vil dette Areal hverken blive forøget eller formindsket, naar Summen af de Stykker, hvori Linien PP' deles af Cirklerne, er Nul, idet de regnes med afvejlende Fortegn for hvert paafølgende Stykke, og i dette Tilfælde vil da Amplituden i B have naaet et relativt Maximum eller Minimum.

Radius i den mindste af Cirklerne være r_1 og i de derefter følgende r_2 , $r_3, \dots$. Betægnes endvidere Vinklen ASA_1 ved α_1 , saa er $r_1 = a\alpha_1$ og

$$\frac{a(a+b)\alpha_1^2}{2b} = \frac{\lambda}{2}, \text{ hvorfra } r_1 = \sqrt{\frac{\lambda ab}{a+b}}.$$

Ligeledes er $r_2 = r_1\sqrt{2}$, $r_3 = r_1\sqrt{3}, \dots$, idet disse Størrelser dannes af Udtrykket for r_1 ved heri at sætte 2λ , $3\lambda, \dots$ i Steden for λ . Er nu Skjærmens Rand PP' stillet inden for

den første Kreds i Afstanden x fra Midtpunktet, saa ere Længderne af de Stykker, hvori PP' deles af Cirklerne, henholdsvis $2\sqrt{r_1^2 - x^2}$, $2(\sqrt{r_2^2 - x^2} - \sqrt{r_1^2 - x^2})$, osv., og Summen af disse Størrelser, regnede med vexlende Fortegn, skal da i Tilfælde af Maximum eller Minimum være Nul. Sættes $x = r_1 q$, saa bliver altsaa Betingelsen

$$0 = \sqrt{1-q^2} - (\sqrt{2-q^2} - \sqrt{1-q^2}) + (\sqrt{3-q^2} - \sqrt{2-q^2}) - \dots$$

Heraf findes $q^2 = 0,82 \dots$

Rykkes Skjærmen videre forbi den første Kreds til Afstanden $x_1 = r_1 q_1$ fra Midtpunktet, saa bliver Betingelsen

$$0 = \sqrt{2-q_1^2} - (\sqrt{3-q_1^2} - \sqrt{2-q_1^2}) + (\sqrt{4-q_1^2} - \sqrt{3-q_1^2}) - \dots,$$

hvoraf følger $q_1^2 = 1,82 \dots$, og saaledes videre.

Befinder det betragtede Punkt B sig netop i Skjærmens geometriske Skyggerand, saa gaar PP' igjennem Midtpunktet, og Amplituden vil da blive det Halve, Intensiteten en Fjerdedel, af hvad de vilde være, naar Skjærmen var borte. Rykkes Skjærmen tilbage, saa voxer aabenbart Amplituden, indtil denne naar et Maximum, naar Skjærmens Afstand fra Midtpunktet er $r_1 q$, og naar altsaa Punktet B befinder sig i Afstanden $r_1 q \frac{a+b}{a}$ fra den geometriske Skyggerand. Derefter aftage Amplitude og Intensitet, indtil Skjærmens Afstand fra Midtpunktet er $r_1 q_1$, hvorpaa de atter voxe, og saaledes videre. Den første mørke Stribe vil saaledes være i Afstanden

$$r_1 q_1 \frac{a+b}{a} = \sqrt{1,82 \lambda b} \frac{a+b}{a}$$

fra den geometriske Skyggerand.

I et af Fresnels mange Forsøg, som alle viste den største Overensstemmelse med Beregningen, fandtes den første mørke Stribes Afstand fra Skyggeranden i Millimeter lig 0,92, svarende til $\lambda = 0,000638$, $a = 1011$, $b = 502$, medens den oven for fundne Formel, naar disse Talværdier indsættes, giver Afstanden 0,93, altsaa omtrent den samme som Forsøget.

Størrelserne af Amplituderne i Skyggeranden og i de paafølgende uden for liggende lyse og mørke Striber forholde sig efter Fresnels Beregning henholdsvis som Tallene

0,5, 1,17, 0,88, 1,10, 0,92, 1,07, 0,93, . . . ,

og de tilsvarende Intensiteter forholde sig altsaa som Kvadraterne af disse Tal. Af den ovenfor angivne Fremgangsmaade for Bestemmelsen af Amplituderne følger endvidere, at Amplituden inden for den geometriske Skyggerand netop maa blive saa stor, at den lagt til Amplituden for Svingningerne i den samme Afstand uden for Skyggeranden bliver lige stor med den Amplitude, som Svingningerne vilde have havt, hvis der ingen Skjærm havde været, og som vi have sat lig 1. Altsaa ere inden for Skyggeranden i de samme Afstande som oven for Amplitudernes Størrelser

0,5, — 0,17, 0,12, — 0,10, 0,08, — 0,07, 0,07, . . . ,

og imellem enhver af disse Størrelser og den efterfølgende ligger Værdien Nul. Da nu Intensiteterne ere proportionale med Kvadraterne af disse Tal, saa ses heraf, at Intensiteten hurtig aftager indenfor Skyggeranden, og at der her vel findes Striber, men saa lyssvage, at de vanskelig kunne blive synlige.

Den her fremstillede Fremgangsmaade for en approximeret Beregning af Bøjningen i det antagne simple Tilfælde lader sig anvende paa alle Bøjningsfænomener, og Theorien viser sig i alle Punkter i Overensstemmelse med Forsøgsresultaterne. Naar Skyggegeveren er meget smal, f. Ex. en tynd Metaltraad, ses foruden Striberne uden for Skyggeranden tillige midt i Skyggen en skarpt begrænset lys Stribe, og paa begge Sider af denne kan man endnu, naar Traaden er meget tynd og Lyset enkeltfarvet, se et Par andre lyse Striber med mørke Mellemrum. Er Skyggegeveren en lille rund Skive, saa ses i Skyggens Centrum en lys Plet, hvor Klarheden meget nær er den samme som uden for Skyggen.

Ogsaa kan man omvendt med smaa Aabninger i en uigjen-nemsigtig Skjærm erholde smukke Bøjningsfænomener. Saaledes giver en smal Spalte en Række Striber med snart en lys snart en mørk Stribe i Midten, og en lille rund Aabning giver en Række koncentriske lyse og fuldkommen mørke Ringe, hvis Antal voxer, efterhaanden som iagttageren fjærner sig fra Aabningen, idet de synes at strømme ud fra Midten, som afvex-lende ses lys og mørk.

Forsøgene kunne anstilles saavel ved at projicere Skyg-gerne paa en hvid Skjærm som ved at iagttage dem umiddel-bart med blotte Øjne eller dog bedre gennem en Lupe, som Fresnel benyttede paa samme Maade som ved iagttagelsen af de Striber, der fremkomme ved Tilbagekastningen fra de Fresnel'ske Spejle (Side 145). Straalepunktet kan man erholde ved Hjælp af en lille Samlelinse, som bekvemmost indsættes i den ene Ende af et Rør med Udtræk, medens Skyggegi-veren anbringes inde i Røret og Lupen i den anden Ende. Denne holdes foran Øjet, og Røret rettes imod Solen eller en Flamme.

De af disse Bøjningsfænomener, som fremkomme ved en eller flere smaa Aabninger i en Skjærm, iagttages imidlertid, som Fraunhofer har vist, langt bedre paa en anden Maade. Lysstraaler, som ere gaaede igjennem en lille Aabning, ville svække eller forstærke hinanden fuldstændigst, naar de ere bøjede den samme Vinkel, men i saa Tilfælde maa de forlade Aabningen divergerende med et virtuelt Foreningspunkt i Nær-heden af Straalepunktet. Det vil derfor være rettest at betragte dette virtuelle Foreningspunkt, og vil man forstørre Billedet, maa det paa Grund af Afstanden iagttages, ikke med en Lupe, men med en Kikkert. Denne indstilles altsaa først paa Straalepunktet, hvorpaa Skjærmen med Aabningen anbringes foran Kikkertens Objektiv, og Interferensbilledet vil da kunne iagttages skarpt, stærkt forstørret og, da Aabningen af denne Grund kan gøres større, med en betydelig forøget Klarhed.

Allerede Objektivet selv uden Skjærm forholder sig som en rund Aabning og viser et Bøjningsbillede, naar f. Ex. Kikkerten rettes mod en Fixstjerne. I mindre Kikkerten ses denne som en lille, af Ringe omgivet, lys Skive, i større Kikkerten forsvinde Ringene, og Skivens Diameter aftager i samme Forhold, som Objektivets Diameter bliver større, men dog ses med et Objektiv paa 30 Centimeters Diameter Stjernen paa Grund af Lysets Bøjning endnu som en Skive med en tilsyneladende Diameter af 1 Sekund. Store Objektiver formindske altsaa Fixstjernernes tilsyneladende Diameter paa samme Tid, som de forøge deres Glans.

Vi skulle nu nærmere betragte de Tilfælde, at der foran en Kikkerts Objektiv er anbragt en Skjærm med en eller flere parallelle Spalter, medens Lysgiveren er en med Spalterne parallel Lyslinie, hvorfra ethvert Punkt sender parallelle Straaler til Kikkerten, idet Lysgiveren enten er stillet i en meget stor Afstand eller anbragt i et Kollimatorrør i Brændpunktet af en Samlelinse. Kikkerten er udtrukket saaledes, at den forener parallelle Straaler til et skarpt Billede.

Lad AB være en enkelt Spalte, og de fra et Straalepunkt S kommende parallelle Straaler vinkelrette paa Spaltens Plan. De i en vilkaarlig Retning AO bøjede Straaler kunne vi da betragte som udgaaende fra Planen AB , der falder sammen med de indfaldende Straalers Bølgeplan, og Amplituden af de i Kikkerten til et Punkt forenede Straaler maa da være proportional med Summen af Svingningsudslagene i den paa AO vinkelrette Plan AB' .

Hvis nu Randstraalernes Vejforskjel BB' netop er lig et helt Antal Bølgelængder, $p\lambda$, saa kunne vi tænke os AB' delt i $2p$ lige store Dele, hvor Svingningerne da i enhver Del ville foregaa paa samme Maade, men med afvejlende Fortegn. Svingningerne ville altsaa i dette Tilfælde fuldstændig ophæve

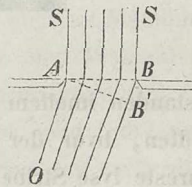


Fig 84.

hverandre. Herunder henhører dog ikke Tilfældet $p = 0$, som svarer til de Straaler, der gaa igjennem Spalten uden at forandre Retning, og hvor alle Svingninger netop ere ens og derfor maa forstærke hverandre.

Er Randstraalens Vejforskel BB' et ulige Antal halve Bølgelængder, $(p + \frac{1}{2})$, saa kunne vi tænke os AB' delt i $2p + 1$ lige store Dele, hvor Svingningerne ligeledes ville opheve hverandre i de $2p$ Dele, saa at Amplituden af det iagttagne Lys maa blive proportional med Bredden af én af disse Dele og altsaa omvendt proportional med $2p + 1$. Sættes $BB' = q\lambda$, saa vil man ved at udføre de angivne Summationer ved Integralregning mere almindelig for alle Værdier af q finde Amplituden (tilnærmelsesvis) proportional med $\frac{\sin q\pi}{q\pi}$, hvortil svarer en Intensitet, som er proportional med Kvadratet af denne Størrelse.

Naar altsaa Lyset er enkeltfarvet, vil man i Kikkerten se en Række fuldkommen mørke Striber med lyse Mellemrum.

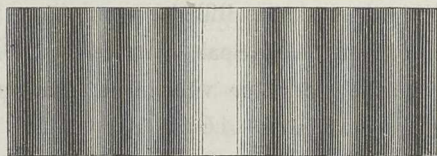


Fig. 85.

Afstanden imellem de mørke Striber er ens overalt undtagen i Midten, hvor der i Steden for en mørk Stribe netop er den klareste lyse Stribe med en Brede, som altsaa er den dobbelte af de andre lyse Stribers Brede. Sættes Klarheden i Midtlinien lig 1, saa er den for Midten af de efterfølgende lyse Striber til begge Sider $\left(\frac{2}{3\pi}\right)^2$, $\left(\frac{2}{5\pi}\right)^2$, . . .

Er der ofran Kikkertens Objektiv anbragt en Skjærm med to parallelle og lige brede Spalter, saa vil man dels iagttage det samme Bøjningsbillede som med den ene af Spalterne

alene, idet de to Bøjningsbilleder fuldstændig dække hinanden, dels vil der ogsaa vise sig en Række andre mørke Striber («Minima af anden Klasse») med mindre Mellemrum, medens paa andre Steder Klarheden af de lyse Striber viser sig forøget («Maxima af anden Klasse»). Disse nye mørke Striber ville, som let indses, fremtræde paa de Steder, hvor Vejforskjellen for to Straaler fra tilsvarende Punkter, f. Ex. Midten, af de to Spalter er et ulige Antal halve Bølgelængder. Tildækkes den ene af de to Spalter med en tynd gjennemsigtig Plade, saa forøges herved Vejlængden for alle de gennem denne Spalte gaaede Straaler, og hele Bøjningsbilledet rykker derfor til Siden, nemlig til den samme Side som den, hvor den tildækkede Spalte befinder sig.

Jo flere parallelle Spalter man anbringer i Skjærmen, desto mere voxer Antallet af de mørke Striber, og desto mere voxer Intensiteten i enkelte af de lyse Striber. En Skjærm med en overordentlig stor Mængde fine Spalter, som ere anbragte parallelle og i lige store Afstande, giver saaledes et Bøjningsbillede, som med enkeltfarvet Lys bestaar af lyse skarpe Linier paa næsten fuldkommen mørk Grund. Saa-danne Skjærme eller «Fraunhoferske Gittere» kunne forfærdiges paa mange Maader, saaledes ved med en Delemaskine at indridse parallelle Linier paa sodede eller med en tynd Metalhinde belagte Glas, eller ved at indridse Linierne med Diamant paa Glas, hvor Ridserne da danne den uigjennemsigtige Del. Til nøjagtige Maalinger har man benyttet Gittere med indtil nogle hundrede Linier paa en Millimeter; de kunne dog forfærdiges endnu langt finere.

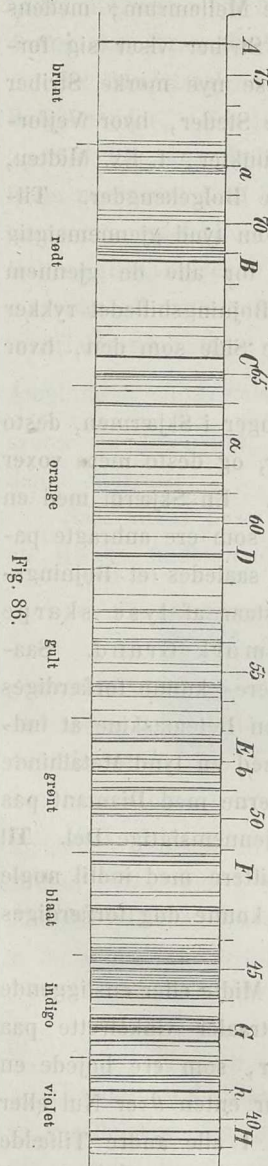
Er a Afstanden imellem to Spalters Midte eller ensliggende Rande, og ere de indfaldende Lysstraaler vinkelrette paa Gitterets Plan, saa ville alle de Straaler, som ere bøjede en vis Vinkel θ , forstærke hverandre, naar enten θ er Nul eller $a \sin \theta$ er et helt Antal Bølgelængder. I alle andre Tilfælde derimod vil man, naar Spalternes Antal antages uendelig stort,

altid kunne finde 2 Spalter i en saadan Afstand, pa , fra hinanden, at Straalernes Vefforskjel, $pa \sin \theta$, vil være et ulige

Antal halve Bølgelængder, og man kan da tænke sig Straalerne fra alle Spalterne forenede saaledes parvis, at Vefforskjellen for ethvert Par bliver et ulige Antal halve Bølgelængder, saa at de altsaa alle to og to opheve hinanden indbyrdes. Heraf følger, at man, naar den iagttagne Lyslinie er enkeltfarvet, vil se en Række lyse Linier meget nær i samme Afstand fra hinanden og i en desto større Afstand, jo finere Gitteret er, idet Bøjningsvinklerne θ for disse Linier ere bestemte ved

$$\sin \theta = 0, \pm \frac{\lambda}{a}, \\ \pm \frac{2\lambda}{a}, \pm \frac{3\lambda}{a}, \dots$$

Ved hvidt Lys blive alle Farverne lige saa fuldstændig adskilte fra hverandre som ved Brydningen i et Prisme, hvorfor ogsaa Gittere kunne gjøre samme Tjeneste som Prismer til Opløsning af sammensat Lys i dets enkelte Farver. Midt i Bøjningsbilledet ses det ufarvede Billede af Spalten og til begge Sider først et rent Spektrum fra violet til rødt, hvor hver Farves Afstand fra Midtlinien er proportional med Bølgelængden. Derefter følger et mørkt Rum, idet Bølgelængden for rødt



Lys er mindre end det dobbelte af Bølgelængden for violet, og altsaa ogsaa Bøjningsvinklen for rødt i det første Spektrum mindre end Bøjningsvinklen for violet i det andet Spektrum. Dette sidste Spektrum, som altsaa følger efter det mørke Mellemrum, falder derimod ved dets anden, røde, Grænse sammen med Begyndelsen af det tredje Spektrum, og de efterfølgende Spektre blandes efterhaanden mere og mere med hverandre.

Foranstaaende Figur viser Sollysets Bøjningsspektrum med de Fraunhoferske Linier. Maalestokken angiver Bølgelængden i $\frac{1}{100000}$ Millimeter. Fordelingen af Farverne, som ere angivne efter den Newtonske Inddeling med Tilføjelse af brunt, er her mere regelmæssig end i det prismatiske Solspektrum, hvor de mindre brydbare Farver ere stærkere sammentrængte, medens de mere brydbare derimod brede sig over et større Rum, og hvor tillige Udbredelsen af de forskellige Farver med de tilhørende Linier er noget forskjellig for de forskellige brydende Stoffer.

Blandt de forskellige Midler, vi have til Bestemmelse af Lysbølgernes Længde, høre Maalingerne af de ved Gittere frembragte Bøjningsbilleder til de simpleste og nøjagtigste. Til disse Maalinger, som først have været udførte af Fraunhofer, benyttes en inddelt Horisontalkreds, som bærer den mod Centret rettede Iagttagelseskikkert. Gitteret er anbragt vertikalt paa et lille Bord i Kredsens Midte og indstilles vinkelret mod Axen af et Kollimatorrør, der sender de fra en meget fin vertikal Spalte kommende Solstraaler parallelle mod Gitteret. Kikkerten indstilles først saaledes, at dens Traadkors falder i Bøjningsbilledets Midtlinie, hvorpaa den omdrejes og indstilles paa den af de Fraunhoferske Linier, hvis Bølgelængde man vil bestemme. Er den saaledes maalte Bøjningsvinkel θ for det første Spektrum, saa beregnes Bølgelængden i Millimeter af Ligningen $\sin \theta = N\lambda$, idet N er det Antal parallelle Spalter, som Gitteret indeholder paa hver Millimeter. Som Kontrol

kunne Bøjningsvinklerne maales for den samme Fraunhoferske Linie i flere af de første Spektre, saa vel som ogsaa til begge Sider af Midtlinien. Som Middel af de meget nær overensstemmende Maalinger af Fraunhofer, van der Willigen, Ditscheiner, Ångström og Mascart ere Bølgelængderne i $\frac{1}{10000}$ Millimeter

<i>A</i>	<i>B</i>	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>E</i>	<i>F</i>	<i>G</i>	<i>H</i> ₁
7,606;	6,875;	6,565;	5,893;	5,269;	4,858;	4,302;	3,971 .

Bølgelængden for Linien *D* svarer til Midten af to nærliggende Linier, for hvilke Forskjellen i Bølgelængden kun er 0,006. Nær *H*₁ ligger *H*₂ med Bølgelængden 3,937, og det er begge disse Linier i Forening, som betegnes ved *H*.

Vi have ofte Lejlighed til at iagttage Bøjningsfænomenerne ved Lysets Gjennemgang gennem Gittere. De ses saaledes allerede ved Betragtning af en smal Lysgiver med blotte Øjne, idet Øjenvipperne tjene som Gitter, ligeledes ved f. Ex. at se paa mindre Lysgivere gennem en Fugleffjer. Ogsaa ses smukke Bøjningsbilleder ved Tilbagekastningen fra spejlende Gittere eller fra fint ridsede Metalplader, som de Barton'ske Iris-knapper, ligesom ogsaa Farvespillet hos mange Insekter og ved Perlemoret skyldes den samme Aarsag. Man kan endog afkopierte Perlemorets Farvespil ved at tage et Aftryk i fint Vox af Perlemorets Overflade.

Strør man Hexemel (*Lycopodium*) paa en Glasplade, og betragter man en mindre Lysgiver igjennem Pladen, eller lader man den spejle sig i Pladen, saa ses Lysgiveren omgivet af farvede Ringe, som indad til ere violette og udad til røde. Ringenes Diametre blive desto større, jo mindre de enkelte smaa Korn blive. Det er det samme Bøjningsfænomen, som iagttages, naar man i taaget Vejr ser Solen eller Maanen omgivet af svagt farvede Ringe («Hove»), idet det her er de meget fine Vanddraaber, hvoraf Taagen bestaar, som, naar de ere lige store, frembringe Bøjningen. Af Ringenes Diametre har man kunnet beregne Vanddraabernes Størrelse, og man

har saaledes ved forskellige Maalinger fundet Draabernes Diametre liggende imellem 9 og 45 Titusindedele Millimeter.

Af en anden Oprindelse ere de Interferensstriber, som iagttages, naar man i et støvet, paa Bagsiden belagt, Glas-spejl ser Billedet af et stærkt Lys. Spejlfladen viser sig her bedækket med farvede Striber, som, naar Øjet befinder sig nær ved Lysgiveren, nærme sig til at blive retliniede og vinkelrette paa Indfaldsplanen. Lad Punktet A være et Støvgran, som træffes af Lysstraalen SA og bøjer en Del af Lyset i Retningen AB , hvilken Straale da, efter at være tilbagekastet i B og brudt, naar til Øjet O . En anden Straale fra det samme Straalepunkt S brydes i D , kastes tilbage i E og træffer A , hvor denne Straale ligeledes bøjes, saaledes at en Del af dette Lys ogsaa naar til Øjet. Idet altsaa disse to Straaler forenes i Øjet, fremkommer der en af deres Vejforskjel afhængig Interferens.

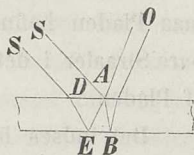


Fig. 87.

Lignende Interferensforsøg ere allerede anstillede af Newton med et tilstøvet, paa Bagsiden belagt, Hulspejl af Glas. Et Bundt Solstraaler faldt gennem en lille Aabning, som var anbragt i en Skjærm i Hulspejlets Centrum, vinkelret ind paa Hulspejlet, der altsaa dannede et Billede af Aabningen i selve Aabningen. Denne saas nu paa Skjærmens Bagside omgivet af en Række blege farvede Ringe.

En mærkelig Virkning af Bøjningen viser sig i følgende Interferensforsøg. Man lader de fra en smal Spalte kommende Straaler af hvidt Lys falde paa et Prisme, hvis brydende Kant er parallel med Spalten, og Farvespektret iagttages i en Kikkert. Skyder man nu en tynd, gjennemsigtig, planparallel Plade foran Kikkertens Objektiv, saaledes at dette dækkes omtrent halvt, saa ser man, hvis Pladen er paa samme Side som Prismets brydende Kant, hele Spektret gennemtrukket med en Mængde mørke, med Spalten parallel Linier, de «Talbot'ske Striber».

Disse Striber ses bedst, naar Pladens Rand er parallel med Spalten, men man vil dog kunne vedblive at se dem, ogsaa naar Pladen omdrejes, indtil Randen næsten bliver vinkelret paa Spalten, derimod forsvinde de, naar Pladen dækker den modsatte Halvdel af Kikkertens-Objektiv. Striberne fremkomme ligeledes, naar Pladen indskydes paa et hvilket som helst andet Sted imellem Spalten og Øjet, saaledes at omtrent Halvdelen af de iagttagne Straaler gaa igjennem dem, men i alle Tilfælde maa Pladen befinde sig paa samme Side som de mere brydbare Straaler i det Bundt af Farvestraaler, som træffe et Punkt af Pladen.

Det indses let, at Striberne skyldes Interferensen af de igjennem og uden om Pladen gaaende Straaler, idet en mørk Stribe i Spektret skulde svare til den Farve, for hvilken den optiske Vejforskjel imellem de to interfererende Straalebundter er et ulige Antal halve Bølgelængder. At disse Striber imidlertid i visse Tilfælde kunne forsvinde, skyldes Bøjningen. Er n Pladens Brydningsforhold for de vinkelret paa Pladen indfaldende Straaler, og er d Pladens Tykkelse, saa vil $d(n-1) = (p + \frac{1}{2})\lambda$ være Betingelsen for, at disse Straaler i Forening

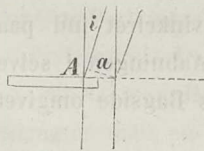


Fig. 88.

med de uden om Pladen gaaende og med dem parallelle Straaler give Minimum af Lys. Men i den samme Retning iagttages ogsaa, paa Grund af Bøjningen, andre Straaler ved en lille Indfaldsvinkel i og med et fra n lidt forskjelligt Brydningsforhold n' .

Er a Afstanden imellem to saadanne parallelle Straaler, hvoraf den ene gaar igjennem Pladen, den anden uden om den, saa er disse to Straalers optiske Vejforskjel $(n' - 1)d + a \operatorname{tg} i$, og skulde disse to Straaler ophæve hinanden, maa denne Vejforskjel ligeledes være $(p + \frac{1}{2})\lambda$. Heraf følger $a \operatorname{tg} i = (n - n')d$, saa at altsaa n maa være større end n' , naar i er positiv, det vil sige, ligger til den Side, som er antaget i Figuren. Det bliver saaledes i det

Straalebundt, som mødes i *A*, de mere brydbare Straaler, der skulle ligge til den Side, hvor Pladen er. I dette Tilfælde ville mange af Straalerne to og to hæve hinanden og forøge Virkningen af Interferensen, medens de i modsat Tilfælde svække den og gjøre Striberne usynlige.

Med en $\frac{1}{4}$ Millimeter tyk Plade af Glas eller Glimmer ses omtrent 200 mørke Striber i Spektret i omtrent lige store Afstande, som dog voxer noget henimod den violette Ende. Disse Striber maa ikke forvexles med nogle ganske lignende, som ved en 6 Gange tyndere Plade fremtræde omtrent i samme Antal. Disse sidste skyldes nemlig Interferensen af de gjennemgaaende og de to Gange i Pladen tilbagekastede Straaler, og de ses bedst, naar Pladen dækker hele Kikkertens Objektiv.

Legemernes Indsugning og Udstraaling af Lys (Absorbtion og Emissjon). Medens Verdensrummet lader Lyset fra Fixstjernerne komme til os gennem Afstande saa store, at vi næppe kunne forestille os, end sige maale dem, saa finder der derimod vistnok hos alle Legemer en Indsugning af Lysstraalerne Sted, lige fra Metallerne, som kun i yderst tynde Lag ere gennemstraalelige for Lyset, til de tilsyneladende fuldkommen gjennem-sigtige Legemer. Naar kun Lyset har tilbagelagt en tilstrækkelig stor Vejlængde igjennem disse, ses det svækket og i Reglen med forandret Farve, idet de forskjellige Farver ere absorberede i forskjellig Grad. Saaledes ses Vand i Havet og i mange Floder ved gjennemgaaende Dagslys med en grønlig Farve, som især træder frem, naar Bunden er lys, eller Vandet indeholder opslemmede hvide Partikler.

Legemernes ulige Absorbtion af de forskjellige Farver iagttages bedst, naar man lader hvidt Lys fra en Spalte gaa igjennem Legemet og derefter opløser Straalerne ved et Prisme i de forskjellige Farver. Spektret vil da i Reglen ved farvede faste Legemer og Vædske fremtræde med brede mørke Striber eller Baand, som hidrøre fra Absorbtionen af de tilsvarende

Farver. Saaledes absorberes af blaåt Kobaltglas de gule og grønne Farver, af rødt med Kobber farvet Glas næsten alle Farver paa rødt nær, af Nikkelsalte rødt og violet, af Kobberilte-Ammoniak rødt, gult og grønt. En Opløsning af det sidste Stof gjennemlader saaledes slet ikke det enkeltfarvede gule Lys fra en Kogsaltflamme.

En Opløsning af Bladgrønt i Alkohol viser sig ved gennemgaaende Dagslys i tyndere Lag grøn, i tykkere Lag derimod mørkerød. Alle Farver absorberes nemlig stærkt af en saadan Opløsning paa grønt og rødt nær, men naar disse to Farver blive alene tilbage af Sollyset, saa er den grønne Farve den stærkest fremtrædende. Denne absorberes imidlertid af Opløsningen lidt stærkere end den røde Farve, hvorfor det bliver denne sidste, som efter Lysets Gjennemgang gennem en længere Strækning næsten udelukkende bliver tilbage. Disse og lignende Forhold opklares nærmere ved Betragtning af Loven for Lysets Absorbtion.

Gaa vi ud fra den Antagelse, at enkeltfarvet Lys altid absorberes af et givet Legeme i et med Intensiteten proportionalt Forhold, og sættes Intensiteten af det indfaldende enkeltfarvede Lys lig I , saa vil denne, efter at Lyset er gaaet f. Ex. igjennem 1 Millimeter af Legemet, kunne udtrykkes ved Ik , idet k er en ægte Brøk («Transmissjons-Koefficienten»), og fremdeles ved Ik^2 , Ik^3 , . . . Ik^n , naar Lyset har passeret en Strækning af 2, 3, . . . n Millimeter. Den saaledes paa en Strækning af n Millimeter absorberede Del af Lysintensiteten vil altsaa kunne sættes lig $I(1 - k^n)$. Ved denne Lov, som er stadfæstet ved fotometriske Maalinger af Jamin og Masson, vil altsaa Absorbtionen i et givet Legeme være fuldstændig bestemt, naar man kjender Koefficienten k for alle Farver.

Det er kun undtagelsesvis, at man finder skarpt begrænsede mørke Linier i Absorbtionsspektret af faste og flydende Legemer, saaledes som ved en Opløsning af oxalsurt Chromilte-Kali og ved Salte af Didym, Erbium og Terbium saavel i fast

Tilstand som i Opløsninger. Derimod findes saadanne Linier meget hyppig i Absorbtionsspektrerne af Dampe og Luftarter, hvilket først har været iagttaget af Brewster ved Dampe af Salpeterundersyre, som viste henimod 2000 mørke Linier, fordelte over hele Spektret. Overhovedet vise alle farvede Dampe og Luftarter, som Dampene af Brom, Jod, Chlorchromsyre, ligeledes Chlor, talrige Absorbtionslinier, dog ses de ved Chloret først, naar Lyset har passeret en større Vejlængde (2 Meter) igjennem denne Luftart. Ogsaa de farveløse og gjennemsigtige Vanddampe frembringe en stor Mængde Linier, navnlig i rødt og orange, naar Lyset har tilbagelagt en stor Strækning igjennem dem, og mange af de Linier i Solspektret, som maa tilskrives Absorbtionen i vor Atmosfære (de «atmosfæriske Linier»), hidrøre fra Atmosfærens Vanddampe.

De mørke Linier i Solspektret, som ikke ere atmosfæriske, hidrøre fra Absorbtionen i Solens Atmosfære og give os et Middel i Hænde til at finde, hvilke Stoffer denne Atmosfære indeholder. Det vilde imidlertid for de fleste Stoffers Vedkommende næppe være muligt at bestemme, hvilke Absorbtionslinier de i Dampform ved meget høje Varmegrader vilde frembringe, og Opgaven maatte derfor søges løst ad en anden Vej. Kirchhoff lod (1859) Straaler fra det stærke Drummond'ske Kalklys, der giver et kontinuerligt Spektrum uden mørke eller lyse Linier, gaa igjennem en Spiritusflamme, som indeholdt Kogsalt. Spektret viste nu to mørke Linier, som i alle Henseender stemmede overens med Solspektrets dobbelte *D*-Linie, medens Kogsaltflammen selv viste to lyse Linier netop paa det samme Sted i Spektret, naar det Drummond'ske Lys blev afblændet. En Bunsens Gasflamme med Chlorlithium giver ligeledes et enkeltfarvet Lys, nemlig en lys, skarpt begrænset Linie midt imellem de Fraunhoferske Linier *B* og *C*, og idet Kirchhoff lod Solstraaler gaa igjennem denne Flamme, iagttog han et Solspektrum med en mørk Linie netop paa det samme Sted.

Kirchhoff sluttede heraf, at farvede Flammer, i hvis Spektrum der forekommer lyse, skarpe Linier, absorbere Straaler af disse Liniers Farve, saaledes at de lyse Linier gaa over til at blive mørke, naar en Lysgiver af tilstrækkelig Intensitet anbringes bag ved Flammen. Absorptionslinierne for de forskellige Stoffer i glødende dampformig Tilstand kunde altsaa bestemmes af de lyse Linier, som indeholdes i Spektret af det udstraalede Lys.

En Række Undersøgelser herover blev nu foretagne af Kirchhoff og Bunsen. De Stoffer, som skulde undersøges, blev bragte i glødende dampformig Tilstand ved Hjælp af en ikke lysende Flamme, som en Bunsens Gasflamme, en Brintflamme og forskellige andre, eller ved elektriske Gnister fra et Induktionsapparat. Lysstraalerne gik igjennem en Spalte i et Kollimatorrør, hvis Samlelinse sendte Straalerne parallele til et med Svovlkulstof fyldt hult Prisme, og det af dette Prisme dannede Spektrum iagttoges i en Kikkert. Det viste sig, at ethvert Metal havde sit ejendommelige Spektrum af lyse Linier, hvis Plads forblev uforandret ved de forskjelligste Varmegrader, medens derimod deres Klarhed voxede med Flammens Varmegrad. Forbindelser af det samme Metal med forskellige Metalloider gave det samme Spektrum, idet de sandsynligvis blev dekomponerede ved de høje Varmegrader, og i den samme Flamme gave de flygtigste Forbindelser (Chlormetallerne) de klareste Linier. Det blev saaledes muligt paa denne Maade ved Spektralanalyse at opdage ofte endog indtil de mindste Spor af forskellige Metaller i deres Forbindelser, og fem nye Metaller ere fundne ved denne Methode.

Kirchhoff fortsatte disse Undersøgelser med en Sammenligning af Solspektrets mørke Linier med de kemiske Elementers lyse Linier. Han benyttede hertil et større Spektralapparat med 4 Flintglasprismer, og for nøjagtigere at sammenligne Linierne med hinanden anbragte han foran Spaltens nederste Halvdel et lille Glasprisme, som ved fuldstændig Til-

bagekastning sendte de fra Siden indfaldende Straaler igjennem Spalten, saaledes at man samtidig kunde iagttage to Spektre, det ene over det andet, fra to forskjellige Lysgivere. Var nu den ene af disse Lysgivere Solen, den anden elektriske Gnister imellem to Traadender af det Metal, som skulde undersøges, saa kunde man meget nøje bestemme, om Metalspektrets lyse Linier faldt i Forlængelsen af nogle af Solspektrets mørke Linier.

Dette viste sig ogsaa virkelig at være Tilfældet med mange Metaller, navnlig med *Fe*, *Ca*, *Mg*, *Na* og *Cr*, hvis Tilstedeværelse i Solatmosfæren saaledes var bevist. Ångström og Thalén, som, for tillige at bestemme de forskjellige Liniers Bølgelængder, benyttede Bøjningsspektret fra et Fraunhofersk Gitter i Steden for det prismatiske Spektrum, fandt endogsaa 450 af Jernets og 200 af Titanets Spektrallinier sammenfaldende med Linier i Solspektret. Til en stor Del af disse sidste har man dog endnu ikke fundet de tilsvarende Stoffer.

Ogsaa Metalloiderne kunne i glødende og luftformig Tilstand frembringe Spektre med lyse Linier. Af disse gjenfindes Brintens Spektrallinier i Solspektret, nemlig svarende til de Fraunhoferske Linier *C*, *F*, en Linie meget nær ved *G*, og *h*.

Medens de forskjellige Stoffers lyse Spektrallinier mærkelig nok bevare deres Plads i Spektret uforandret under de forskjelligste Varmegrader og under forskjellige Tryk og Tætheder, saa viser det sig dog, at Spektret under visse Betingelser kan antage et andet Udseende. Lader man saaledes Brint brænde i Ilt under et Tryk af 10 Atmosfærer, saa bliver Flammen stærkt lysende, og Spektret viser sig kontinuerligt uden lyse Linier. Det samme er Tilfældet ved elektriske Udladninger gennem Brintluft under et Tryk af 1200^{mm}, og lignende Forhold finder Sted med andre Luftarter, saaledes at i Almindelighed alle Stoffer, naar de faa en større Tæthed, lige-

som alle i glødende Tilstand faste og draabeflydende Legemer, vise et kontinuerligt Spektrum.

Af en mere gaadefuld Beskaffenhed er en tredie Art af Spektrer, som have Udseende af en Række fra Siden belyste Søjler. Betingelserne for, at dette Søjle- eller Baandspektrum kan fremkomme, synes at være en nogenlunde stærk Fortynding og en forholdsvis lav Varmegrad. Man antager, at det hidrører fra sammensatte Stoffer, som ikke blive adskilte ved denne Varmegrad, og det maa betragtes som tvivlsomt, om de usammensatte Luftarter, naar de ere fuldkommen rene, kunne give dette Spektrum. Det fremkommer lettest ved det elektriske Lys, medens den egentlige Gnist giver Liniespektrer.

Kirchhoff, som havde udtalt og begrundet den Lov, at Flammer udstraale den samme Art af Farvestraaler, som de absorbere, blev ikke staaende herved, men søgte kort efter theoretisk at begrunde den Sætning, at Forholdet imellem et selvlysende Legemes Udstraalingsevne og dets Absorbtionsevne for Lys af en bestemt Bølgelængde var det samme for alle Stoffer og saaledes kun var afhængig af Varmegraden. Udstraalingsevnen svarer til Legemets Lysstyrke, medens Absorbtionsevnen er Forholdet imellem den absorberede Lysmængde og den fra alle Sider i det samme Legeme indtrædende Lysmængde. For et fuldkommen sort Legeme vilde saaledes Absorbtionsevnen være 1.

Alle Legemer, som ere uigjennemsigtige ved højere Varmegrader, skulde altsaa, naar de opvarmes til Glødning, ved en given Temperatur udstraale nøjagtig den samme Blanding af forskellige Farvestraaler. Dette synes i Virkeligheden ogsaa at være Tilfældet. Draper indesluttede smaa Stykker af Kalk, Marmor, Flusspath, Kobber, Antimon, Bly, Platin og Cokes i et Rør, som opvarmedes til Glødhede, hvorved det viste sig, at de alle begyndte at gløde paa samme Tid og ligeledes ved Afkøling samtidig bleve mørke. Undersøger man et saadant

Legeme, som efterhaanden opvarmes stærkere og stærkere, med et Prisme, ses ved begyndende Glødhede (525° C.) alene røde Straaler, hvis Intensitet voxer, medens de gule, grønne og følgende Straaler i Spektret efterhaanden komme til, indtil Spektret ved Hvidglødhede (1200° C.) indeholder alle Farver. Legemer, som ved højere Varmegrader ere gjennemsigtige, f. Ex. en Perle af fosforsurt Natron, blive derimod ikke glødende.

Naar et Legeme bliver belyst, forholder det sig som be-
kjendt som et selvlysende Legeme, idet det udstraaler spredt Lys til alle Sider. Medens det regelmæssig tilbagekastede Lys har den samme eller meget nær den samme Farve som det indfaldende, saa har derimod det spredte Lys ofte en anden Farve. Dette gjælder dog kun, naar det indfaldende Lys er sammensat, hvorimod enkeltfarvet Lys tilbagekastes spredt med uforandret Farve, men med mer eller mindre forandret Intensitet, hvad man vil kunne iagttage ved at betragte Legemet i Belysning af et Solspektrum. Ofte tilbagekaster et farvet Legeme slet ikke enkelte af Spektralfarverne, og det ses da sort i Belysning af disse, medens Legemerne i hvidt Lys ses med den Farve, som tilbagekastes spredt med den relativ største Intensitet.

I Reglen ses Legemerne med den samme Farve, som de gennemgaaende Lysstraaler have, altsaa med den Farve som absorberes mindst af Legemet, hvortil Grunden er den, at Størstedelen af de spredte Straaler, som naa til Øjet, er gaaet igjennem en større eller mindre Del af Legemet. Nogle Legemer forholde sig imidlertid netop paa modsat Maade, idet de ses med en Farve, som tilnærmelsesvis er komplementær til de Farver, som de gennemlade. Saaledes ses igjennem en tynd Hinde af Guld Dagslyset grønt; fast Fuchsin er rødt i gennemgaaende Lys, grønt ved spredt Lys. Saadanne Legemer kaldes Legemer med Overfladefarver, idet de spredt tilbagekastede Straaler her synes alene at være udgaaede fra

Overfladen uden at have passeret nogen Strækning igjennem Legemet.

Der gives dog ogsaa Undtagelser fra den Regel, at det enkeltfarvede Lys tilbagekastes spredt med uforandret Farve. Lader man et Solspektrum falde paa Overfladen af en Opløsning af svovlsurt Chinin i fortyndet Svovlsyre, og betragter man den saaledes belyste Overflade fra Siden af, saa ser man den skinne med et smukt himmelblaat Lys, som, begyndende ved *G*-Linien, breder sig over Spektrets violette Ende og gaar endog et stort Stykke udover Spektrets synlige Grænse. En Undersøgelse ved Prisme af dette spredte blaa Lys viser, at det brydes mindre end de Spektralfarver, som frembringe det.

Stokes kaldte denne ejendommelig spredte Tilbagekastning Fluorescens. Den viser sig allerede ved Dagslyset som et ejendommeligt Skjær i de fluorescerende Legemers Overflade og har været tidlig kjendt, men blev dog først nærmere undersøgt af Brewster, som fandt mangfoldige fluorescerende Stoffer. Ved at lade et samlet Bundt af Solstraaler træde ind i Legemet fandt han, at Fluorescensen ikke alene udgik fra Overfladen, men ogsaa med aftagende Styrke fra de nærmeste Lag under Overfladen («indre Dispersjon»). Stokes paaviste ved det oven for anførte Forsøg, at Fluorescenslyset har en mindre Brydbarhed end de Farvestraaler, som fremkalde det, en Lov, som har stadfæstet sig i alle hidtil kjendte Tilfælde. Ligeledes fandt Stokes, at de Straaler, som fremkalde Fluorescensen, selv absorberes af Legemet, hvorfor ogsaa Lys, som er gaaet igjennem en lille Strækning f. Ex. af en Chininopløsning, har tabt Evnen til at frembringe Fluorescens i denne Opløsning.

Fluorescenslyset er i Flusspath violblaat, i en Æsculinopløsning (Udtræk af Hestekastaniens Bark) blaat, i en Curcumaopløsning og i Uranglas grønt, i en Lakmusopløsning orange, i en Opløsning af Bladgrønt blodrødt.

Elektriske Gnister, som indeholde en stor Mængde af de mest brydbare Straaler, ere fortrinlig skikkede til at fremkalde Fluorescensen. Denne ses derfor ogsaa smukt med Geissler'ske Rør, hvis snævre Del er omgivet af et Glasrør, hvori den fluorescerende Opløsning hældes.

Som allerede berørt viste Stokes ogsaa, at Fluorescensen kunde benyttes til at vise Tilstedeværelsen af Straaler, som brydes stærkere end de yderste synlige violette Straaler. Ved det omtalte Forsøg kunde Stokes endog paavise en hel Række Absorptionslinier paa den anden Side af den Fraunhoferske Linie *H*. Det har iøvrigt senere vist sig, at denne Del af Spektret ogsaa tildels bliver umiddelbart synligt, naar Prismet og Linsen, som danne Spektret, ere af Bjergkrystal eller Kalkspath. Farven viser sig som lavendelgraa.

I de fluorescerende Vædsker ophører Fluorescensen umiddelbart efter, at Belysningen er ophørt, hvorimod den i de faste fluorescerende Legemer vedvarer endnu en kort Tid derefter. Denne ejendommelige Lysudvikling som kaldes Fosforescens, kan iagttages hos mange Mineralier, som Diamant, Kalkspath og flere Varieteter af Flusspath, navnlig Chlorophan, ligeledes hos de alkaliske Jordarters Svovlforbindelser. Styrken og Farven af Fosforescenslyset afhænger i høj Grad af den Maade, hvorpaa Forbindelsen er fremstillet, ligesom ogsaa af Varmegraden. Det fremkaldes navnlig ved Belysning af Straaler, som indeholde de mest brydbare Farver, som Sol- og Dagslyset og det elektriske Lys. Til dette sidste benyttes Geissler'ske Rør, hvori er indbragt Stykker af et fosforescerende Legeme.

Ved en særegen Undersøgelsesmethode viste E. Becquerel, at Fosforescens kunde fremkaldes for en meget kort Tid i en stor Mængde Legemer, navnlig i Jordarterne, de alkaliske Jordarter og Alkalierne, samt alle disses Salte. Det Apparat, «Fosforoskopet», som han benyttede til sine Forsøg, bestod af en indvendig sværtet cylindrisk Kasse, i hvis Bund der var

gjort to Udskjæringer lige over for hinanden. Igjennem Bundens Midte gik en Axel med to Skiver, hvori en Række Udskjæringer vare anbragte saaledes, at enhver Aabning i den ene Skive befandt sig lige over for et Mellemrum imellem to Aabninger i den anden Skive. Imellem disse to Skiver, som vare anbragte inden i Kassen, og lige ud for de to Udskjæringer i Kassens Bunde stilledes det Legeme, som skulde undersøges. Ved en Tandhjulforbindelse bleve Skiverne satte i en hurtig Omdrejning, og medens Legemet fra den ene Side blev stærkt belyst, iagttog man det igjennem den anden Udskjæring. Man kom saaledes til at iagttage Legemet ikke i de Øjeblikke, da det blev belyst, men bestandig næsten umiddelbart efter, at Belysningen var ophørt.

Fosforescens kan iøvrigt fremkaldes af mange andre Aarsager. Saaledes har man iagttaget den ved Opvarmning af visse Legemer, som Diamant og Flusspath, undertiden ved Dannelsen af Krystaller, ofte ved Gnidning, f. Ex. af to Stykker Porcellæn, og ved Sønderbrydning, f. Ex. af hvidt Sukker, men især under kemiske Processer. Herhen maa regnes Lysningen af selve Fosforet, af Trøske og mange forraadnende Substanser, som døde Fisk. Geissler'ske Rør, som indeholde fortyndet Ilt, Kvælstofforilte, Dampe af Svovlsyreanhydrid eller forskellige andre Iltforbindelser, vise sig, efter at elektriske Gnister ere slaaede igjennem dem, ligesom fyldte med en lysende Taage, som sandsynligvis skyldes en kemisk Virksomhed af det ved Elektriciteten udskilte Ozon.

Lyset kan ogsaa omvendt, naar det absorberes af Legemerne, frembringe mangfoldige kemiske Virkninger. Til de betydningsfuldeste af disse høre Virkningerne paa de levende Planter, for hvilke Lyset i Almindelighed er en lige saa vigtig Livsbetingelse som Varme og Fugtighed, idet Planternes Ernæring for en væsentlig Del beror paa Bladenes Indsugning af Luftens Kulsyre, som under Dagslysets Paavirkning adskilles i Kulstof, der bliver tilbage i Planten, og Ilt, som atter udaandes.

Ogsaa Dannelsen af Bladgrønt, Bladenes grønne Farvestof, skyldes Lysets Indvirkning.

Naar en Blanding af Chlor og Brint udsættes for Dagslyset, dannes der efterhaanden Saltsyre, medens i Mørke disse to Luftarter ikke forene sig med hinanden. En Solstraale virker exploderende paa denne Blanding lige som en Antændelse. Ogsaa Blandinger af Chlor og forskellige Kulbrinter paavirkes af Lyset, saaledes at Chloret efterhaanden forener sig med Brinten og tilsidst indtræder i dennes Sted i Forbindelsen. Paa mange Plantefarver virker Lyset blegende. En Mængde Iltforbindelser, hvori Iltten er svagt bunden, miste en Del af deres Ilt, naar de udsættes for Lyset, f. Ex. de højere Iltter af *Mn*, *Pb*, *Fe*. I Salte af ædle Metaller, f. Ex. salpetersurt Sølvilte, reduceres Metalilterne til lavere Iltter eller til Metal.

Især have Lysets Virkninger paa Sølvets Haloidsalte faaet en stor praktisk Anvendelse, nemlig til Dannelsen af Lysbilleder, Fotografi. Fremgangsmaaden herved er i Hovedsagen følgende. En omhyggelig pudset Glasplade overhældes med en Opløsning af Kollodium i Alkohol og Æther, hvortil er sat en ringe Mængde Jod- og Bromsalte (som *K-*, *Na-*, *Li-*, *Cd-* Salte). Saa snart Kollodiumshinden er tør, sænker man i et mørkt (svagt oplyst) Rum Pladen ned i en Glasbeholder («Cuvette»), som er fyldt med det af 1 Del salpetersurt Sølvilte og 10 Dele Vand bestaaende «Sølvbad». Efter en Henstand af 1 til 2 Minuter tages Pladen op, og Kollodiumshinden er nu overtrukket med et af Sølvopløsningen befugtet gulig-hvidt Lag af Jod- og Bromsølv. Dernæst bringes Pladen i en flad med Skyder lukket Trækasse («Cassette») ind i et «Camera obscura», som er en indvendig sværtet Kasse med et System af akromatiske Samlelinser, der ere indstillede saaledes, at de, naar Cassettens Skyder løftes, danne et skarpt Billede af Objektet paa Pladens Kollodiumshinde. Efter saaledes i kort Tid at have været udsat for Lysets Paavirkning bringes Pladen i Casetten tilbage til det mørke Rum, hvor Billedet, som endnu

er fuldstændig usynligt, «fremkaldes», idet Pladen overhældes med en Opløsning af Jernvitriol, tilsat med lidt Eddikesyre. Det af den tilstedeværende Sølvopløsning herved udfældede pulverformige Sølv sætter sig nu fast paa de af Lyset paavirkede Steder, hvorefter det saaledes fremkaldte Billede «forstærkes», idet Pladen paa ny overhældes med en sur Opløsning af Jernvitriol eller Pyrogallussyre, hvortil umiddelbart i Forvejen er sat lidt salpetersurt Sølvite. Efter at Pladen dernæst er udvasket, «fixeres» Billedet ved at overhældes med en stærk Opløsning af svovlundersyrigt Natron ($Na O S_2 O_2$), som opløser alle Sølvsaltene.

Dette «negative» Billede, hvis mørke Partier ere fuldkommen gjennemsigtige, ferniseres og skal nu tjene til Dannelsen af et «positivt» Billede paa Papir. Papiret er paa den ene Side bestrøget med Albumin, hvortil er sat Chlornatrium. Man lader det med denne Side nedad svømme paa et Sølvbad i to Minuter, hvorefter det tørres i Mørke. Det lægges nu under Pladen med Albuminsiden vendt mod Kollodiumshinden, og, fast presset derimod, udsættes det for Dagslyset saa længe, indtil det er blevet tilstrækkelig mørkt under de gjennemsigtige Steder af Pladen. Derefter udvaskes Papiret i det mørke Rum og lægges i en stærkt fortyndet, med Borax tilsat, Guldopløsning, hvorved Billedets brune Farvetone gaar over til det graa og violette, idet Guldet tildels træder i Sølvets Sted. Dernæst fixeres Billedet med svovlundersyrigt Natron, og Papiret udvaskes, idet man i henved et Døgn lader det svømme i rindende Vand.

Til Forklaring af de forskellige Virkninger af Lyset, som saaledes benyttes i Fotografien, kan følgende bemærkes. Rent Chlorsølv farves i Dagslyset violet, Bromsølv graa-violet under Udskillelse af Chlor og Brom og Dannelse af en lavere Chlor- eller Bromforbindelse; er der salpetersurt Sølvite tilstede, udskilles der tillige metallisk Sølv. Derimod forbliver rent Jodsølv uforandret saavel i Henseende til Farve som til kemisk

Sammensætning, og det reduceres først i Lyset, naar der er andre Stoffer tilstede, som kunne forbinde sig med det udskilte Jod. Forskjellige organiske Stoffer, som Albumin og Gelatine, befordre Lysets Virkning paa disse Sølvforbindelser og modificere Farverne, hvorimod Virkningen i Almindelighed svækkes ved Tilstedeværelsen af Syrer. Af stor Betydning i Fotografien er tillige en anden, ikke kemisk, men fysisk Virkning af Lyset paa Sølvhaloiderne, idet disse, udsatte en kort Tid for Lyset, erholde og i nogen Tid bevare den Egenskab at tiltrække Sølvpartikler i det Øjeblik, disse udskilles.

Af de forskellige Farvestraaler i Solspektret er det i Reglen de mest brydbare, navnlig de violette og de usynlige ultra-violette Straaler, som have de stærkeste kemiske Virkninger, hvorfor man ogsaa har kunnet tage fotografiske Billeder af de mørke Linier i den usynlige Del af Solspektret. Man kan imidlertid ikke mere, saaledes som man tidligere har gjort det, betragte de mere brydbare Straaler som de egentlige «kemiske Straaler», efter at Vogel har vist, at ogsaa de røde, gule og grønne Straaler kunne blive fotografisk virksomme, naar man til Sølvsaltene sætter en ringe Mængde af Farvestoffer, som absorbere disse Straaler.

Det er overhovedet kun for saa vidt, Lyset absorberes af Legemerne, at det har nogen Virkning paa dem. Fluorescens, Fosforescens, kemiske og fysiske Forandringer ere saaledes særlige Virkninger af enkelte Stoffers Absorption af Lyset. Ogsaa Legemernes Opvarmning ved Lysstraalerne er en Virkning og tilmed en for alle Legemer almindelig Virkning af Absorptionen.

Legemernes Brydningsforhold. Naar der ikke stilles store Fordringer til Nøjagtigheden, kunne Legemernes Brydningsforhold bestemmes paa mange Maader, f. Ex. af Grænsevinklen for den fuldstændige Tilbagekastning eller af Polarisationsvinklen, men til nøjagtige Maalinger have kun to Metoder vist sig

anvendelige, af hvilke den ene grunder sig paa Lovene for Lysets Brydning i et Prisme, den anden paa Lysets Interferens.

Den første Methode kan anvendes paa alle gennemsigtige Legemer. Er Legemet fast, tildannes det i Form af et Prisme, hvis brydende Vinkel maa være mindre end det dobbelte af Grænsevinklen for den fuldstændige Tilbagekastning (se S. 44). Et draabeflydende Legeme indesluttet i et hult Glasprisme, hvis Sider bestaa af planparallelle Glasplader. Det Meyerstein'ske Hulprisme er saaledes et massivt Prisme af sort Glas med en større cylindrisk Gjennemboring vinkelret paa den brydende Vinkels Halveringsplan, hvilken Gjennemboring lukkes med planparallelle Glasplader. Vædsken hældes fra oven i det hule Rum gennem en anden mindre Gjennemboring, som tillige tjener til Optagelsen af et Thermometer under Forsøgene. Til Luftarter har man benyttet Hulprismer i Form af Rør med meget skraat afskaarne Endeflader og lukkede med planparallelle Glasplader.

Maalingerne udføres med et Spektrometer (en «optisk Theodolit»), som bestaar af en inddelt Hørisontalkreds og en excentrisk Kikkert, begge bevægelige om den samme vertikale Axe. Kikkerten er rettet mod denne Axe og kan tillige omdrejes i en vertikal Plan. Prismet anbringes paa et med Stilleskruer forsynet Bord i Kredsens Midte, hvilket Bord ligeledes kan omdrejes om Apparatets vertikale Axe og undertiden (som i Meyerstein's Spektrometer) er forsynet med en mindre Delekreds til Maaling af Prismets Omdrejning. Aflæsningerne paa Delekredsene udføres ved faststaaende Nonier eller ved faste «Aflæsningsmikroskoper», hvis Traadkors indstilles paa den nærmeste Inddeling af Kredsen ved Hjælp af en Mikrometerskrue, som forskyder hele Okularet. Endelig er et horisontalt, mod Kredsens Midte rettet, Kollimatorrør med vertikal Spalte anbragt enten uden for Apparatet eller befæstet til en fast Arm paa Apparatets Stativ.

Kikkertens Udtræk indstilles ved Forsøgene saaledes, at et meget fjærnt Punkt ses meget skarpt i Kikkerten, og dernæst stilles Kollimatorens Udtræk, indtil man ser Spalten skarpt igjennem Kikkerten. Efter at Omdrejningsaxen ved Hjælp af Libeller er indstillet vertikal, skal Prismets brydende Kant stilles parallel med Axen. Dette kan gøres ved, førend Prismet er anbragt paa Apparatets Bord, at indstille Kikkerten enten paa et fjærnt Punkt eller paa et markeret Punkt af Spalten, og ved dernæst, naar Prismet er anbragt, at omdreje Kikkerten om den vertikale Axe og iagttage igjennem den Spejl billedet af det samme Punkt fra en af Prismets brydende Flader. Prismet stilles da ved Hjælp af Bordets Stilleskruer saaledes, at Spejl billederne fra begge disse Flader, naar Prismet tilligemed Bordet omdrejes om Apparatets vertikale Axe, falde midt i Kikkertens Traadkors. Den Vinkel, som Prismet saaledes omdrejes, bliver derefter maalt og er lig med Supplementet til Prismets brydende Vinkel.

Til Belysning af Spalten benyttes enten Sollyset eller forskjellige Lysgivere med Liniespektrér, som et Geissler'sk Rør med Brint eller en Bunsens Brænder, til hvis Flamme gaar en Asbestvæge fra en Opløsning f. Ex. af Chlorlithium, af Chlor-natrium eller af Thalliumforbindelser, hvilke sidste give en grøn Spektrallinie. Det bliver saaledes Prismets Brydning enten af Sollysets vigtigste Fraunhofer'ske Linier eller af Lysgiverens lyse Linier, man vil have at maale.

Disse Maalinger kunne udføres efter en af de Side 33 og 34 angivne Metoder, af hvilke den sidste, som gaar ud paa Bestemmelsen af Minimalafvigningen, hidtil næsten udelukkende har været benyttet. Man lader den horisontalt stillede Kikkert være fast forbunden med Delekredsen, medens begge ere bevægelige om Apparatets vertikale Axe. Bordet med Prismet omdrejes, indtil man i Kikkerten ser, at den iagttagne Spektrallinie har den mindst mulige Afvigning, hvorefter denne Afvigning maales paa Delekredsen.

Til Bestemmelse af den atmosfæriske Lufts Brydningsforhold benyttede Biot og Arago et Hulprisme, som pumpedes lufttomt eller fyldtes med atmosfærisk Luft ved forskellige Tryk og Varmegrader. De fandt, at Luftens Brydningsforhold n ved sædvanligt Tryk (760^{mm}) og 0° C. var 1,000294, og at det heraf kunde beregnes for andre Tryk og andre Varmegrader, idet $n^2 - 1$ (den «brydende Kraft») viste sig at være proportional med Luftens Vægtfylde. Da her n er meget lidt forskjellig fra 1, gjælder iøvrigt den samme Sætning ogsaa for $n - 1$.

De samme Iagttagere bestemte ogsaa Brydningsforholdene for andre Luftarter, men da de Afvigninger, som i alle disse Forsøg blive at maale, ere meget smaa Størrelser, kunde Nøjagtigheden ikke blive stor. Det lykkedes Dulong at opnaa langt nøjagtigere Resultater, idet han indskrænkede sig til at bestemme Luftarternes relative Brydningsforhold i Forhold til den atmosfæriske Luft. Prismet, et Rør med en brydende Vinkel paa 145°, fyldtes først med tør atmosfærisk Luft og derefter med den Luftart, som skulde undersøges. Trykket afpassedes nu saaledes, at der iagttoges nøjagtig den samme Afvigning som i det første Forsøg, og af de fundne Tryk og Varmegrader kunde man da, ved Hjælp af den af Biot og Arago fundne Lov, beregne det til sædvanligt Tryk og 0° C. svarende relative Brydningsforhold.

Interferensmethoden har fornemmelig været anvendt til Bestemmelse af Luftarters og Dampes Brydningsforhold. Jamin benyttede hertil de Side 144 omtalte Spejle, imellem hvilke to med planparallelle Glasplader lukkede Rør vare opstillede saaledes, at de to interfererende Straalebundter kom til at passere hvert sit Rør. Ketteler benyttede som Lysgiver en Flamme med *Li*, *Na* eller *Th* og talte Antallet af de Striber, som passerede forbi det foran Lupen anbragte Traadkors, naar Luften i det ene af Rørene blev fortyndet eller fortættet. Er N Antallet af de Striber, som erholdes, naar

Røret gjøres lufttomt, L Rørets Længde, λ Bølgelængden for det iagttagne Lys og n Brydningsforholdet af den i Røret ved Forsøgets Begyndelse indesluttete Luft, saa vil den optiske Vejlængde for de gennem Røret gaaende Straaler under Forsøget være bleven formindsket med $L(n-1)$, medens den maalte optiske Vefforskjel var $N\lambda$. Altsaa er $L(n-1) = N\lambda$, hvoraf n kan bestemmes. Ved Sammenligning af den samtidige Forskydning af forskjelligfarvede Striber kunde ogsaa Ketteler med stor Nøjagtighed bestemme de iagttagne Luftarters Farvespredning, hvorved det viste sig, at Luftarternes farvespredende Kraft (se Side 39) forblev den samme ved alle Tryk.

Til Forsøg over Dampes og Luftarters Brydning har jeg benyttet følgende Apparat. A er en større (1 Fod lang) cylindrisk Beholder, hvorigjennem gaar et cylindrisk Rør B .

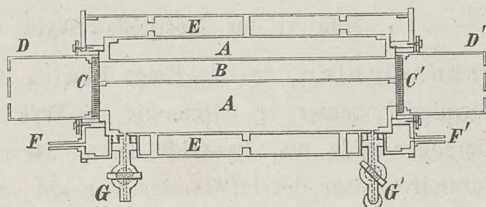


Fig. 89.

I hvert af Beholderens Endestykker er anbragt to Aabninger, hvoraf den ene fører til Beholderen, den anden til Røret B , og disse Aabninger ere lukkede med to Spejlglasplader C og C' , som fastholdes af Rørene D og D' . Beholderen A er omgivet af en ydre Cylinder E , der tjener til at optage en Strøm af Vand eller Vanddampe, som ledes ind ved F og ud ved F' . To med Haner lukkede Rør G og G' føre ind til den indre Beholder. Det første Rør sættes i Forbindelse med en Geissler'sk Luftpumpe, det andet med en lille Kolbe, som indeholder den Vædske, hvis Dampes Brydningsforhold skal bestemmes. Apparatet var opstillet imellem to Jamin'ske Spejle, hvortil benyttedes to ligestore Glastærninger med $1\frac{1}{2}$ Tommes

Sidelinier, saaledes at det ene af de to Lysbundter (BC , Fig. 71) gik igjennem Røret B , det andet (EF) igjennem Beholderen A . Som Lys giver benyttedes en Na - og Li -Flamme.

Idet Dampene fra den i Kolben indesluttede Vædske udbrede sig i den tomme Beholder, fremkommer der en Forskydelse af de iagttagne Interferensstriber, og Forsøgene gaa da ud paa, dels at tælle Antallet N af forskudte Striber, dels at bestemme, hvor stor en Vægt g af Vædsken, der samtidig er fordampet. Er v Rumfanget af Beholderen A , saa er ved Forsøgets Slutning Dampenes Vægtfylde $d = \frac{g}{v}$, og da man ligesom før har $L(n-1) = N\lambda$, idet L er Afstanden imellem de to Glasplader C og C' , erholdes $\frac{n-1}{d} = \frac{\lambda}{L} v \cdot \frac{N}{g}$.

Disse Forsøg føre altsaa umiddelbart til Bestemmelsen af Størrelsen $\frac{n-1}{d}$, som vi for Kortheds Skyld ville kalde Brydningskonstanten, da den ifølge Biot og Arago's Lov for de luftformige Legemer er uafhængig af Tryk og Varmegrad. Undersøger man nu, hvorvidt denne Størrelse ogsaa forbliver uforandret, naar det luftformige Legeme gaar over til at blive draabeflydende eller fast, saa finder man, at dette ogsaa tilnærmelsesvis, dog med ikke ubetydelige Afvigelser, er Tilfældet, ligesom ogsaa, at de faste og draabeflydende Legemers Brydningskonstanter kun lidet forandre sig ved en Forandring af Varmegraden.

For en Blanding af Luftarter, som indgaa i Blandingen efter Vægtforholdene $p_1, p_2, \dots$, og hvis Brydningskonstanter ere $C_1, C_2, \dots$, kan endvidere Brydningskonstanten C bestemmes nøjagtig ved Ligningen

$$(p_1 + p_2 + \dots) C = p_1 C_1 + p_2 C_2 + \dots,$$

og med en raa Tilnærmelse gjælder den samme Ligning for Blandinger af Vædske. Indgaa derimod Blandingens Bestand-

dele i en kemisk Forbindelse, saa indtræder der en væsentlig Forandring med Brydningskonstanten, som snart bliver mindre, snart større. Dog har man fundet, at i mange homologe Forbindelser, som indeholde de samme Grundstoffer i forskellige Mængdeforhold, Grundstofferne tilnærmelsesvis indgaa med den samme Brydningskonstant, som dog er forskjellig fra selve Grundstoffets Brydningskonstant uden for Forbindelsen.

Legemernes Farvespredning fremgaar af Iagttagelserne over Legemernes Brydning af de forskjellige Spektrallinier. Tilnærmelsesvis lader det til Bølgelængden λ svarende Brydningsforhold n sig bestemme ved Formlen

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2}$$

med de to positive Konstanter a og b , men til nøjagtigere Bestemmelser er denne Formel ikke tilstrækkelig, og det har vist sig, navnlig naar Maalingerne udstrækkes ogsaa til Spektrets ultraviolette Del, saaledes som Mascart har udført dem for Kalkspath og Bjergkrystal, at der maa indføres flere Konstanter i Formlen, og at Iagttagelserne bedst tilfredsstilles ved en Ligning af Formen

$$n = k\lambda^2 + a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4}.$$

Brydningsforholdet maa saaledes i Almindelighed betragtes som en Sum af Led, hvoraft nogle kunne udvikles i en konvergent Række efter Potenser af λ^2 , andre efter Potenser af $\frac{1}{\lambda^2}$. Tænker man sig nu, at for et af disse Led Overgangen sker fra den ene Art af Rækkeudvikling til den anden ved en bestemt Værdi af λ , saa ses det, at der ved denne Bølgelængde selv muligvis vilde kunne indtræde en pludselig Forandring af Brydningsforholdet.

Ved Undersøgelser af en Opløsning af Fuchsin eller rødt Anilin fandt ogsaa Christiansen en meget mærkelig anomal Farvespredning, forenet med en Absorption af de

grønne Straaler. Med et Hulprisme, hvis brydende Vinkel paa Grund af Opløsningens stærke Absorbtion maatte gjøres meget lille, fandtes saaledes Brydningsforholdene for en koncentreret alkoholisk Opløsning at være 1,450 for rødt, 1,516 for gult, 1,338 for blaat og 1,374 for violet Lys. Disse Undersøgelser bleve fortsatte af Kundt, som paaviste den samme anomale Farvespredning hos alle Legemer med Overfladefarver. Disse Legemer vise en eller, saaledes som Opløsninger af overmangansurt Kali og Carmin, flere Absorbtionsstriber, som svare til det Lys, der kastes stærkest tilbage fra Overfladen, og det er i Nærheden af disse Striber, at Uregelmæssighederne indtræde, idet nemlig Brydningsforholdet voxer med aftagende Bølgelængde kontinuerlig paa alle andre Steder af Spektret, men gjør ved selve Absorbtionsstriberne et Spring fra en paa-faldende stor til en usædvanlig lille Værdi.

