

## Undersøgelser over Atmolyse.

Af

C. Christiansen.

(Meddelt i Mødet den 9. Maj 1890.)

Studiet af Luftarternes fysiske Egenskaber har i mange Retninger været af overordentlig stor Betydning; meget er i denne Retning allerede blevet opklaret, men der er endnu sikkert meget mere tilbage, idet en udtømmende Undersøgelse endnu paa intet Punkt kan siges at være gennemført. Det Forhold, til hvis videre Undersøgelse nærværende Afhandling skulde give et Bidrag, angaar vel nærmest Luftblandingers Forhold, navnlig Spørgsmaalet om, hvorvidt de ad ren mekanisk Vej kunne adskilles i deres Bestanddele; det er dog mere som en karakteristisk Egenskab ved den Bevægelsesmaade, som her undersøges, end som den egentlige Hovedsag. Nærmere kunde Opgaven bestemmes som en Undersøgelse af de Strømningsforhold, der ere ledsagede af en saadan Adskillelse, og den drejer sig altsaa egentlig om at finde Betingelserne for, at en Luftstrømning kan ledsages af en Adskillelse af de strømmende blandede Luftarter, hvilken Adskillelse jeg efter Graham kalder Atmolyse.

Jeg har anset det for hensigtsmæssigt at dele Afhandlingen i fire Afsnit. I det første af dem vil jeg give en kort Rede-

gørelse for de ældre experimentale og theoretiske Undersøgelser, der staa i Forbindelse med den foreliggende Opgave. Andet Afsnit omhandler de Forsøg, ved hvilke jeg først har paavist en ren mekanisk Atmolyse. I tredie Afsnit behandles optiske Metoder til Måaling af tynde Lufthinders Tykkelse, hvilke Metoder finde Anvendelse i det fjerde Afsnit, hvor Betingelserne for Atmolysens Indtræden nærmere undersøges.

---

## I.

For at anskueliggøre Luftblandingers Forhold antog Dalton, at to Luftarter, der befandt sig i samme lukkede Rum, vare at betragte som fuldstændigt uafhængige af hinanden, navnlig saaledes, at den ene Luftarts Atomer virkede paa hverandre indbyrdes, men ikke paa den andens Atomer. Derved forklares, at deres samlede Tryk er lig Summen af begge Luftarters Tryk, og derved forklares tillige Dampenes tilsvarende Forhold, naar de blandes med Luftarter. Ganske vist var der efter denne Theori Vanskeligheder ved at forstaa, hvorfor to Luftarter behøvede en temmelig lang Tid til at blandes; men dette kom han dog over ved at antage en Gnidning, der modsatte sig Bevægelsen, men som hørte op med denne. Daltons Hypothese fandt snart almindelig Indgang, og den har givet Anledning til mange andre Undersøgelser, især af Berthollet og Graham. Den sidstnævnte undersøgte navnlig Luftarternes Udstrømning gennem et Hul<sup>1)</sup>, gennem et langt Rør<sup>2)</sup> og gennem et porøst Legeme<sup>3)</sup>; disse tre Udstrømninger kaldte han henholdsvis Effusion, Transspiration og Diffusion, og jeg skal i det følgende angive de Resultater, han derved kom til.

**Effusion.**

I en tynd Metalplade boredes et Hul; ved derefter at hamre Pladen ud, kunde Hullets Diameter gøres meget lille. Denne Plade anbragtes inden i et Rør, hvis ene Ende stod i Forbindelse med en forneden aaben Luftbeholder, medens den anden

---

<sup>1)</sup> Phil. Tr. 1846.<sup>2)</sup> Phil. Tr. 1849.<sup>3)</sup> Phil. Tr. 1863.

Ende af Røret førte til en Luftpumpes Klokke. I Klokken holdtes ved stadig Pumpning et meget lavt Lufttryk, samtidig sænkedes Luftbeholderen stadig ned i Vand, saaledes at Trykket i den hele Tiden var lig den ydre Lufts Tryk. Den Tid, lige store Rumfang Luft brugte til at strømme gennem Hullet, fandtes da paa det nærmeste at forholde sig omvendt som Kvadratrod af Vægtfylden. Saaledes fandt han

	Ht.	Brint.	Kulsyre.
Effusionstid . . . . .	1,050	0,276	1,197
Kvadratrod af Vægtfyldte . .	1,050	0,263	1,233.

Graham viste endvidere, at dette Forhold blev ved at bestaa, naar Luftarterne strømmede ind i et Rum, der indeholdt Luft iforvejen. Men et andet og meget mærkeligt Forhold traadte ogsaa frem ved disse Forsøg. Strømmede Luften nemlig ind i den oprindelig tomme Klokke, og lod man saa Trykket stige derinde, steg det i Førstningen med næsten jævn Hurtighed; det steg saaledes i et Forsøg til 8 Tommer i 120 Sekunder, derefter fra 8 til 16 Tommer i 122; i samme Tid var der altsaa strømmet omtrent lige megen Luft ind, skøndt Trykdifferenserne vare stærkt aftagende. Derimod tog det 132 Sekunder at bringe Trykket fra 16 til 24 Tommer. Denne mærkelige Egenskab ved Effusion, at den udstrømmende Luftmængde indenfor visse Grænser er uafhængig af Trykdifferensen, har senere fundet Bekræftelse ved mange Undersøgelser.

### Transspiration

kalder Graham Luftarternes Udstrømning gennem lange og snevre Rør, hvis Diameter er mindst 4000 Gange større end deres Længde. Under disse Forhold foregaar Bevægelsen efter ganske andre Love end i de tidligere nævnte Tilfælde. Til denne Undersøgelse benyttede Graham det samme Apparat som ovenfor, kun erstattedes den gennemhullede Plade af det Haarrør, hvorigennem Transspirationen fandt Sted. Sammen-

lignes de Tider, i hvilke lige Rumfang af forskellige Luftarter udstrømme til et tomt Rum, fandt Graham, at Iltens Hastighed var den mindste, Brintens den største. Nogle af hans Resultater ere angivne i følgende Tabel over Transspirationskoefficienterne, der ere proportionale med Udstrømningstiderne og altsaa forholde sig omvendt som Hastighederne.

Ilt . . . . .	1,000
Brint . . . . .	0,438
Kulsyre . . . . .	0,727
Kvælstof og Kulilte . .	0,875.

Her er ikke nogen simpel Afhængighed af Vægtfylden kendelig. Transspirationskoefficienterne for Ilt og Kvælstof forholde sig ligefrem som Vægtfylderne; i Overensstemmelse dermed ere Koefficienterne ligestore for Kvælstof og Kulilte, som have samme Vægtfylde. Derimod staa Koefficienterne for Kulsyre og Ilt i omvendt Forhold til Vægtfylderne, medens der slet ingen Sammenhæng kan paavises for Brintens Vedkommende.

Vi have altsaa her to forskellige Bevægelsesmaader for Luftarterne, nemlig Effusion og Transspiration. Disse svare til bestemte ydre Betingelser, som nøje kunne defineres. Anderledes forholder det sig med den Bevægelsesmaade for Luftarterne, som vi nu skulle betragte.

### Diffusion.

1823 offentliggjorde Döbereiner en kort Beretning om en mærkelig Iagttagelse, som han tilfældig havde gjort. Han havde opsamlet Brint i en Flaske over Vand; Flasken havde en Revne, og ved længere Henstand viste det sig da, at Vandet steg flere Tommer i Flasken. Döbereiner antog, at Brintens Atomer vare saa smaa, at de netop kunde gaa igennem Revnen, som derimod ikke tillod den atmosfæriske Luft at gaa igennem. Dette Fænomen gjorde Graham til Genstand for en omhyggelig Undersøgelse. Ved at gentage Döbereiners Forsøg, bemær-

kede han, at der ikke alene gik Brint ud gennem Revnen, men at der samtidig gennem denne trængte Luft ind i Flasken; Vædskens Stigning indvendig fremkom ved, at det Rumfang Brint, som gik ud, var større end det Rumfang Luft, som i samme Tid trængte ind. Da Resultaterne imidlertid vare meget variable, naar han eksperimenterede saaledes, forsøgte han andre Metoder, og det viste sig da, at han erholdt konstante Resultater ved at benytte en Prop af brændt Ler eller Gips.

Af sine Forsøg uddrog Graham den Lov, at Diffusionen finder Sted derved, at overordentlig smaa Rumfang af de diffunderende Luftarter bytte Plads. Men disse Rumfang ere ikke ligestore, de staa derimod i omvendt Forhold til Kvadratrødderne af Luftarternes Vægtfylde. Om Aarsagen til dette Fænomen udtaler Graham ikke nogen Formodning; han fremhæver blot Nødvendigheden af at studere Luftarternes Bevægelseslove under nøje definerede Forhold. Efter at han derefter i de foran nævnte Afhandlinger har fundet Lovene for Effusion og Diffusion, tog han paa ny fat paa Sagen og meddelte i 1863 Resultaterne, som han derved kom til. Som porøs Skillevæg anvendte han da især Plader af præpareret Grafit, som med Hensyn til Aabningernes Lidenhed syntes at overgaa alle andre undersøgte Legemer. Han fandt herved, at den ovenfor fremsatte Lov ikke alene var gyldig, naar Luftarterne diffunderede gennem Pladen, men at den ogsaa gjaldt for Strømninger, der fremkom, naar der paa begge Sider af Grafitpladen var samme Luftart under forskellig Tryk. Forholdet imellem Tiderne, i hvilke lige Rumfang af nedenstaaende Luftarter strømmede gennem en Grafitplade, fandtes at være:

	$\sqrt{\rho}$
Ilt . . . . . 1,0000	1,000
Brint. . . . . 0,2505	0,250
Kulsyre . . . 1,1860	1,176.

Til Sammenligning er under  $\sqrt{\rho}$  anført Kvadratrødderne af Luftarternes Vægtfylde, naar den for Ilten sættes lig Enheden.

Den Bevægelse, vi her have for os, er hverken at opfatte som en Effusion eller som en Transspiration. Det kan ikke være nogen Effusion, thi vel er Afhængigheden af Vægtfylden den samme, som ved Luftarternes Udstrømning gennem en lille Aabning i en tynd Væg; men ved denne Bevægelse anvendes Trykket til at meddele Luftdelene levende Kraft, og deraf kan i Virkeligheden Loven for Udstrømningen beregnes, men ved Diffusionen gennem en Grafitplade foregaar der ingen Forandring i den levende Kraft. Snarere kunde man antage, at en Grafitplade kunde betragtes som indeholdende et overmaade stort Antal snevre Rør; men derimod strider Loven for Afhængigheden af Vægtfylden; i de snevre Rør er Hastigheden for Ilt f. Ex. 0,44 af Hastigheden for Brint, medens denne Størrelse ved Diffusion gennem Grafitpladen er 0,25.

Graham mener derfor, at Fænomenet hidrører fra Molekulernes Bevægelighed, hvilket han ogsaa har udtrykt ved at giye Afhandlingen Titlen: «Om Luftarternes molekulære Bevægelighed». Han udtrykker sig herom paa følgende Maade:

«Porerne i den kunstige Grafit synes i Virkeligheden at være saa smaa, at en Luftart overhovedet ikke kan trænge igennem den massevis. Det synes, at Molekuler alene kunne trænge igennem, og de maa antages at bevæge sig uden at hindres af Gnidning, thi de mindste Porer, man kan tænke sig i Grafitten, maa være Tunneller i Sammenligning med Luftarternes Molekuler. Den eneste bevægende Aarsag, som her kan være tilstede, maa være den indre Bevægelse af Molekulerne, der nu almindelig betragtes som en væsentlig Egenskab ved den luftformige Tilstandsform.»

«Ifølge den fysiske Hypothese, som nu antages almindelig, kan man forestille sig, at en Luftart bestaar af faste, fuldkommen elastiske kugleformige Partikler eller Atomer, som bevæge sig i alle Retninger og have forskellige Hastigheder hos forskellige Luftarter. Befinder Luftarten sig i et Kar, støde Dele idelig imod Karrets Vægge og undertiden imod

hverandre, uden at der dog derved tabes Bevægelse, eftersom Partiklerne ere fuldkommen elastiske. Er Karret porøst, ville Luftdelene fare ud gennem de aabne Kanaler paa Grund af den omtalte Bevægelighed. Paa samme Tid trænger den ydre Luft ind paa samme Maade og udfylder Pladsen. Denne Atom- eller Molekulbevægelse er Aarsag til den elastiske Kraft og Evne til at gøre Modstand imod Sammentrykning som Luftarterne besidde. Selv naar samme Luftart findes paa begge Sider af en porøs Skillevæg, fortsættes Bevægelsen uden Svækkelse — Molekuler blive ved med at gaa ud af Karret og ind i det i lige Antal, skøndt man intet mærker til Rumfangsforandringer eller lignende. Hvis der er to Luftarter med samme Vægtfylde og altsaa samme molekulære Hastighed, som Kvælstof og Kulilte, ville en Del Molekuler bytte Plads uden Rumfangsforandring. Ere de modsatte Luftarter af ulige Tæthed altsaa med forskellig Bevægelighed, hører Bevægelsen naturligvis op med at være ligestor i begge Retninger.»

At det er berettiget at betragte Sagen paa denne Maade, synes endnu mere sikkert ved at tage Hensyn til et mærkeligt Forhold, som Graham fandt under det Arbejde, hvorom her er Tale. Naar han lod en Luftblanding diffundere gennem en porøs Plade, viste det sig, at den Luftmasse, som er diffunderet igennem den, havde en anden Sammensætning end den oprindelige Blanding. Graham anvendte hertil et Apparat, som bestod af et Rør, hvis nederste Del gik ned i en dyb Kvægsølvbeholder og som foroven var lukket med en tynd Plade af kunstig Grafit. Ved Hjælp af et videre Glasrør var der tilvejebragt et lille Kammer over Grafitpladen. Dette Kammer var foroven lukket med en Prop, hvorigennem der gik to Rør; gennem det ene lededes Luftblandingen ind, gennem det andet lededes den ud igen. Efter som Luften strømmede ind, løftedes Apparatet op af Kvægsølvet, saaledes at Trykket kunde holdes konstant. Af de Forsøg, Graham anstillede med dette Apparat, har især følgende stor Interesse. Over Grafitpladen strømmede



en Blanding af omtrent lige Rumfang Ilt og Brint, Røret *B* hævedes saa meget, at Trykdifferensen over og under Grafitpladen var 100 Millimeter; ved at hæve Røret langsomt, kunde Trykket holdes ligestort. Den diffunderede Luft blev derpaa analyseret, og Forsøget fortsattes med andre Trykdifferenser. Resultaterne var følgende:

	Ilt.	Brint.
Blandingernes oprindelige Sammensætn.	49,3	50,7
diffunderet under et Tryk af 100 <sup>mm</sup> . . .	47,0	53,0
— — — - 400 <sup>mm</sup> . . .	37,5	62,5
— — — - 673 <sup>mm</sup> . . .	26,4	73,6
— — — - 747 <sup>mm</sup> . . .	22,8	77,2.

Barometerstanden var 759<sup>mm</sup>, Temperaturen 18°,3 C. Man ser, at Blandingens Sammensætning forandres desto mere, jo større Trykforskellen bliver, og det er sandsynligt, at Forholdet mellem Ilt og Brintmængden vil nærme sig til 19,6:80,4, som det maatte være, hvis Ilten og Brinten strømmede gennem Pladen uden at indvirke paa hinanden. Lignende Forsøg, med atmosfærisk Luft, førte til, at den Luftblanding, som gik gennem en porøs Plade, indeholdt 19,77 pCt. Ilt, istedetfor 21 pCt.

Graham anstillede ogsaa Forsøg over Atmolyzen paa en anden Maade. Et videre Glasrør lukkedes i begge Ender med Propper. Gennem dem gik der et porøst Rør, f. Ex. Stilken af en hollandsk Kridtpibe. Gennem dette Rør lededes en Luftblanding, medens Glasrøret selv holdtes lufttomt ved stadig Pumpning. Ledes nu en Blanding af lige Rumfang Ilt og Brint langsomt gennem det porøse Rør, vil Brinten fortrinsvis trænge ind i det tomme Rum; opsamler man derimod den Del af Luften som træder ud af den anden Ende af Røret, vil der kun være en lille Rest Brint deri. I et Forsøg lededes saaledes ialt 14 Liter af den nævnte Blanding ind i Apparaten, medens kun 0,45 Liter deraf opsamledes. Analysen viste, at den indeholdt 95 pCt. Ilt og altsaa 5 pCt. Brint.

Den her beskrevne Fremgangsmaade til partiel Adskillelse af Bestanddelene af en Luftblanding kalder Graham Atmolyse. At dette lader sig udføre, tilmed ved Hjælp af saa simple Midler, maa sikkert synes forbavsende, og der er saa meget mere Grund til at betragte dette Forhold nøjere, som det synes vanskeligt at forstaa det paa anden Maade end som en Følge af, at Luftarterne bestaa af adskilte Dele, Atomere eller Molekuler, der have forskellig Bevægelse og derved kunne skilles fra hinanden, hvilket, som vi have set, ogsaa var Grahams Opfattelse af Sagen. Efter Graham have kun faa Forskere gjort Diffusionen gennem porøse Legemer til Genstand for fornyet Undersøgelse. Bunsen har i «Gasometrische Methoden» undersøgt Diffusionen gennem Gips. Han viser deri, at Gipsens Virkning ikke beror paa nogen direkte Indvirkning af Gipsen selv paa Luftarterne, at den Luftmængde som diffunderer gennem Gips forholder sig ligefrem som Trykdifferensen paa de modsatte Sider af Gipsproppen, samt at der, naar to Luftarter diffunderer i modsat Retning, er et af Trykket uafhængigt, altsaa konstant Forhold mellem de til samme Tryk reducerede Luftmængder, som gaa igennem Proppen.

I et Hovedpunkt er Bunsen dog kommet til et andet Resultat end Graham. Medens efter Graham Brinten gaar fire Gange saa hurtigt gennem et porøst Legeme som Iltten, finder Bunsen dette Forhold forskelligt for forskellige porøse Legemer, varierende fra 2,73 til 3,35. Der er dog ingen Tvivl om, at dette væsentlig ligger i, at Bunsen lod Proppen danne sig i et Glasrør, i hvilket Tilfælde den, som Graham har bemærket, let vil skille sig fra Glasset, hvorved der kan finde Transpiration Sted af Luften. Endvidere maa man erindre, at Graham aldrig har paastaet, at Virkningen var den samme i ethvert porøst Legeme; den fuldstændige Virkning indtræder kun ved Legemer med yderst fine Porer. For disse har Graham endogsaa ofte fundet Forholdet mellem de diffunderede Mængder af Brint og Ilt lidt større end 4.

Som man let kan forstaa, har Bunsens Forsøg dog haft den Virkning, at mange have draget de af Graham opstillede Loves Rigtighed i Tvivl, og navnlig har man ment, at Absorptionsvirkninger skulle spille en Rolle her, ligesom ved Luftarternes Gennemgang gennem Kautschukhinder og andre kolloide Hinder. Denne Opfattelse er saaledes gjort gældende af Hüfner<sup>1)</sup> i en Undersøgelse over Diffusion gennem Hydrofanplader.

Reusch havde antaget, at Hydrofan, som bliver gennemsigtig ved at komme i Vand, maatte opfattes som et Legeme med yderst fine Porer eller Spalter, og han antog derfor, at dette Stof maatte egne sig særdeles godt til Forsøg over Diffusionen. Han sendte derfor nogle Stykker Hydrofan til Graham, som dog ikke vides at have gjort Brug af dem. Hüfner optog derfor Sagen paany, og ved at benytte de af Graham og Bunsen anvendte Methoder, fandt han Resultater, der stemte godt med Grahams Lov. Sættes Diffusionshastigheden for  $l$  lig 1, kunne hans Resultater sammenfattes i følgende Tabel, hvor  $\rho$  er Vægtfylden i Forhold til  $l$ .

		$V\sqrt{\frac{l}{\rho}}$
l	1,000	1,000
Brint . . . . .	4,050	3,995
Kvælstof . . . . .	1,090	1,067
Kulsyre . . . . .	0,929	0,853.

Disse Maalinger synes altsaa nærmest at bekræfte Grahams Lov. Hüfner betragter dog ikke Sagen paa denne Maade. Hans Anskuelse er, at Fænomenet maa forklares som en Følge af Hydrofanens ulige store Absorptionsevne for de forskellige Luftarter, og han viser ved Forsøg, at Hydrofan virkelig absorberer Luftarterne i meget forskellig Grad; da han imidlertid ikke finder nogen Sammenhæng mellem Diffusionshastigheden og Absorptionen, kan heraf dog ikke udledes noget Argument imod Grahams Opfattelse.

<sup>1)</sup> Wied. Ann. Bd. 16, 1882.

## II.

Under et Arbejde om Luftarternes fysiske Konstanter, som jeg har paabegyndt i Forening med Hr. Cand. mag. Koefoed, fik jeg Anledning til at anstille Forsøg over Luftarternes Transpiration gennem snevre Rør. Denne Bevægelsesmaade frembyder, som Graham har vist, mange ejendommelige Forhold, og jeg søgte ad forskellige Veje at komme til Klarhed over Sammenhængen dermed. Navnlig forekom det mig, at det vilde have stor Interesse at faa at vide, hvorledes Bevægelsen i saadanne Rør vilde blive, naar Rørets Diameter bliver meget lille. De almindelige Love for Transpirationen har O. E. Meyer<sup>1)</sup> udviklet. Ifølge Poiseuille er det Rumfang Vædske  $V$ , som i et Sekund strømmer gennem et Haarrør, bestemt ved

$$V = \frac{\pi(p_0 - p_1)}{8\eta l} R^4.$$

Her er  $p_0$  og  $p_1$  Trykket ved Rørets Ender,  $R$  Rørets Radius,  $l$  dets Længde og  $\eta$  en Konstant, hvis Størrelse retter sig efter Vædskens Beskaffenhed. Den samme Formel kan, som O. E. Meyer har vist, anvendes paa Luftarternes Strømning, naar man maaler Rumfanget ved Trykket  $\frac{1}{2}(p_0 + p_1)$ . Kaldes Rumfanget, maalt ved et andet Tryk  $p$ ,  $v$ , have

$$pv = \frac{1}{2} V(p_0 + p_1),$$

og altsaa

$$V = \frac{\pi(p_0^2 - p_1^2)}{16\eta lp} R^4.$$

Da Rumfanget, der strømmer gennem Røret i et Sekund, forholder sig som fjerde Potens af Rørets Diameter, vil dette Rumfang aftage meget hurtigt med  $R$ , saaledes at Røret, hvis denne Formel virkelig fremstiller Løven for yderst snevre Rør, snart maa blive praktisk lufttæt. Men der er i Virkeligheden Grund til at tvivle om, at Formlen lader sig anvende i disse Tilfælde. Man kan ikke godt lade være at sammenligne Diffu-

<sup>1)</sup> Pogg. Ann. Bd. 127, 1866.

sionen af Luft gennem porøse Legemer med Transpirationen gennem snevre Rør, men imod en saadan Sammenligning taler den Omstændighed, at Lovene for Diffusionens og for Transpirationens Afhængighed af Luftartens Natur ere ganske forskellige. Man bestyrkes altsaa herved i den Mening, at Poiseuille-Meyers Lov kun gælder for Rør, hvis Diameter er større end en vis, meget lille Størrelse.

Det samme Resultat kommer man dog ogsaa til ad en ganske anden Vej. Antages, at Luftarterne bestaa af Molekuler, der ere adskilte ved Afstande, som ere mange Gange større end deres Tvermaal, vil man kunne tænke sig et Rør, hvis Diameter havde en lignende Størrelse, som Atomernes Middelfastand; men under saadanne Forhold maatte, som jo ogsaa Graham har ment, Bevægelsen blive en ganske anden end i videre Rør.

Den kinetiske Lufttheori frembyder i Virkeligheden andre Exempler paa saadanne Anomalier. Maxwell har af denne Theori draget den Slutning, at Luftarternes indre Gnidning og Varmeledning maa være uafhængig af Trykket, og dette har O. E. Meyer og Stefan fundet i Overensstemmelse med Erfaringen. Det er dog en Selvfølge, at dette Resultat kun kan være gyldigt indenfor visse Grænser; nærmer Luftens Tæthed sig til Nul, maa Gnidning og Varmeledning høre op. Dermed er heller ikke Maxwells Udvikling i Strid; Maxwell antager nemlig, at ethvert Molekul i Tidsenheden støder mangfoldige Gange sammen med andre Molekuler, eller at den Vej, det tilbagelægger imellem to paa hinanden følgende Sammenstød, er en meget lille Størrelse. Maxwells Theori forudsætter altsaa, at Middelvelglængden er meget lille i Forhold til Dimensionen af de Legemer, hvormed Luften er i Berøring. Nu have i Virkeligheden ogsaa Kundt og Warburg<sup>1)</sup> i et betydningsfuldt Arbejde vist, at Gnidningen og Varmeledningen ere uafhængige af Tætheden, saalænge Trykket er saa stort, at det

---

<sup>1)</sup> Pogg. Ann. Bd. 155 og 156. 1875.

lader sig maale ved Barometret; kommer Trykket ned under denne Grænse, forholder Sagen sig anderledes, og der aftager, som man maatte vente, baade Gnidningen og Varmeledningen meget stærkt med Trykket.

Hvad det her gælder om, er nu noget lignende, nemlig at vise, at Loven for Transpirationen hører op med at gælde, naar Rørets Radius bliver tilstrækkelig lille, og navnlig maa dertil fordres, at den bliver mindre end, eller i hvert Fald nærmer sig til Molekulernes Middelvejlængde. Nu kan man, ifølge den kinetiske Lufttheori, af Koefficienten for den indre Gnidning danne sig en Forestilling om Middelvejlængdens Størrelse. Den er ved almindeligt Tryk og Temperatur nogle Gange mindre end Lysets Bølgebredde; man antager, at den er for

Ilt . . . . .	0,00010 Mm.
Brint . . . . .	0,00018 —
Kulsyre . . . . .	0,00006 —

Men Rør af en saa ringe Diameter ville ikke lade nogen kendelig Luftmængde strømme igennem, saaledes at denne Methode ikke kunde antages at ville føre til noget.

Derimod forekom det mig, at der var mere Udsigt til at naa et heldigt Resultat ved at lade Luften strømme mellem planslebne Glasplader, der trykkes imod hinanden. Imellem saadanne Plader maa Forholdet mellem Hastighederne for forskellige Luftarter være det samme som for snævre Rør; men Spørgsmaalet bliver nu, hvor stor maa Vejlængden være i Forhold til Pladernes Afstand, for at Bevægelsen her kan sammenlignes med Transpirationen. Dette lader sig neppe angive, og denne Prøve kan derfor ikke anses for afgørende.

Men der er heldigvis et andet Forhold, som her kan benyttes. Porøse Legemer frembringe, som vi have set, en Atmolyse, det vil sige, at der indtræder en delvis Adskillelse af en Luftblandings Bestanddele, og det samme maa sandsynligvis finde Sted mellem to Plader, naar deres Afstand bliver til-

strækkelig lille. For at faa Klarhed herom lod jeg det i Fig. 1 viste Apparat udføre.

Det bestaar af to ottekantede planparallelle Glasplader *A* og *B*, som tilvejebragtes ved at bortslibe Hjørnerne af to Plader, som vare hver 4 Centimetre i Kvadrat og 1,5 Centimetre tykke. *A* er gjennemboret, og der er i Hullet anbragt et tilslebet Glasrør *L*. Pladerne anbragtes i et Messingkar *CC*, der er aabent foroven; i Bunden af Karret er der lagt nogle Læderskiver.

Ovenpaa *A* og ragende ud over Randen af Karret *CC*, er der lagt en tyk Kautschukplade *E* med et Hul i Midten, hvorigennem Røret *L* træder ud. For at kunne trykke Pladerne mod hinanden, anbragtes det hele mellem to Jernplader *F* og *G*, som kunde presses sammen ved

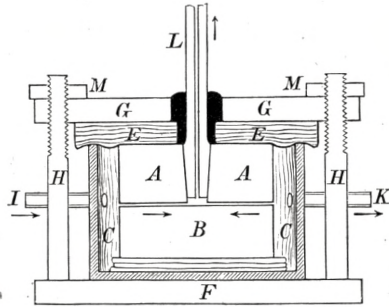


Fig. 1.

Hjælp af Skrueerne *HH* og Møtrikerne *MM*. For at gøre Apparatet tæt, hældtes Kvægsølv omkring *L*. I Karvæggen *CC* vare to Rør *I* og *K* anbragte, som tjente til at lede en Luftstrøm gennem Karret. Røret *L* stod i Forbindelse med en Sprengels Luftpumpe i en af Hr. Docent K. Prytz angivet forbedret Konstruktion.

Nu lededes tør atmosfærisk Luft ind i Rummet, der omgiver Pladerne; Pumpen sættes i Gang og da Lufttrykket i Pumpen var blevet 33,4 Mm., medens Trykket udenfor var 748,4 Mm. ved en Temperatur af 16°,4, begyndtes Opsamlingen af Luften. I 1020 Sekunder opsamledes da 3,64 Kubikcentimetre ved Atmosfærens Tryk. Ved at gentage Forsøget fandt jeg, at den samme Luftmængde strømmede igennem i 1017 Sekunder. Antages nu, at den opsamlede Luftmængde forholder sig ligefrem som Trykdifferensen, faas heraf, at der, hvis der intet Tryk havde været i Pumpen, i en Time vilde være opsamlet et Volumen Luft lig

$$\frac{3600}{1018,5} \times \frac{748,4}{715,0} \times 3,64 = 13,5 \text{ Kubike.}$$

Lignende Forsøg anstilledes med Brint og Kulsyre ved samme Afstand mellem Pladerne. Resultaterne vare:

	Kc. i Timen.	Forholdstal.
Atm. Luft . . .	13,5	1,00.
Brint . . . . .	38,9	2,89
Kulsyre . . . . .	14,0	1,04.

Derpaa pressedes Pladerne stærkere sammen, hvorefter der ogsaa gik mindre Luft igennem i samme Tid.

	Kc. i Timen.	Forholdstal.
Atm. Luft . . .	1,30	1,00
Brint . . . . .	4,20	3,24
Kulsyre . . . . .	1,08	0,83.

Sammenlignes Brintmængden, der gaar igennem, med Iltmængden, ses heraf, at den første voxer i Sammenligning med den sidste, naar Pladernes Afstand\*formindskes. Derimod aftager Kulsyremængden i Forhold til Iltmængden. Dette forklares imidlertid let, naar man antager, at Strømningen i det første Forsøg nærmest maa betragtes som en Transspiration, men derimod i det sidste som Diffusion. Dette ses tydeligt af følgende Tabel, som er udledet af Grahams Forsøg.

	Transspiration.	Diffusion.
Atm. Luft . . .	1,00	1,00
Brint . . . . .	2,06	3,80
Kulsyre . . . . .	1,24	0,81.

Heraf er man berettiget til at slutte, at der kan paavises en jævn Overgang fra Transspirationen til Diffusionen. Medens Luftstrømningen gennem et almindeligt Haarrør følger de for Transspirationen givne Love, ville disse Love altsaa høre op med at gælde, naar Rørets Diameter formindskes tilstrækkeligt; i saa Fald ville Lovene for Diffusionen finde Anvendelse.

Da disse Resultater gjorde det sandsynligt, at der maa finde Atmolyse Sted, naar Luftblandinger strømme gennem



Apparatet, gik jeg derefter over til at lede Blandinger af Ilt og Brint gennem det. Disse Blandinger analyseredes i Eudiometret, inden de lededes ind i Apparatet, og den ved Hjælp af Sprengels Pumpe opsamlede Luft analyseredes paa samme Maade. Disse Forsøg toge lang Tid, flere Timer for hver Blanding, og Pladernes Afstand syntes undertiden at forandre sig imens. Forsøgene kunne derfor ikke sammenlignes med hinanden; de have kun den Betydning, at de tydelig vise, at der finder Atmolysse Sted.

Før Atmolysen		Efter Atmolysen		Kc. i Timen.
pCt. Ilt.	pCt. Brint.	pCt. Ilt.	pCt. Brint.	
22,5	77,5	13	87	1,88
34	66	25	75	0,75
40	60	31	69	1,57
56	44	45,5	54,5	1,24
81	19	74	26	0,70

Trykkedes Pladerne endnu stærkere sammen, end det var Tilfældet i de sidste Forsøg, bliver Luftstrømmen overordentlig ringe; det tager da let flere Dage, inden der kan opsamles saa megen Luft, at den kan analyseres. Jeg forsøgte derfor at gaa frem paa en anden Maade. Af et tykt Staniolblad udskares tolv Plader, hver med et Hul i Midten. De lagdes mellem Glaspladerne *A* og *B* i Apparatet, Fig. 1, og Forsøget udførtes derefter ganske paa samme Maade som tidligere. Ogsaa her viste det sig, at, naar Knaldluft, der var udviklet ved Elektrolyse, lededes ind i Apparatet, blev den gennemstrømmede Luftblanding rigere paa Brint. I et Forsøg bestod den opsamlede Luftmasse af

	Kc.	pCt.
Ilt . . . . .	1,49	30
Brint. . . . .	3,46	70
	<hr/> 4,95	<hr/> 100.

I et andet Forsøg lagdes 100 meget tynde Staniolplader mellem Glaspladerne; de vare gennemhullede ligesom i det sidst omtalte Forsøg. Først gjordes Forsøg med Ilt og Brint hvert for sig; der opsamledes da i en Time

	Kc.	Forhold.
Ilt . . . . .	1,10	1,00
Brint . . . . .	4,10	3,73.

Lededes Knaldluft til, opsamledes i en Time en Blanding, der bestod af

	Kc.	pCt.
Ilt . . . . .	0,56	21,4
Brint . . . . .	2,05	78,6
	<u>2,61</u>	<u>100,0.</u>

Ved en Gentagelse af dette Forsøg samme Dag opsamledes i 79 Minutter 2,95 Kc., som ved Analysen fandtes at indeholde

	Kc.	pCt.
Ilt . . . . .	0,66	22,4
Brint . . . . .	2,29	77,6
	<u>2,95</u>	<u>100,0.</u>

Fire og tyve Timer efter gentoges Forsøgene. Toges Luftarterne hver for sig, fandtes den i en Time gennemstrømmende Mængde at være

	Kc.	Forhold.
Ilt . . . . .	0,43	1,00
Brint . . . . .	1,66	3,86.

Der opsamledes mindre i samme Tid end Dagen forud, samtidig nærmer Forholdet sig mere til 4. Det er, hvad man maa vente vil indtræde, naar Afstanden mellem Pladerne aftager. Ved Forsøg med Knaldluft opsamledes i 2 Timer

	Kc.	pCt.
Ilt . . . . .	0,447	20,7
Brint . . . . .	1,710	79,3
	<u>2,157</u>	<u>100,0.</u>

Ved Gentagelse af Forsøget erholdtes i 3 Timer

	Kc.	pCt.
Ilt . . . . .	0,596	18,9
Brint . . . . .	2,555	81,1
	3,151	100,0.

Af alle disse Forsøg fremgaar det tydeligt, at der finder Atmolyse Sted under de her beskrevne Forhold, og at den er desto stærkere, jo mere Forholdet mellem de enkelte Luftarters Udstrømningstid nærmer sig til at staa i omvendt Forhold til Kvadratroden af Vægtfylden. Mere bestemte Resultater kunne imidlertid ikke udledes heraf, da det ikke er muligt med det her beskrevne Apparat at maale Luftlagets Tykkelse.

### III.

Det ligger nær at bestemme Afstanden mellem to plane Overflader ved Hjælp af det Interferensfænomen, som fremkommer i dette Tilfælde; det er ogsaa det, jeg har benyttet mig af i denne Undersøgelse. Har man en gennemsigtig og planparallel Plade med Tykkelsen  $a$  og Brydningsforholdet  $N$ , har man Intensiteten  $A^2$  af det tilbagekastede Lys bestemt ved

$$A^2 = \frac{4 \varepsilon^2 \sin^2 \frac{2\pi N \cos \beta}{\lambda} a}{(1 - \varepsilon^2)^2 + 4 \varepsilon^2 \sin^2 \frac{2\pi N \cos \beta}{\lambda} a}, \quad (1)$$

hvor  $\alpha$  er Indfalds-,  $\beta$  Brydningsvinklen og  $\lambda$  Bølgebredden i det omgivende Rum<sup>1)</sup>. Værdien af  $\varepsilon$  er afhængig af Svingningsretningen for det indfaldende Lys. Er Svingningsretningen efter Fresnels Theori lodret paa Indfaldsplanet, haves  $\varepsilon$  lig

$$\varepsilon_1 = \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)}; \quad (2)$$

er den derimod parallel med Indfaldsplanet haves  $\varepsilon$  lig

$$\varepsilon_2 = \frac{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}(\alpha + \beta)}. \quad (3)$$

<sup>1)</sup> Christiansen: Math. Fysik, Bind II § 83.

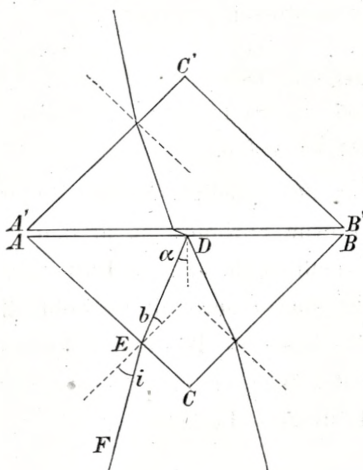


Fig. 2.

Vi skulle nu anvende disse Formler paa det Tilfælde, i hvilket to retvinklede Glasprismer ere lagte sammen med Hypotenusfladerne mod hinanden, kun adskilte ved et meget tyndt Luftlag (Fig. 2). Det vil da være rigtigt at give (1) en simplere Form; dette opnaas ved at sætte den under Formen

$$A^2 = \frac{1}{1 + \left( \frac{1 - \varepsilon^2}{2\varepsilon \sin \frac{2\pi Na \cos \beta}{\lambda}} \right)^2}$$

eller

$$A^2 = \sin^2 \text{arc tg} \left( \frac{2\varepsilon}{1 - \varepsilon^2} \sin \frac{2\pi Na \cos \beta}{\lambda} \right).$$

Nu faas let, at

$$\frac{1 - \varepsilon_1^2}{\varepsilon_1} = \frac{4 N \cos \alpha \cos \beta}{N^2 - 1},$$

og

$$\frac{1 - \varepsilon_2^2}{\varepsilon_2} = \frac{4 N \cos \alpha \cos \beta}{N^2 \cos^2 \alpha - \cos^2 \beta}.$$

Sættes Intensiteten lig  $C^2$ , naar Svingningerne ere lodrette paa Indfaldsplanet, og lig  $D^2$ , naar de ere parallelle med dette, havës

$$C^2 = \sin^2 \text{arc tg} \left( \frac{N^2 - 1}{2 N \cos \alpha \cos \beta} \sin \frac{2\pi Na \cos \beta}{\lambda} \right), \quad (4)$$

$$D^2 = \sin^2 \text{arc tg} \left( \frac{N^2 \cos^2 \alpha - \cos^2 \beta}{2 N \cos \alpha \cos \beta} \sin \frac{2\pi Na \cos \beta}{\lambda} \right). \quad (5)$$

Betingelsen for, at der skal fremkomme en mørk Interferensstribe, er altsaa, at

$$\frac{\sin \frac{2\pi Na \cos \beta}{\lambda}}{\cos \beta} = 0.$$

Sættes Glasprismernes Brydningsforhold lig  $n$  og Bølgebredden i Luften lig  $L$ , altsaa  $Nn = 1$  og  $n\lambda = L$ , kan man skrive ovenstaaende Betingelse saaledes:

$$\frac{\sin \frac{2\pi a \cos \beta}{L}}{\cos \beta} = 0. \quad (6)$$

Gaar man ud fra Grænsen for den fuldstændige Tilbagekastning, ved hvilken  $\beta = \frac{\pi}{2}$ , ser man, at der ikke fremkommer nogen mørk Stribe der; derimod vil der være Mørke hver Gang man har

$$\cos \beta = \frac{L}{2a}, \frac{2L}{2a}, \frac{3L}{2a} \dots \quad (7)$$

Tænkes  $\beta$  at variere fra  $\frac{\pi}{2}$  til 0, bliver Antallet af Interferensstriber altsaa  $\frac{2a}{L}$ .

Kaldes Vinklen, som den tilbagekastede Straale danner med Indfaldsloddet til  $AC$ ,  $b$ , og Vinklen som den brudte Straale  $EF$  danner med samme,  $i$ , haves, idet  $\angle BAC = p$ , at

$$\sin \beta = n \sin a, \quad \sin i = n \sin b, \quad a + b = p.$$

Kaldes de Værdier af  $a$ ,  $b$  og  $i$ , som svare til  $\beta = \frac{\pi}{2}$ , henholdsvis  $a_0$ ,  $b_0$  og  $i_0$ , og sættes  $a = a_0 + \delta a_0$ ,  $b = b_0 + \delta b_0$  og  $i = i_0 + \delta i_0$ , kan man, naar  $\beta$  kun er lidt forskellig fra  $\frac{\pi}{2}$ , sætte

$$\begin{aligned} \sin \beta &= 1 + n \cos a_0 \delta a_0, \\ \cos i_0 \delta i_0 &= n \cos b_0 \delta b_0. \end{aligned}$$

Under samme Forudsætning er

$$1 - \sin \beta = \frac{\cos^2 \beta}{1 + \sin \beta} = \frac{1}{2} \cos^2 \beta.$$

Da  $\delta a_0 + \delta b_0 = 0$ , faas endelig

$$\cos \beta = K \sqrt{\delta i_0},$$

idet

$$K = \sqrt{\frac{2 \cos i_0 \cos a_0}{\cos b_0}}.$$

Da altsaa

$$\delta i_0 = \frac{\cos^2 \beta}{K^2},$$

faas af (7), at Beliggenheden af de mørke Striber er bestemt ved

$$\left. \begin{aligned} \delta i_0 &= \frac{L^2}{4a^2 K^2} \\ \delta i_0 &= \frac{4L^2}{4a^2 K^2} \\ \delta i_0 &= \frac{9L^2}{4a^2 K^2} \\ &\dots \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Stribernes Bredde forholder sig følgelig som Rækken af de ulige Tal 3, 5, ... . Disse Striber ere først beskrevne af Herschel<sup>1)</sup>, senere har Talbot<sup>2)</sup>, Mascart<sup>3)</sup> og Lord Rayleigh<sup>4)</sup> behandlet dem.

De to Prismer, som jeg benyttede ved de følgende Forsøg, vare slebne af samme Stykke Glas og var en Gave fra Hr. Joh. Thiele, som selv havde slebet dem og i det hele paa flere Maader har været mig behjælpelig ved dette Arbejde, hvorfor jeg er ham meget taknemmelig. Trykkedes Hypotenusefladerne mod hinanden, indtraadte der saa inderlig Berøring, at det ikke var muligt at skille dem ad paa sædvanlig Maade; kun naar de lagdes i koldt Vand, skilte de sig ganske langsomt fra hinanden fra Randen af. Deres Vinkler havde følgende Størrelser:

$$\begin{aligned} A &= 45^\circ 36', & B &= 45^\circ 17', & C &= 89^\circ 8', \\ A' &= 45^\circ 11', & B' &= 45^\circ 13', & C' &= 89^\circ 36'. \end{aligned}$$

For at finde Brydningsforholdet maales  $\angle A = p$ , tilligemed Minimumsafvigelserne for de Fraunhoferske Linier  $C$ ,  $D$  og  $F$ . Resultaterne ere anførte i efterfølgende Tabel tilligemed Værdierne af Størrelserne  $\alpha_0$ ,  $b_0$ ,  $i_0$  og  $K$ .

<sup>1)</sup> Phil Tr. 1809.

<sup>2)</sup> Phil. Mag. (3) Bd. 9. 1836.

<sup>3)</sup> C. R. Bd. 108, S. 591.

<sup>4)</sup> Phil. Mag. (5) Bd. 28.

$$p = 45^{\circ} 36' 10''.$$

	<i>C</i>	<i>D</i>	<i>F</i>
<i>n</i>	1,57434	1,57810	1,58812
$\alpha_0$	39°26'2''	39°19'18''	39°1'35''
$b_0$	6°10'8''	6°16'52''	6°34'35''
$i_0$	9°44'25''	9°56'32''	10°28'46''
<i>K</i>	1,2374	1,2382	1,2401
log <i>K</i>	0,09252	0,09278	0,09346

Lader man Natriumlys falde ind gennem *CB* og betragter det tilbagekastede Lys gennem *AC*, enten med det blotte Øje eller ved Hjælp af en Kikkert, faar man et Interferensbillede at se. For at det skal være skarpt begrænset, maa Fladerne *AB* og *A'B'* være nøjagtig parallelle. Dette opnaas bedst ved at lægge en Staniolplade med et rundt Hul i Midten imellem Hypotenusefladerne. Det Interferensbillede, som da viser sig, har det Fig. 3 antydede Udseende.

I Billedplanet i den astronomiske Kikkert, som jeg anvendte, var anbragt en Glasmaalestok, paa hvilken en Centimeter var delt i 100 Dele. 1° svarede til 4,2541 Millimeter paa Maalestokken, og 1 Mm. svarede til en Vinkel, hvis Sinus var 0,004103. Som Exempel paa Bestemmelsen af Pladernes Afstand ved Hjælp af Interferens-

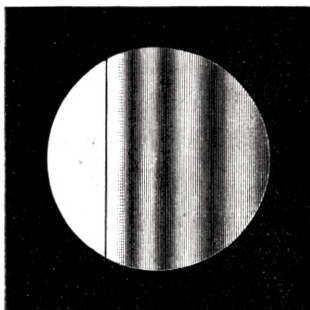


Fig. 3.

striber anføres følgende. Ved et Forsøg, hvor, som ovenfor omtalt, en Staniolplade var anbragt imellem Hypotenusefladerne, maalttes de mørke Stribers Beliggenhed ved Hjælp af Okularmikrometret, hvilket gav nedenstaaende Resultater:

1	Stribe	2,46	Mm.
2	—	2,69	—
3	—	3,08	—
4	—	3,63	—
5	—	4,32	—
6	—	5,18	—

Deres indbyrdes Afstande ere altsaa

$$0,23, \quad 0,39, \quad 0,55, \quad 0,69, \quad 0,86 \text{ Mm.}$$

Divideres disse med 3, 5, 7, 9, 11 erhoides

$$0,077, \quad 0,078, \quad 0,079, \quad 0,077, \quad 0,078 \text{ Mm.,}$$

hvilke Koefficienter virkelig ogsaa kunne betragtes som ligestore.

Ved at benytte (8) faas nu, at

$$\frac{I^2}{4a^2K^2} = \frac{5,18 - 2,46}{6^2 - 1} \cdot 0,004103 = 0,0777 \cdot 0,004103,$$

altsaa er

$$\frac{L^2}{4a^2K^2} = 0,0003188.$$

Da  $L$  for Natriumsls er 0,000589 Mm., faas heraf at

$$a = 0,0133 \text{ Mm.}$$

Naar man formindsker Luftlagets Tykkelse, fjerne Striberne sig fra hinanden, samtidig med at de fjerne sig fra Grænsen for den fuldstændige Tilbagekastning. Af ovenstaaende Udtryk (8) for Stribernes Afstand fra Grænsen ses jo nemlig, at den forholder sig omvendt som Kvadratet af Luftlagets Tykkelse. Ser man saaledes gennem Kathetefluden  $AC$  (Fig. 2) paa Striberne, vil man, naar Prismene trykkes sammen, se Striberne blive bredere og samtidig vandre hen til Kanten  $A$ , hvor de tilsidst forsvinde. For at faa en Oversigt over, hvorledes Interferensfænomenet flyttes og forandres, har jeg beregnet Vinkelen  $i-i_0$  for de to første mørke Striber for forskellige Værdier af  $a$  i Bølgebredder, naar man belyser Prismene med Natriumsls.

Luftlagets Tykkelse i Bølgebredder	Første mørke Stribe			Anden mørke Stribe		
	$i-i_0$	$i-i_0$	$i-i_0$	$i-i_0$	$i-i_0$	$i-i_0$
$\infty$	0	0	0	0	0	0
20	0	1	24	0	5	36
15	0	2	29	0	9	57
10	0	5	36	0	22	25
5	0	22	25	1	30	8
4	0	35	4	2	21	16
3	1	2	24	4	12	57
2	2	21	16	9	44	4
1	9	44	4			



Som foran bemærket have Mascart og Lord Rayleigh angivet de almindelige Formler for disse Striber; de synes dog ikke at have underkastet dem nogen indgaaende Betragtning; i det mindste have de ikke bemærket, at den Stribe, som skulde betegne Grænsen for den fuldstændige Tilbagekastning, ikke kommer frem.

Naar  $\alpha$  bliver saa stor, at  $n \sin \alpha > 1$ , indtræder den saakaldte fuldstændige Tilbagekastning. I det Tilfælde, det her drejer sig om, er denne Betegnelse dog ikke rigtig, da der, naar Luftlaget bliver tilstrækkelig tyndt, kan gaa en betydelig Mængde Lys igennem. Intensiteten  $A^2$  for det tilbagekastede Lys er i dette Tilfælde

$$\text{hvor} \quad \left. \begin{aligned} A^2 &= \sin^2 \arcsin \operatorname{tg} \frac{e^m - e^{-m}}{2 \sin \gamma}, \\ m &= \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{\sin^2 \alpha - N^2}, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

og  $\gamma$  har forskellige Værdier efter Svingningsretningen. Er den lodret paa Indfaldsplanet, haves  $\gamma = \gamma_1$ , og

$$\operatorname{tg} \frac{1}{2} \gamma_1 = \frac{\sqrt{\sin^2 \alpha - N^2}}{\cos \alpha}. \quad (10)$$

Er Svingningsretningen parallel med Indfaldsplanet, haves derimod  $\gamma = \gamma_2$ , idet

$$\operatorname{tg} \frac{1}{2} \gamma_2 = \frac{\sqrt{\sin^2 \alpha - N^2}}{N^2 \cos \alpha}. \quad (11)$$

Da

$$\sin \gamma = \frac{2 \operatorname{tg} \frac{\gamma}{2}}{1 + \operatorname{tg}^2 \frac{\gamma}{2}},$$

faas heraf, at

$$\sin \gamma_1 = \frac{2 \cos \alpha \sqrt{\sin^2 \alpha - N^2}}{1 - N^2},$$

og

$$\sin \gamma_2 = \frac{2 N^2 \cos \alpha \sqrt{\sin^2 \alpha - N^2}}{\sin^2 \alpha + N^4 \cos^2 \alpha - N^2}.$$

Sættes nu ligesom ovenfor  $Nn = 1$  og  $n\lambda = L$ , faas, at Intensiteten af det tilbagekastede Lys er, naar Svingningsretningen er lodret paa Indfaldsplanet, bestemt ved

$$C^2 = \sin^2 \text{arc tg} \frac{(n^2 - 1)(e^m - e^{-m})}{4n \cos \alpha \sqrt{n^2 \sin^2 \alpha - 1}}. \quad (12)$$

Er Svingsningsretningen parallel med Indfaldsplanet, faas derimod

$$D^2 = \sin^2 \text{arc tg} \frac{(n^2 - 1)(n^2 \sin^2 \alpha - \cos^2 \alpha)(e^m - e^{-m})}{4n \cos \alpha \sqrt{n^2 \sin^2 \alpha - 1}}. \quad (13)$$

Tillige er

$$m = \frac{2\pi\alpha}{L} \sqrt{n^2 \sin^2 \alpha - 1}.$$

Ved Grænsen, hvor  $n \sin \alpha = 1$ , og altsaa  $n \cos \alpha = \sqrt{n^2 - 1}$ , faas

$$C^2 = \sin^2 \text{arc tg} \frac{\pi\alpha \sqrt{n^2 - 1}}{L}, \quad (14)$$

og

$$D^2 = \sin^2 \text{arc tg} \frac{\pi\alpha \sqrt{n^2 - 1}}{Ln^2}. \quad (15)$$

Søger man for dette Tilfælde Forholdet mellem det tilbagekastede og det gennemgaaende Lys, faar man

$$\frac{C^2}{1 - C^2} = \left( \frac{\pi\alpha \sqrt{n^2 - 1}}{L} \right)^2,$$

$$\frac{D^2}{1 - D^2} = \left( \frac{\pi\alpha \sqrt{n^2 - 1}}{Ln^2} \right)^2.$$

Ved Hjælp af disse mærkværdig simple Udtryk kan nu Luftlagets Tykkelse  $a$  findes, naar Forholdet mellem Intensiteterne af det tilbagekastede og det gennemgaaende Lys kan maales.

Jeg benyttede hertil følgende Fremgangsmaade. En Lyskilde  $E$  (Fig. 4) belyser to ligestore hvide Papirflader  $F$  og  $G$ . Lyset, der udgaar fra  $G$ , falder paa Hypotenusen  $AB$  af Prismet  $ABC$  og kastes tilbage derfra; Lyset, der udgaar fra  $F$ , trænger gennem Luftlaget  $A'B'$   $BA$ , og bliver derefter, naar  $F$  og  $G$  ere stillede symmetrisk til Mellemlaget, parallel med den tilbagekastede Straale. Sættes  $FE = l_2$ ,  $EG = l_1$  og Lysstyrken af Lysgiveren  $E$  lig  $Q$ , vil Belysningen af  $G$  være proportional med  $\frac{Q}{l_1^2}$ . Den Lysmængde, som falder paa  $AC$ , kan

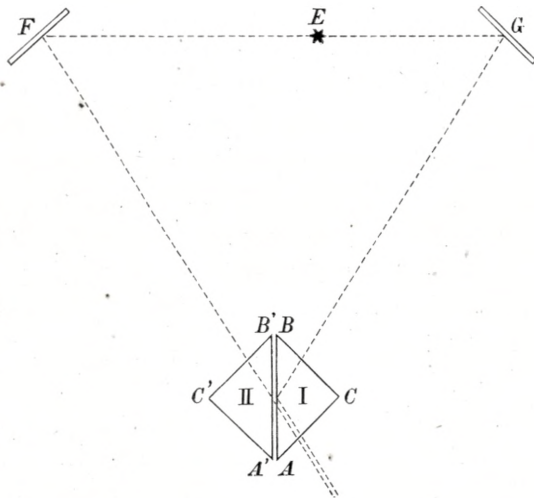


Fig. 4.

da anses som bestaaende af to Dele, den ene med Svingninger lodrette paa Indfaldsplanet, den anden med Svingninger i Indfaldsplanet, hver af dem kan sættes lig

$$\frac{1}{2} \frac{Q}{l_1^2}.$$

Intensiteten af Lyset, hvis Svingninger ere lodrette paa Indfaldsplanet, kan efter Gennemgangen gennem  $BC$  udtrykkes ved

$$\frac{1}{2} c^2 \frac{Q}{l_1^2},$$

efter Tilbagekastningen fra  $AB$  er Intensiteten

$$\frac{1}{2} C^2 c^2 \frac{Q}{l_1^2},$$

og efter Udtrædelsen gennem  $AC$  er den

$$\frac{1}{2} C^2 c^4 \frac{Q}{l_1^2}.$$

Med lignende Betegnelser faas for det Lys, hvis Svingninger ligge i Indfaldsplanet, Intensiteten efter Udtrædelsen af  $BC$  lig

$$\frac{1}{2} D^2 d^4 \frac{Q}{l_1^2},$$

saaledes at den samlede Intensitet bliver

$$\frac{1}{2} \frac{Q}{l_1^2} (c^4 C^2 + d^4 D^2).$$

Paa samme Maade findes Intensiteten af det Lys, som fra  $F$  falder igennem Mellemlaget og træder ud gennem  $BC$ , at være

$$\frac{1}{2} \frac{Q}{l_2^2} (c^4(1 - C^2) + d^4(1 - D^2)).$$

Ses nu begge Flader  $F$  og  $G$  lige lyse, havest

$$\frac{l_1^2}{l_2^2} = \frac{c^4 C^2 + d^4 D^2}{c^4(1 - C^2) + d^4(1 - D^2)},$$

eller, idet  $\frac{l_1}{l_2} = f$ , havest

$$f^2 = \frac{c^4 C^2 + d^4 D^2}{c^4(1 - C^2) + d^4(1 - D^2)}. \quad (16)$$

Ved at anvende Fresnels Formler ses let, at man, naar Straalerne ramme Luftlaget saaledes, at der netop kan finde fuldstændig Tilbagekastning Sted, har

$$\left(\frac{d}{c}\right)^4 = 1.008.$$

Ved Anvendelse af Formlerne (14), (15) og (16) ere de i nedenstaaende Tabel angivne Værdier af  $C^2$ ,  $D^2$  og  $f$  beregnede for Natriumsls.

$a$	$C^2$	$D^2$	$f$
$\frac{1}{10} L$	0,128	0,023	0,286
$\frac{2}{10} L$	0,370	0,087	0,543
$\frac{3}{10} L$	0,570	0,176	0,770
$\frac{4}{10} L$	0,702	0,275	0,976
$\frac{5}{10} L$	0,786	0,372	1,171
$\frac{6}{10} L$	0,841	0,461	1,363
$\frac{7}{10} L$	0,878	0,537	1,554
$\frac{8}{10} L$	0,904	0,603	1,745
$\frac{9}{10} L$	0,923	0,658	1,940
$\frac{10}{10} L$	0,936	0,703	2,132

## IV.

Jeg skal nu beskrive det Apparat som anvendtes til de endelige Forsøg. Den vigtigste Del af det var de to allerede nævnte retvinklede Glasprismer. Det ene af dem, som i Fig. 2 er betegnet med  $ABC$ , blev der ingen Forandring gjort ved, det andet derimod blev tildannet paa følgende Maade. I Hypotenusenfladen,  $A'B'A''B''$  (Fig. 5 a), som var 5 Centimeter lang og 4 Centimeter bred, drejedes en ringformig Fordybning, dens indre Diameter var 2,9, dens ydre 3,15 Centimeter, Dybden

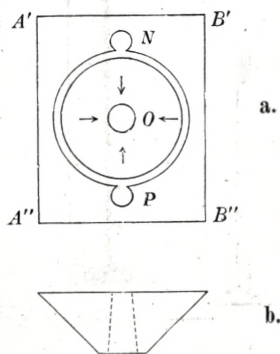


Fig. 5.

var 0,15 Centimeter. Den retvinklede Kant blev sleben bort, som vist i Fig. 5 b, og der bores derefter lodret paa Hypotenusenfladen tre Huller,  $N$ ,  $O$ ,  $P$ . Hullerne  $N$  og  $P$  stode i Forbindelse med Ringen. Afstanden fra den ydre Rand af  $O$  til den indre Rand af Ringen var 0,96 Centimeter. Til alle tre Huller hørte nøjagtig slebne Glasrør. Lagdes Prismerne nu sammen med Hypotenusenfladerne vendt mod hinanden, og lededes en Luftart ind gennem  $N$ , ud gennem  $P$ , medens  $O$  stod i Forbindelse med et luftomt Rum, strømmede Luften i den ved Pilene angivne Retning. Samtidig kunde man paa den i forrige Stykke angivne Maade bestemme Luftlagets Tykkelse.

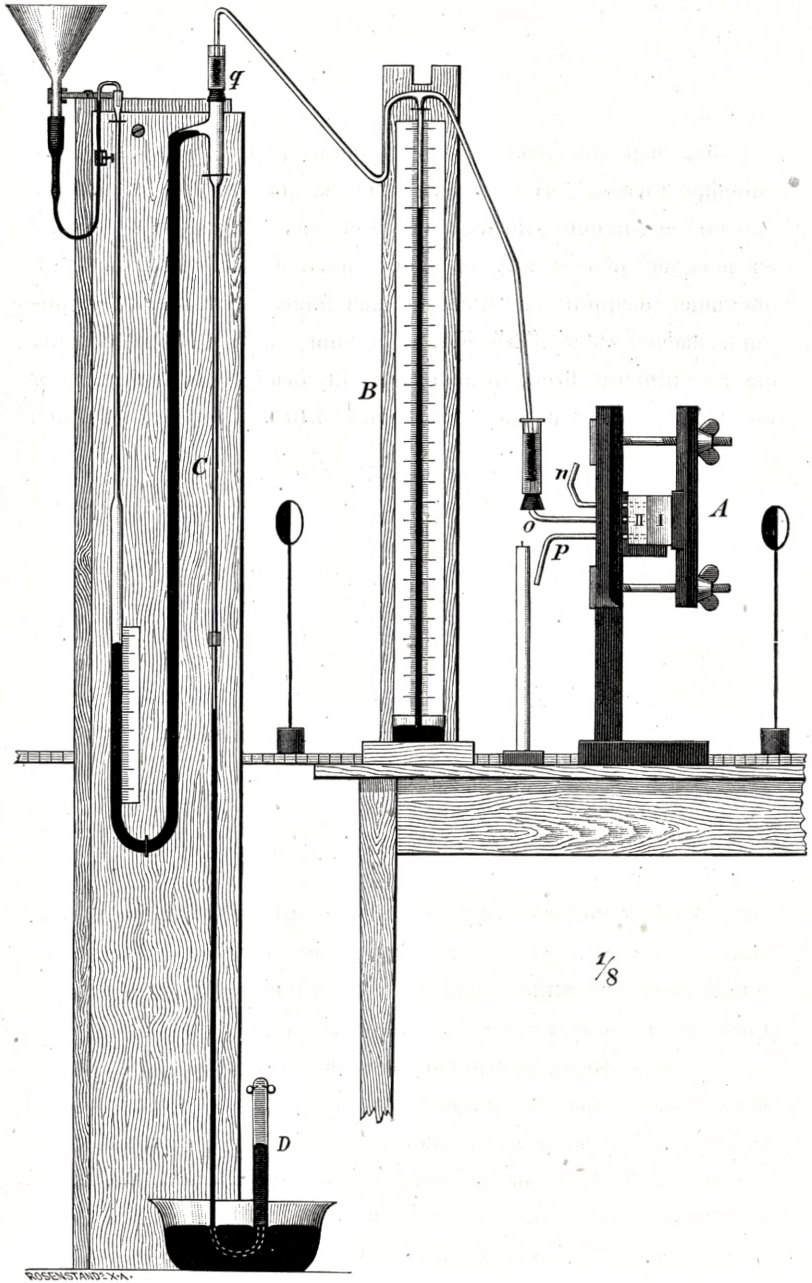


Fig. 6.

Den hele Opstilling er vist i Fig. 6. Glasprismerne I og II ere ved et Træstativ *A* med Skruer og Møtriker fastklemt imod hinanden. Glasrørene *n* og *p*, som passe til Hullerne *N* og *P* (Fig. 5), tjene til at lede Luft til og fra Apparatet. Røret *o* som passer i Hullet *O* er ved Hjælp af en Kautschukforbindelse, der er omgivet med et videre, med Glycerin fyldt Glasrør, i Forbindelse med Trykmaaleren *B* og Pumpen *C*, som er den i andet Afsnit omtalte af Hr. Docent Prytz modificerede Sprengelske Pumpe. Imellem *B* og *C* er ved *q* en lignende Forbindelse som mellem *A* og *B*. *D* er et almindeligt Eudiometer-rør til Opsamling af den udpumpede Luft. Forsøgene foretoges i Almindelighed saaledes, at Hypotenusefladerne først bragtes i den Afstand, der ønskedes; derefter sættes Pumpen i Virksomhed, Trykket maalt paa Trykmaaleren *B*, og det iagttoges, hvor stort et Rumfang Luft der opsamledes i en given Tid. Hvor det, som det væsentlig er Tilfældet i de Forsøg, der her skulle omtales, kun gjaldt om at sammenligne Strømnings-hastighederne, opsamledes Luftarterne ikke, men man nøjedes med at iagttage Trykforøgelsen paa Trykmaaleren *B*.

Skøndt Opgaven egentlig gik ud paa at undersøge Strømningen gennem meget snevre Mellemlum, har jeg dog anset det for oplysende ogsaa at gøre Forsøg med Strømninger, ved hvilke Mellemlummet var flere Bølgebredder; i saa Fald vil den gennemstrømmende Luftmængde, naar Trykdifferenserne nærme sig til at være lig Lufttrykket, blive saa stor, at det er nødvendigt at bruge en hurtigt virkende Pumpe. Jeg satte da *B* i Forbindelse saavel med en Geisslers Pumpe som med en større Luftbeholder. Ved Hjælp af Pumpen bragtes der da et næsten lufttomt Rum tilveje i Beholderen; derefter afbrødes Forbindelsen med Pumpen, og det iagttoges nu, hvor hurtigt Kvægsølvet sank i Trykmaaleren *B*. Jeg har anstillet Forsøg paa den Maade med tre forskellige Afstande mellem Prismefladerne.

Først adskiltes Prismerne ved to Stanniolstrimler, der lagdes langs med *A'B'* og *A''B''* (Fig. 5 a). Ved Hjælp af (8) bereg-

nedes Luftlagets Tykkelse af Stribebredden; den fandtes at være 15,9 Bølgebredder for Natriumlys. Beholderen med Rørledningerne havde et Rumfang af 1900 Kc. Barometerstanden var 751,9 ved 21,7° C. Man aflæste Trykforskellen imellem den ydre Luft og Luften i Beholderen paa Trykmaaleren *B*; denne Forskel kaldes *h*. Tillige maales det Antal Sekunder, der hengik mellem to paa hinanden følgende Aflæsninger, denne Tid betegnes med  $\Delta t$ . Luftens Temperatur var omtrent 22° C., Beholderens 17° C. De Luftarter, der undersøgte, vare Ilt, Brint og Kulsyre. Iltten var fremstillet paa sædvanlig Maade af klorsurt Kali, Brinten af ren Zink og Svovlsyre; de tørredes med Klorkalcium og Svovlsyre. Kulsyren toges fra en Beholder med flydende Kulsyre. Forsøgene gentoges for hver Luftart tre eller fire Gange. Resultaterne ere angivne i efterfølgende Tabel:

<i>h</i>	Strømningstid $\Delta t$ for			$\frac{O}{H}$	$\frac{O}{CO_2}$
	<i>O</i>	<i>H</i>	$CO_2$		
700,0	279	118	211	2,36	1,32
609,0	298	124	226	2,40	1,32
517,5	329	139	248,5	2,37	1,32
425,1	380	158	286	2,40	1,33
333,0	464	194	351,5	2,39	1,32
241,9	641	269	487	2,38	1,32
151,1					

I de to sidste Rubrikker er angivet Forholdet mellem de i samme Tid strømmende Rumfang af Brint og Kulsyre i Forhold til Ilt. Man ser, at dette Forhold er uafhængigt af Trykdifferensen. Middelværdien af Forholdene er for Brint og Ilt 2,38, men for Kulsyre og Ilt 1,32. Til Sammenligning hermed kan anføres, at Graham finder dette Forhold for Haarrør at være for Brint og Ilt 2,28 og for Kulsyre og Ilt 1,38.

I den næste Række Forsøg anbragtes nogle Stykker Bladguld mellem Prismernes Hypotenuseflader. Ved Maaling af



Stribebredden fandtes Luftlagets Tykkelse lig 8,3 Bølgebredder. Barometerstanden var 754,1 Mm. ved 20,1° C. Beholderens og Ledningernes Rumfang var 386 Kc., Beholderens Temperatur 19,2°, Trykmaalerens 21° C. Resultaterne findes i følgende Tabel:

$h$	Strømningstid $\Delta t$ for			$\frac{O}{H}$	$\frac{O}{CO_2}$
	$O$	$H$	$CO_2$		
700,0	266,5	112	205,5	2,38	1,30
609,0	288,5	122	221,5	2,36	1,30
517,5	326,5	138,5	252,5	2,36	1,29
425,1	380	162	291,5	2,34	1,30
333,0	474,5	202,5	366,5	2,34	1,29
241,9	661	283	520	2,34	1,27
151,1					

Som man ser, er ogsaa her Forholdet mellem Udstrømningshastighederne tilnærmelsesvis konstant. Middelværdierne ere for Brint og Ilt 2,35 og for Kulsyre og Ilt 1,29.

Ved det tredje Forsøg var der lidt Støv mellem Hypotenusfladerne. Kun de to første mørke Striber kunde ses; de vare endda meget utydelige og Bestemmelsen af Lagets Tykkelse derfor ogsaa meget usikker. Jeg antager, at den var omtrent 4,3 Bølgebredder. Kun den Tid maalt, i hvilken Trykforskellen formindskedes fra 700 til 609 Mm.; den var for Ilt 314, for Brint 124 og for Kulsyre 260 Sekunder. Rumfanget var 80 Kc., Temperaturen 20° C., Barometerstanden var 755,8 Mm., maalt ved 17,0° C. Heraf følger, at Brint strømmer 2,53 Gange saa hurtigt igennem som Ilt og Kulsyre, 1,21 Gange saa hurtigt som Ilt.

Resultatet af disse Forsøg er, naar Hastigheden for Ilt sættes lig 1, altsaa følgende:

$a$	Brint	Kulsyre	$V$
$\infty L$	2,38	1,38	
15,9 $L$	2,38	1,32	1,000
8,3 $L$	2,35	1,29	0,225
4,3 $L$	2,53	1,21	0,040

Under  $\infty L$  er her Hastigheden anført efter Graham, idet ved hans Forsøg Rørvidden var et meget stort Antal Bølgebredder. Efter som Lagets Tykkelse aftager, voxer den relative Hastighed i det hele for Brint, medens den aftager for Kulsyre. At der er en Afvigelse ved 8,3 Bølgebredders Tykkelse, er meget paafaldende; jeg kan ikke ret tro, at det hidrører fra Iagttagelsesfejl. I ovenstaaende Tabel er tillige under  $V$  angivet Størrelsen af det Rumfang Luft, som i lige Tid strømmer igennem, naar Rumfanget ved 15,9 Bølgebredders Tykkelse sættes lig 1. Det kan vises, at den Luftmængde som strømmer igennem under de Forhold, som her ere tilstede, maa forholde sig ligefrem som tredie Potens af Tykkelsen, naar man gaar ud fra den sædvanlige Theori for den indre Gnidning; denne Lov holder imidlertid ikke Stik ved disse Forsøg.

Det er forbunden med temmelig store Vanskeligheder at undersøge Strømningen mellem Pladerne, naar Afstanden imellem dem bliver lig eller mindre end en Bølgebredde. Dette ligger i at Strømningen i saa Fald foregaar meget langsomt, det varer ofte Timer, inden der er opsamlet en maalelig Luftmængde, og i denne Tid kan let Afstanden mellem Pladerne undergaa Forandringer. For at Forsøgene skulle kunne give konstante Resultater, maa endvidere Prismernes Afstand være konstant, det vil sige, at Hypotenuseladerne maa være parallelle, men dette er det meget vanskeligt at opnaa. Det vil maaske lykkes at overvinde denne Vanskelighed, men indtil dette sker, maa der ikke stilles store Fordringer til Maalingerne.

Først vil jeg omtale de Forsøg, der havde til Hensigt at sammenligne Strømningshastighederne for Ilt, Brint og Kulsyre

ved forskellige Tykkelser af Luftlaget. Fremgangsmaaden var da følgende. Efter at Luften i Apparatet var fortyndet saa vidt, at Trykmaaleren f. Ex. viste paa 720 Mm., standsedes Pumpningen, hvorefter Trykket i Apparatet stadig sank. Nu noteredes den Tid, der hengik, inden Trykmaaleren var sunket til 710, 700 . . . . Paa denne Maade gentoges Forsøget dernæst med de andre Luftarter. De Tider, der medgaa til samme Fald i Tryk for forskellige Luftarter, ere nu ogsaa de Tider, i hvilke ligestore Luftmængder strømme ind, og disse Tider staa i omvendt Forhold til Strømningshastigheden. I andre Tilfælde anbragtes forneden paa Pumpens Faldrør en Hane; efter at Apparatet omtrent var gjort lufttomt, lukkedes Hanen; ved at hælde mere Kvægsølv i bragtes Kvægsølvet til at stige i Faldrøret til  $q$ , hvorefter Iagttagelserne udførtes paa samme Maade som ovenfor. Denne Fremgangsmaade benyttedes, naar Pladernes Afstand var yderst lille; Forsøgene toge da ikke saa lang Tid som ved den første Methode.

Jeg vil begynde med en Forsøgsrække, ved hvilken Lyset  $E$  (Fig. 4) var stillet midt imellem de to Skærme  $F$  og  $G$ . Ved at indstille paa Prismene bringes Skærmene til at ses lige lyse. Her er dog at mærke, at det gennemgaaende Lys, som er udgaaet fra  $F$ , vil have en rødlig, det tilbagekastede Lys, som er udgaaet fra  $G$ , en blaalig Farve. Derfor observeredes gennem et gult Glas, hvorved Forskellen ophævedes. I nærværende Tilfælde er  $f = 1$ , og man faar da af Tabellen S. 156, at  $\alpha$  eller Luftlagets Tykkelse har været 0,42 Bølgebredder for Natriumlys. Efterfølgende to Tabeller indeholde Resultatet af Forsøgene.

$\alpha = 0,42 L$ . Bar. 758,2, Therm. 18,0° C.

Tryk- maaler	Brint			Ilt			Brint	
	1	2	3	4	5	6	7	8
730	m s 1 4	m s 1 0	m s 1 3	m s 3 38	m s 4 2	m s 3 46	m s 1 6	m s 1 2
725	1 7	1 7	1 6	4 5	3 51	4 3	1 13	1 6
720	1 17	1 15	1 13	4 28	4 26	4 36	1 14	1 13
715	1 24	1 22	1 18	4 56	4 48	5 2	1 24	1 20
710	4 52	4 44	4 40	17 7	17 7	17 27	4 57	4 41

$$a = 0,42 L.$$

Tryk- maaler	Kulsyre			Brint			
	9	10	11	12	13	14	15
	m s	m s	m s	m s	m s	m s	m s
730	4 12	4 10	4 15	0 57	0 57	1 2	1 1
725	4 29	4 32	4 38	1 2	1 4	1 4	1 5
720	5 4	5 1	4 52	1 8	1 8	1 9	1 9
715	5 45	5 27	5 30	1 17	1 18	1 19	1 17
710	19 30	19 10	19 15	4 24	4 27	4 34	4 32

Forsøgene ere her anførte i den Orden, i hvilken de foretoges. Man iagttager enkelte paafaldende Uregelmæssigheder tildels vel hidrørende fra Kvægsølvets ujævne Synken i Trykmaaleren. Tages Middeltallene af de enkelte Forsøgsrækker, faas: Brint  $4^m 45^s$ , Ilt  $17^m 14^s$ , Brint  $4^m 49^s$ , Kulsyre  $19^m 18^s$ , Brint  $4^m 29^s$ .

Af de tre første Middeltal ses, at Brintens Hastighed er 3,60 Gange større end Iltens; af de tre sidste ses, at Brintens Hastighed er 4,15 større end Kulsyrens. Hastighederne blive altsaa

$$a = 0,42 L.$$

Ilt . . . . . 1,00

Brint . . . . . 3,60

Kulsyre . . . . . 0,87.

Ved en Forsøgsrække, ved hvilken  $f = \frac{2}{3}$ , hvoraf faas  $a = 0,25$  Bølgebreder, fandtes den Tid, i hvilken Trykmaaleren sank fra 740 Mm. til 720 Mm., at være for Brint

$7^m 51^s$ ,  $8^m 5^s$ ,  $8^m 15^s$ ,  $8^m 0^s$ ,  $8^m 9^s$ ,  $8^m 18^s$ ,  $8^m 15^s$ ,

hvoraf Middeltallet er  $8^m 8^s$ . Afvexlende med disse maales Tiden for Ilt, som var

$31^m 27^s$ ,  $32^m 28^s$ ,  $33^m 4^s$ ,

hvoraf Middeltallet er  $32^m 20^s$ . Heraf faas, at Brintens Hastighed er 3,97 Gange større end Iltens. Barometerstanden var 760,4, Temperaturen  $18,9^\circ$ .

Sammenligningen mellem Brint og Kulsyre gav for samme Afstand mellem Pladerne, som imidlertid havde været adskilte og rensede, for den Tid, der medgik, fra Trykmaaleren viste 740, til den var sunken til 720, for Brint

$$9^m,95, \quad 9^m,99, \quad 9^m,87, \quad 9^m,79.$$

Middeltallet er  $9^m,90$ . Afvælsende med disse maalttes Tiden for Kulsyre, som gav

$$46^m,79, \quad 46^m,83.$$

Middeltallet er  $46^m,81$ . Man ser heraf, at Brinten strømmer 4,73 Gange saa hurtigt som Kulsyre. Sættes Iltens Hastighed lig 1,00, faas altsaa

$$a = 0,25 L.$$

$$\text{Ilt} . . . . . 1,00$$

$$\text{Brint} . . . . . 3,97$$

$$\text{Kulsyre} . . . . . 0,84.$$

Man ser heraf, at Forholdet mellem Hastighederne for Brint og Ilt, allerede naar Tykkelsen er en Fjerdedel Bølge-længde, kan siges, at have naaet den theoretiske Værdi nemlig 4.

Det viser sig virkelig ogsaa, at Brintens Hastighed i Forhold til Ilt holder sig konstant, naar Tykkelsen af Laget formindskes yderligere. Var saaledes  $f = \frac{1}{2}$ , altsaa  $a = 0,18$  Bølgebredder, saa var den Tid, i hvilken Trykket sank fra 740 til 725 Mm., for Brint

$$7^m,47, \quad 7^m,36, \quad 7^m,62, \quad 7^m,78.$$

Middeltallet er  $7^m,47$ . For Ilt derimod fandtes

$$29^m,60, \quad 28^m,88.$$

Middeltallet er  $29^m,24$ . Altsaa have

$$a = 0,18 L.$$

$$\text{Ilt} . . . . . 1,00$$

$$\text{Brint} . . . . . 3,91.$$

Barometerstanden var 763,2 ved  $19,4^\circ C$ .

Endelig anstilledes Forsøg, ved hvilke  $f$  var  $\frac{1}{3}$ , og altsaa

$a = 0,12 L$ . Den Tid, i hvilken Trykket sank fra 750 til 740 Mm., fandtes at være for Brint

16<sup>m</sup>,0, 18<sup>m</sup>,5, 15<sup>m</sup>,8, 17<sup>m</sup>,7.

Middel 17<sup>m</sup>,0. For Ilt fandtes

65<sup>m</sup>,0, 68<sup>m</sup>,5.

Altsaa er

$a = 0,12 L$ .

Ilt . . . . . 1,00

Brint . . . . . 3,92.

Barometerstanden 764,0 ved 19,0° C. De enkelte Forsøg stemme ganske vist ikke godt overens; naar jeg alligevel tillægger dem nogen Værdi, er det, fordi de ere anstillede under særdeles vanskelige Forhold.

Jeg mener herved at have godtgjort, at Forholdet mellem Brintens og Iltens Hastighed, naar Lagets Grænse nærmer sig til 0, bliver lig 4; at denne Værdi ikke naas fuldstændig, ligger sikkert i, at Brinten ikke var fuldkommen ren.

For Kulsyreens Vedkommende gælder vistnok det samme. Kulsyreens Vægtfylde er 1,375 Gange større end Iltens; staa nu Udstømningshastighederne i omvendt Forhold til Vægtfylden, maa Kulsyre strømme med Hastigheden 0,853, naar Iltens Hastighed vælges som Enhed. Naar Lagets Tykkelse er 0,25 Bølgebredder, saa vi ovenfor, at Kulsyreens Hastighed er 0,84.

Jeg har anstillet Forsøg over Kulsyreens Hastighed ved Tykkelsen  $a = 0,18$  Bølgebredder, dels i Forhold til Ilt, dels i Forhold til Brint.

Trykket sank fra 745 til 730 Mm. med Ilt i 57,3 Minutter, med Kulsyre i 74,6 og atter med Ilt i 60,8 Minutter. Heraf faas

$a = 0,18 L$ .

Ilt . . . . . 1,00

Kulsyre . . . . . 0,79.

Barometerstanden var 759,7 Mm., Temperaturen 20,9°.

Forsøgene med Ilt og Kulsyre vare meget længe, og dette kan let gøre Resultatet usikkert; derfor foretoges en Sammen-

ligning mellem Brintens og Kulsyrens Hastigheder. Ogsaa her maales den Tid, i hvilken Trykket sank fra 745 til 730 Mm.

For Brint fandtes . . . 11<sup>m</sup>,58, 11<sup>m</sup>,74, 10<sup>m</sup>,50,  
Middelværdien er 11<sup>m</sup>,27.

For Kulsyre fandtes . . 53<sup>m</sup>,29, 50<sup>m</sup>,68,  
Middelværdien er 51<sup>m</sup>,98.

Brinten strømmer altsaa 4,612 Gange saa hurtigt som Kulsyre. Antages nu, som det fandtes ovenfor for samme Tykkelse, at Brint strømmer 3,92 Gange saa hurtigt som Ilt, faas

$$a = 0,18 L.$$

$$\text{Ilt} \dots\dots 1,00$$

$$\text{Kulsyre} \dots 0,85.$$

Trods den betydelige Forskel imellem de fundne Hastigheder er jeg tilbøjelig til at antage, at ogsaa Kulsyrens Hastighed ved saa ringe Tykkelser i Virkeligheden har den Værdi, som Theorien fordrer. At det samme gælder for andre Luftarter, maa anses for højst sandsynligt.

Jeg har udført en Del Forsøg ved større Tykkelser; af disse skal her et enkelt anføres. Jeg iagttog den Tid, Trykmaaleren brugte til at synke fra 725 til 705 Mm. Den var for de tre undersøgte Luftarter:

Ilt . . . . .	8 <sup>m</sup> 43 <sup>s</sup> ,	8 <sup>m</sup> 43 <sup>s</sup> ,	Middel 8 <sup>m</sup> 43 <sup>s</sup> ;
Brint . . .	2 <sup>m</sup> 46 <sup>s</sup> ,	2 <sup>m</sup> 45 <sup>s</sup> ,	2 <sup>m</sup> 45 <sup>s</sup> ,5;
Kulsyre . .	8 <sup>m</sup> 42 <sup>s</sup> ,	8 <sup>m</sup> 49 <sup>s</sup> ,	8 <sup>m</sup> 45 <sup>s</sup> ,5;

$f$  var her lig 2, hvoraf Tykkelsen  $a$  findes at være lig 0,93 Bølgebredder. Resultaterne blive altsaa

$$\text{Ilt} \dots\dots 1,00$$

$$\text{Brint} \dots\dots 3,16$$

$$\text{Kulsyre} \dots 1,00.$$

Barometerstanden var 752,2 Mm., Temperaturen 20,0° C.

Alle de Resultater, der ere fundne for Forholdet mellem Udstømningshastighederne, ere samlede i følgende Tabel:

$$Ht = 1,00.$$

$a$	Brint	Kulsyre
$\infty$	2,28	1,38
15,9	2,38	1,32
8,3	2,35	1,29
4,3	2,53	1,21
0,93	3,16	1,00
0,42	3,60	0,87
0,25	3,97	0,84
0,18	3,91	0,82
0,12	3,92	

Det ligger i Sagens Natur, at der maa strømme mindre Luft igennem, naar Pladerne nærme sig til hinanden, og det forekom mig sandsynligt, at Mængden tilnærmelsesvis maa forholde sig ligefrem som Pladernes Afstand. Det synes virkelig, at denne Lov ikke er særdeles langt fra at gælde ved meget ringe Tykkelser, hvilket fremgaar af følgende Forsøg over Brintens Strømning.

Først bragtes Prismerne i en saadan Afstand fra hinanden, at  $f = 1$ ,  $a$  altsaa lig  $0,42 L$ . Ved 3 Forsøg fandtes den Tid, i hvilken Trykket sank fra 730 til 710 Mm., at være  $3^m 31^s$ ,  $3^m 31^s$  og  $3^m 36^s$ ; Middel  $3^m 33^s$ . Derefter trykkedes de stærkere sammen, til man fik  $f = \frac{1}{2}$ , hvortil svarer  $a = 0,18 L$ . Forsøgene med Brint gentoges nu og gav i to Forsøg  $12^m 11^s$  og  $12^m 5^s$ ; Middel  $12^m 8^s$ . Dernæst skiltes de saameget ad, at  $f$  igen blev lig 1; Tiden fandtes da i 3 Forsøg lig  $3^m 57^s$ ,  $4^m 6^s$ , og  $3^m 57^s$ ; Middel  $4^m 0^s$ . Da Afstanden igen blev gjort lig  $0,18$ , fandtes Tiden i to Forsøg lig  $12^m 8^s$  og  $12^m 12^s$ ; Middel  $12^m 10^s$ . Endelig fjernedes de igen til den oprindelige Afstand, hvilket gav  $3^m 51^s$  og  $3^m 46^s$ ; Middel  $3^m 48,5^s$ . Resultaterne ere altsaa for  $a = 0,42$ :

$$3^m 33^s, \quad 4^m 0^s, \quad 3^m 48,5^s; \quad \text{Middel } 3^m 47^s.$$

At de enkelte Værdier ligge temmeligt langt fra hinanden, kan



næppe forundre, naar man betænker Vanskeligheden ved hvergang at bringe Prismene nøjagtig i samme Stilling til hinanden. For  $a = 0,18 L$  fandtes:

$12^m 8^s$  og  $12^m 10^s$ ; Middel  $12^m 9^s$ .

De stemme mærkelig godt overens. Medens altsaa Tykkelsen voxer fra  $0,18 L$  til  $0,42 L$ , voxer Luftmængden fra 1 til 3,2, svarende til en Forøgelse i Lagets Tykkelse fra 1 til 2,3.

I en anden Række Forsøg sammenlignedes de Brintmængder, der strømmede igennem, naar Lagets Tykkelse enten var  $0,93$  eller  $0,42$  Bølgebredde. Ved tre Forsøg, ved hvilke  $a = 0,93 L$ , fandtes den Tid, i hvilken Trykket sank fra  $730$  til  $710$  Mm., lig  $2^m 52^s$ ,  $2^m 54^s$  og  $2^m 54^s$ ; Middelværdien altsaa lig  $2^m 53^s$ . Dernæst fandtes for Tykkelsen  $a = 0,42 L$  Tiden lig  $8^m 57^s$ ,  $8^m 34^s$  og  $8^m 41^s$ , Middel  $8^m 44^s$ . Atter fandtes for  $a = 0,93 L$  Tiden lig  $3^m 2^s$ ,  $3^m 2^s$ ,  $3^m 4^s$ ; Middel  $3^m 3^s$ . Endelig gentoges Forsøget med  $a = 0,42 L$ , som gav  $8^m 56^s$  og  $9^m 1^s$ ; Middel  $8^m 58,5^s$ . Resultatet er altsaa, at der, naar Tykkelsen er  $0,42 L$ , strømmer samme Rumfang igennem i  $8^m 51^s$ , som der strømmer igennem i  $2^m 58^s$ , naar Tykkelsen er  $0,93 L$ . Her er Tykkelsen bleven 2,2 Gange større, medens det Rumfang, der strømmer igennem i samme Tid er bleven 3 Gange større.

To Gange maalt det Rumfang Brint, som i en given Tid strømmer imellem Pladerne, naar deres Afstand er  $0,42$  Bølgebredder. I det første Forsøg opsamledes i en Time  $1,05$  Kubikcentimeter Brint, Trykdifferensen var  $759,7$  Mm., maalt ved  $21,9^\circ C.$ , Barometerstanden var  $764,8$ , maalt ved samme Temperatur. Det kan altsaa antages, at der vilde være strømmet  $1,06$  Kubikcentimetre igennem, hvis Trykdifferensen havde været  $760$  Mm. og den opsamlede Luft ogsaa var maalt ved dette Tryk. Forsøget gentoges en Maanedstid efter, og der gik da i en Time  $1,03$  Kubikcentimeter Brint igennem; Trykdifferensen var  $755,1$  Mm. ved  $21,6^\circ C.$  og Barometerstanden  $762,4$  Mm. Dette giver i en Time  $1,04$  Kubikcentimeter ved en Trykdifferens af  $760$  Mm. Begge lagttagelser stemme godt overens.

Luftblandingers Forhold vil blive behandlet i en senere Meddelelse. Her skal kun bemærkes, at Blandingens Hastighed i Almindelighed er betydelig mindre, end den vilde have været, hvis Bestanddelene strømmede igennem uden at paavirke hinanden; at der finder Atmolyse Sted er allerede paavist i andet Afsnit; jeg vil her indskrænke mig til at anføre Resultatet af et enkelt Forsøg derover. Den oprindelige Blanding bestod af 50,8 pCt. Brint og 49,2 pCt. Ilt. Lagets Tykkelse var 0,42 Bølgebredder. Den gennemstrømmede Luftblanding fandtes at bestaa af 67 pCt. Brint og 33 pCt. Ilt.

Til Slutning skal jeg anføre, at en stor Del, vel omtrent Halvdelen, af Forsøgene er udført af Hr. stud. mag. N. Runólfsson.

---