

EN METODE TIL BESTEMMELSE  
AF MOLEKULARVÆGTEN AF MEGET SMAA LUFT-  
ELLER DAMPMÆNGDER

FORELAGT I MØDET DEN 20. FEBRUAR 1914

AF

MARTIN KNUDSEN.

**F**or den molekulare Strømning af en Luftart eller Damp gennem et Hul i en tynd Væg eller gennem et Rør har jeg tidligere opstillet Formlen<sup>1</sup>

$$Q = \frac{1}{W} V \sqrt{\frac{273}{T}} \sqrt{\rho_0} (p' - p'') \tau,$$

hvor  $Q$  betyder det Antal Gram af Stoffet, som i  $\tau$  Sekunder strømmer gennem Hullet eller Røret fra et Rum, hvor Trykket er  $p'$ , til et andet, hvor Trykket er  $p''$  Dyn/cm<sup>2</sup>.  $T$  er Luftens absolute Temperatur og  $\rho_0$  dens Vægtfylde ved smeltende Is' Temperatur og Trykket 1 Dyn/cm<sup>2</sup>, medens  $W$  betegner Modstanden i Hullet eller Røret og er en Størrelse, som alene afhænger af Apparatets Dimensioner. Baade Teori og Forsøg har for et Hul givet  $W = \frac{V\sqrt{2\pi}}{A}$ , hvor  $A$  er Hullets Areal, og for et cirkulært cylindrisk Rør  $W = \frac{3}{4} \frac{L}{\sqrt{2\pi} R^3}$ , hvor  $L$  er Rørets Længde og  $R$  dets Tværsnits Radius. Idet Størrelserne  $W$ ,  $T$ ,  $p'$ ,  $p''$  og  $\tau$  som oftest kan maales direkte, giver Formlen Midler til at finde  $\rho_0$ , hvis man kan maale  $Q$ .

<sup>1</sup> Martin Knudsen: Die Molekularströmung der Gase durch Oeffnungen und die Effusion. Ann. d. Physik, Bd. 28, S. 1000, 1909.

Har man at gøre med en ublandet Luftart eller Damp, vil dette Stofs Molekularvægt  $M$  derved være bestemt, idet man for Ilt sætter  $\rho_0$  (Ilt) =  $1410,2 \cdot 10^{-12}$  og altsaa for Stofet  $\rho_0 = 44,069 \cdot 10^{-12} M$ .

En direkte Maaling af  $Q$  vil imidlertid hyppig være forbunden med Vanskeligheder, især naar man kun raader over meget smaa Mængder af det Stof, hvis Molekularvægt skal bestemmes, men man kan da erstatte Strømningsforsøgene med Maaling af Luftmodstanden mod et Omdrejningslegeme, der svinger om sin Akse.

Er  $N$  Antallet af Luftmolekuler i hver  $\text{cm}^3$  og  $\Omega$  Molekulernes Middelhastighed, vil et Fladeelement  $dS$ , der bevæger sig i Retning af en Tangent med Hastigheden  $v$ , give den omgivende Luft en Bevægelsesmængde, som i hvert Sekund beløber sig til  $\frac{1}{4} Nm \Omega v dS$ , idet  $m$  er Massen af hvert enkelt Molekul. Den Kraft,  $K$ , hvormed Luften virker paa en Fladeenhed, der bevæger sig med Hastigheden  $1 \text{ cm/sec.}$ , bliver følgelig  $\frac{1}{4} Nm \Omega$ , der i Følge den kinetiske Luftteori kan sættes lig med  $K = \frac{1}{4} \cdot \sqrt{\frac{8}{\pi}} \sqrt{\frac{273}{T}} \sqrt{\rho_0} \cdot p$ , hvor  $p$  betyder Trykket. Man har altsaa, idet  $\frac{K}{p} = k$ ,  $\rho_0 = 2 \pi \frac{T}{273} k^2$ ,

$$\rho_0 = 0,023016 T k^2$$

til Bestemmelse af  $\rho_0$  for en Luft- eller Dampblanding og

$$M = 522,25 \cdot 10^6 T k^2$$

til Bestemmelse af Molekularvægten for en ublandet Luftart eller Damp. En Betingelse for disse Formlers Gyldighed er, at Antallet af Luftmolekulernes indbyrdes Sammenstød er forsvindende lille i Sammenligning med Stødentallet mod Omdrejningslegemet og de omgivende Vægge, eller at Omdrejningslegemets Diameter er forsvindende i Sammenligning med Luftmolekulernes Middelvejlængde.

For at undgaa Spejflæsning og den dermed følgende

Indkitning af et Glasvindue i Apparatet anvendtes en i en Kvantstraad ophængt Glaskugle *A* (Fig. 1) til Dæmpningsbestemmelserne. Denne Kugle var indblæst i en anden Glaskugle *BB*, der var forsynet med et lodret Rør, i hvilket Ophængningstraaden var fæstet. Dette Rør forgrenedes til et absolut Manometer *D* og til Røret *C*, som under Maalingen kunde nedsættes i flydende Luft. Fra *C* forgrenedes Glasrøret til en Molekularluftpumpe og til et Pipettesystem.

Særlig Omhu blev anvendt paa Fremstilling og Udmaaling af den svingende Glaskugle *A*. Kuglen blæstes paa et tyndt Rørstykke, og et Par Hundrede Eksemplarer blæstes, af hvilke den udvalgte, hvis Form var nærmest Kug-

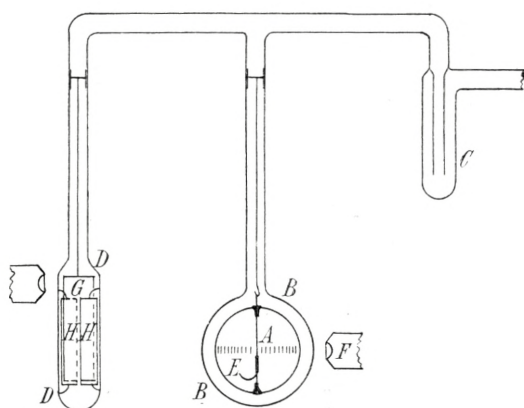


Fig. 1.

leformen, og i hvilken Glasmassen var mest symmetrisk fordelt om det tynde Rørs Akse. Det tynde Rør blev derpaa slebet bort, hvorved der blev et lille Hul i Kuglen. Diametralt modsat dette Hul boredes endnu et Hul. Gennem Hullerne førtes en stiv Platiniridiumtraad, der fæstedes i Glaskuglen ved smaa opspaltede Rørstykker, formede, saaledes at de passede i Hullerne. Den ene Ende af Platiniridiumtraaden var forsynet med et lanseformet Øje til Ophængning i en paa Kvantstraaden fastloddet Metalkrog. Til denne Krog var loddet et lille Stykke Jerntraad, saa at Kuglen kunde sættes i Svingning ved Hjælp af en Elektromagnet, som anbragtes udenfor Apparatet. Paa Kuglens Ækvator anbragtes en Ind-

deling bestaaende af 720 Delestreger, der ridsedes med Diamant med Benyttelse af en stor Delekreds. Tallene paa Inddelingerne skreves dernæst med Diamant med Benyttelse af en Pantograf. Afstanden mellem to paa hinanden følgende Delestreger var ca. 0,15 mm, de korte Stregers Længde var 0,6 mm og Tallenes Højde 0,3 mm. Stregernes Tykkelse syntes at være mindre end  $\frac{1}{20}$  af Stregernes indbyrdes Afstand, saa man ved passende Forstørring af Aflæsemikroskopet *F* kan skønne Tiendedele af de mindste Delingsintervaller med stor Sikkerhed. Aflæsemikroskopet var forsynet med Traadkors, og under Maalingerne benyttedes en passende skraa Belysning, hvorved Streger og Tal viste sig lysende paa halvmørk Grund.

Ved en Række direkte Maalinger med Følemaal bestemtes Kuglens Ækvatordiameter at være i Middelværdi 3,4316 cm. Den mindste af de maalte Diametre var 3,423 cm, og den største var 3,440 cm. Kuglens Rumfang bestemtes dernæst ved Vejning i Vand, og deraf beregnedes Middeldiameteren at være 3,4304 cm, hvilken Værdi benyttedes til Beregning af Modstandsmomentet. Glasmassens Vægt var 3,375 gr.

Som omtalt blev der sørget for, at Platiniridiumstangen, hvortil Kuglen fæstedes saa nøjagtig som muligt, gaar gennem Centrum af den inddelte Ækvator, men da Glasmassen i Kuglen til Trods for den omhyggelige Udsøgning dog ikke var symmetrisk fordelt om Omdrejningsaksen, foretoges den nødvendige Afbalancering ved Hjælp af en lille Sølvtraad *E*, som fæstedes til Platiniridiumstangen inde i Kuglen. Kuglen drejedes om Stangen, indtil Sølvtraaden havde den rette Stilling i Forhold til Kuglen, hvorpaa Sølvtraaden forkortedes og bøjedes, indtil dens Moment med Hensyn til Ophængningspunktet blev lig og modsat Kuglens. At Afbalanceringen er rigtig udført, ses ved, at Platiniridiumstangen ikke beskriver en Kegleflade, og at Aflæsemikroskopets Traad-



kors holder sig nøjagtig i samme Højde i Forhold til Inddelingen, naar Kuglen er ophængt i en Traad og bringes i Rotation.

Foruden at man ved denne Fremgangsmaade kan undgaa enhver Kitning, opnaar man desuden, at der intetsteds paa det svingende Legeme findes Flader, som bevæger sig mod Luften, hvilket ikke fuldstændig kan undgaaes ved Spejflæsnings. Da Aflæsningen foretages ved Hjælp af Okulartraadkors, vil Mangler ved den ydre Kugle i optisk Henseende ikke faa nogen Indflydelse paa Aflæsningernes Nøjagtighed. Naar Kuglen sættes i Svingning ved Dæmpningsmaalingerne, benyttedes som oftest til at begynde med et Udsving paa ca.  $360^\circ$ .

Kuglens Inertimoment  $I$  maalttes ved at sammenligne dens Svingningstid, naar den var ophængt i en Kwartstraad, med Svingningstiden for en vandret Platinstang af omtrentlig samme Vægt som Kuglen. Platinstangens Inertimoment fandtes ved Maaling af dens Længde og Vægt.  $I$  fandtes at være  $6,159 \text{ gr.cm}^2$ . Ophængningstraadens Længde var ca. 18 cm, dens Tykkelse  $25,2 \mu$ .

Det benyttede »absolute« Manometer var ikke indrettet til absolute Maalinger, men justeredes med Ilt ved Hjælp af et Pipettesystem. Manometret indrettedes som Fig. 1 viser. En Glimmerplade  $G$  ophængtes i en Kwartstraad i det vide Aør  $DD$ . Paa hver Side af Glimmerpladen og dækkende en Halvdelen af den var de to Glasplader  $HH$  anbragt, idet de var fastsmeltede til Glasrøret ved tynde bøjede Glasstænger. Selve Rørvæggens Temperatur forandrede ved at lede skiftevis varmt og koldt Vand gennem en Vandkappe, som var anbragt om en Del af Røret  $DD$ . Aflæsningen af Pladens Drejning foretoges med Mikroskop med Okularmikrometer, idet man indstillede paa Pladens Rand.

En anden Manometerform, som udmærker sig ved stor Simpelhed og Paalidelighed, prøvedes senere.

Et Metalrør *AA* tildannedes, som Fig. 2 viser. Halvdelen af Rørvæggen fjernes paa Stykket *BB*, og ved *C* ophængtes et Baand af Bladaluminium af den gangbare Tykkelse ca.  $0,5 \mu$  som vist i Tegningen af Apparatets Tværnsnit. Aluminiumbladets Udslag kunde aflæses gennem Udskæringen *D* ved Hjælp af Mikroskop med Okularmikrometer. Metalrøret med Aluminiumblad anbragtes i et Glasrør, der var forsølvet indvendig for at formindske Metalrørets Temperaturforandringer. Ved Glasrørets nederste lukkede Ende var Forsølvingen fjernet, for at man kunde se Aluminiumbladets Spids. Der sørgedes for, at Metallet kun rørte ved Glasset foroven og forneden. Om Glasrøret anbragtes en med Tilløb og Afløb samt med Termometer forsynet Vandkappe, gennem hvilken man kan sende koldt og varmt Vand efter Behag. Den Del af Aluminiumbladet, som udsattes for Glasvæggens skiftende Temperaturer, ses at have en veldefineret Størrelse, idet Metalrørets nederste Del skærmer for den Del af Glasvæggen, hvor Temperaturovergangen findes.

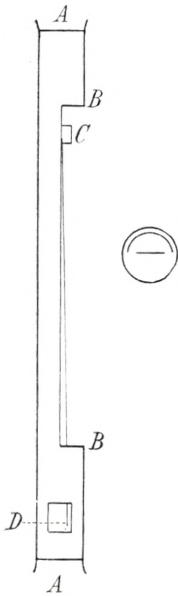


Fig. 2.

Manometrets Følsomhed fandtes med et 10 cm langt Aluminiumblad at være saaledes, at man med et Tryk paa  $1 \text{ Dyn/cm}^2$  fik et Udslag paa ca.  $1/2 \text{ mm}$  for hver Grads Opvarmning. Ved Mikroskopets Hjælp kan man med den lille Forstørring, som jeg benyttede, skønne  $1/200 \text{ mm}$  og med en Temperaturdifferens paa  $50^\circ$  kan man altsaa skønne en Trykforandring paa  $1/5000 \text{ Dyn/cm}^2$ . Er denne Følsomhed for stor, kan man anbringe en lille Aluminiumvægt paa Bladets nederste Ende, hvorved man tillige opnaar at kunne indstille Mikroskopet paa en Spids af Aluminiumvægten, hvilket er at foretrække for Indstillingen paa Aluminiumbladets Rand. Den største Fordel ved dette Apparat er, at det er fuldstændig aperiodisk. Ved Brugen kan det være

fordelagtigt at holde Metalrørets Temperatur nogenlunde lig med Stuetemperaturen og lade Vandbadets høje og lave Temperatur ligge omtrent lige langt paa hver Side af Stuetemperaturen. En simpel Regning viser, at Udslaget i saa Fald maa være meget nær proportional med Temperaturforskellen.

For at undersøge Rigtigheden af det opstillede Udtryk for  $M$  anvendtes Ilt, hvis Tryk ikke maalt med det absolute Manometer, men bestemtes ved Hjælp af et Pipettesystem. Dette bestod, som Fig. 3 viser, af tre smaa og to store Glaskolber, adskilte fra hinanden ved Glashaner. Rumfangene af de smaa Pipetter var 30 à 40 ccm og af de store ca. 3 Liter. Rumfanget af de store bestemtes ved Udvejning med Vand. Rumfanget af selve Svingningsbeholder, Manometer og en dermed forbundet større Glaskolbe bestemtes ved Mariottes Lov. Efter at Pipettesystemet var pumpet tomt, sattes Pipette  $A$  i Forbindelse med Luftudviklingsapparatet og et Kvægsølvmanometer med 2 cm vide Rør, og Trykket i  $A$  samt dens Temperatur aflæstes. Luftmængden i  $A$  er nu bekendt, den udbreder sig over den første store og den næste lille Pipette  $B$ , hvorpaa den i  $B$  værende Luft tages ind i den sidste store og lille Pipette  $C$ . Luftmængden i  $C$  kan dernæst tages ind i Apparatet, naar Trykket ønskes forøget med en kendt Værdi. Fordelen ved dette Pipettesystem fremfor et, som jeg tidligere har beskrevet, er den, at de smaa Pipeters Rumfang er saa betydeligt, at det ikke forandres kendeligt, selv om noget Smørelse fra Hanerne tryk-

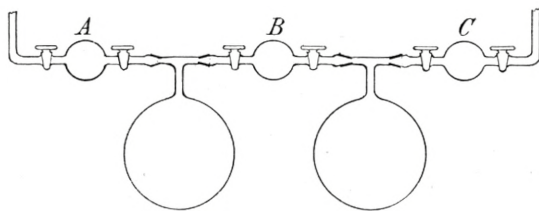


Fig. 3.



kes ind i Pipetterørene. Som nævnt benyttedes Pipettesystemet tillige til Justering af det absolute Manometer.

En Maaling udførtes nu paa den Maade, at Apparatet udpumpedes. Kuglen sættes i Svingning (Torsionssvingning i Ophængningstraaden), og Størrelsen af en Række Udslagsvinkler maales. Tidspunkterne for de Øjeblikke, ved hvilke Kuglen passerede sin Ligevægtsstilling, henførtes ved Hjælp af et Stopur til et Pendulurs Visning.

Drejer Kuglen sig en Vinkel  $\alpha_0$ , idet den ved Maalingens Begyndelse svinger fra en Yderstilling til den følgende og undervejs passerer sin Ligevægtsstilling til Tidspunktet  $\tau_0$  sec, og er de tilsvarende Størrelser  $\alpha_n$  og  $\tau_n$ , naar Maalingerne ophører efter  $n$  hele Svingningstiders eller  $\tau_n - \tau_0$  Sekunders Forløb, har man

$$\frac{m}{2I} = \frac{1}{\tau_n - \tau_0} \log \text{nat} \frac{\alpha_0}{\alpha_n}$$

Størrelsen paa højre Side af Lighedstegnet betyder den Formindskelse, som den naturlige Logaritme til Udsvinget gennemsnitlig undergaar i hvert Sekund. Denne Størrelse og dermed  $\frac{m}{2I}$  beregnes let af den første og den sidste Udsvingiagttagelse, og en deraf uafhængig Værdi beregnes paa lignende Maade af den anden og den næstsidste Udsvingiagttagelse, altsaa  $\alpha_1$  og  $\alpha_{n-1}$ , en tredje af  $\alpha_2$  og  $\alpha_{n-2}$  o. s. v. Regner man med Briggske Logaritmer og sammendrages  $\log \frac{\alpha_0}{\alpha_n} = D_0$ ,  $\log \frac{\alpha_1}{\alpha_{n-1}} = D_1$  o. s. v. til en enkelt Værdi, har man  $\frac{m}{2I} = 2,3026 D$ . Størrelsen  $\frac{m}{2I}$  kan derved blive bestemt med stor Sikkerhed.  $I$  betegner det roterende Systems hele Inertimoment og  $m$  dets hele Modstandsmoment, der bevirker, at Svingningsenergien overføres til Omgivelserne i Form af Varme. En Del af Svingningsenergien omdannes til Varme i Kvantstraaden og dens Befæstelsessteder paa Grund af mangelfulde elastiske Egenskaber, Resten meddeles gennem Luften paa Grund af det Modstandsmoment  $m_1$ , hvormed



denne virker paa det roterende Legeme. Den Kraft, hvormed Luften, der har Trykket 1 Dyn/cm<sup>2</sup>, virker paa en Overfladeenhed, der bevæger sig med en tangentiell Hastighed paa 1 cm/sec, har vi tidligere betegnet med  $k$ . Er denne Fladeenheds Afstand fra Omdrejningsaksen  $r$ , bliver Luftens Modstandsmoment paa Fladeenheden  $pk r^2$ , idet  $p$  er Luftens Tryk, og paa den hele Kugleflade findes  $m_1 = \frac{8\pi}{3} R^4 k p$ , hvor  $R$  er Kuglens Radius. Kaldes det Modstandsmoment, som hidrører fra Ophængningens mangelfulde elastiske Egenskaber  $m_2$ , har man  $m_1 + m_2 = m$ , som er den Størrelse, der kan findes af de observerede Udsving. Man kan nu med stor Tilnærmelse antage, at  $m_2$  er uafhængig af  $p$ , hvilket giver

$$\frac{dm}{dp} = \frac{dm_1}{dp} = \frac{8\pi}{3} \cdot R^4 k;$$

desuden have  $\frac{dm}{dp} = 2 \cdot 2,3026 I \frac{dD}{dp}$ , hvorefter man finder

$$k = \frac{3}{4\pi} \frac{I}{R^4} \frac{dD}{dp} \cdot 2,3026.$$

Indsættes heri de for Glaskuglen maalte Værdier for  $I$  og  $R$ , faas

$$k = 0,39120 \frac{dD}{dp}, \quad (1)$$

som indsat i

$$M = 522,25 \cdot 10^6 T k^2 \quad (2)$$

giver Molekularvægten  $M$ .

For at prøve Formlernes Rigtighed, udførtes en Forsøgsrække med Ilt, efter at Dæmpningen var bestemt i Vakuum. For at vise, hvorledes Dæmpningsmaalingerne udførtes og beregnedes samt for at give en Forestilling om Nøjagtigheden ved Forsøgene, gengives følgende Tabel.

Maalingerne udførtes med et Ilttryk paa 2,128 Dyn/cm<sup>2</sup>, efter at den tredje Pipette Ilt var indbragt i Svingningsbeholderen. Under  $n$  er opført Antallet af hele Svingninger, som er udført siden den først maalte, under  $\tau$  er Tidspunk-

tet opført i Sekunder, da Ligevægtsstillingerne passeredes med Bevægelse til samme Side.  $\alpha$  er det dertil hørende Udsving mellem de Aflæsninger paa Inddelingen, hvor Bevægelsen vender.

$n$	$\tau$	$\alpha$	
0	0	58,15	$D_1 = 80,66 \cdot 10^{-6}$
3	169,6	56,34	$D_2 = 80,74 \cdot 10^{-6}$
6	339,7	54,59	$D_3 = 80,65 \cdot 10^{-6}$
48	2716,4	35,11	
51	2885,8	34,00	$D = 80,68 \cdot 10^{-6}$
54	3056,0	32,97	

Paa lignende Maade og ved Forsøg af næsten samme Varighed bestemtes  $D$  for Vakuum og for de øvrige Ilttryk. For hver Forsøgsrække noteredes Temperaturen, der kun svingede  $0,21^\circ$  under hele Forsøgsrækken. Middelværdien var  $17,6^\circ$ .

Resultatet af Maalingerne er gengivne i følgende Tabel:

$p$ Dyn/cm <sup>2</sup>	$10^6 D$	$10^6 \frac{\Delta D}{\Delta p}$
0,060	5,16	
0,779	31,39	36,48
1,481	56,55	35,84
2,166	80,68	35,23
2,835	104,02	34,89
3,489	126,22	33,95

Begyndelsestrykket  $0,060$  Dyn/cm<sup>2</sup> maalttes med det absolute Manometer, og de øvrige Tryk fandtes ved hertil at addere de Tryk, som bestemtes ved de gennem Pipettesystemet tilførte Iltmængder.

Da Afstanden mellem de to Kugler, ca. 5 mm, ikke er forsvindende lille i Sammenligning med Iltmolekulernes Middelvejlængde ved de benyttede Tryk, maatte man vente, at

$\frac{\Delta D}{\Delta p}$  aftager med voksende Tryk, hvilket ogsaa ses at være Tilfældet. Ekstrapoleres Tabellen til Trykket  $p = 0$ , faas

$$\left(\frac{dD}{dp}\right)_{p=0} = 36,86 \cdot 10^{-6}$$

hvoraf man atter (Ligning 1) finder den for uendelig For-tynding gældende Værdi for  $k$  (observeret), saaledes som den er bestemt ved Dæmpningsforsøgene i Sammenligning med den af Formel 2 beregnede teoretiske Værdi

$$\begin{aligned} k \text{ (observeret)} &= 14,42 \cdot 10^{-6} \\ k \text{ (beregnet)} &= 14,52 \cdot 10^{-6} \end{aligned}$$

Ekstrapoleres Tabelværdien for  $D$  ligeledes til Trykket  $p = 0$ , finder man  $D_{p=0} = 2,96 \cdot 10^{-6}$ , der altsaa maa be-  
trages som den Del af Dæmpningen, der maa skyldes andre Aarsager end Luftmolekulernes Tilstedeværelse, som f. Eks. mangelfulde elastiske Egenskaber ved Kwartstraaden og dens Befæstelse. Den udførte Ekstrapolation, som giver  $\left(\frac{dD}{dp}\right)_{p=0}$ , er kun strengt gyldig i det Tilfælde, at Begyndelsestrykket  $0,060 \text{ Dyn/cm}^2$  hidrører fra Ilt eller en Luftart med samme Molekultal som denne. For at afgøre dette udpumpedes Ap-  
paratet atter, hvorpaa Vakuumentrykket  $p$  maales med det absolute Manometer, samtidig med at Kuglens Dæmpning  $D$  maales. Ved nogen Tids Henstand steg Trykket lidt, formentlig fordi adsorberet Luft afgives fra Glasvæggene, og nye sammenhørende Værdier af  $p$  og  $D$  maales. Disse Maa-  
linger gav for den i Apparatet befriede Luft en Vægtfylde svarende til Molekultallet 25, der er saa lidt forskellig fra Iltens, at den foretagne Ekstrapolation maa anses for be-  
rettiget.

Den fundne Afvigelse mellem den iagttagne og den bereg-  
nede Værdi af  $k$  er saa lille, at Metoden maa anses for brug-  
bar, og Afvigelsen skyldes antagelig Glasvæggens Adsorption af en Del af den Ilt, som bringes ind i Apparatet, og ved

denne absolute Bestemmelse kan ogsaa Usikkerhed i Bestemmelsen af Apparatets Dimensioner spille en betydelig Rolle. I denne Henseende erindres især om, at Kuglens Radius indgaar i 4de Potens i Resultatet. Ved foreliggende Bestemmelser af Molekularvægt eller Vægtfylde vil det derfor være naturligt at foretage en direkte Sammenligning mellem Vægtfylden af det forelagte Stof og f. Eks. Ilt.

Med Benyttelse af den svingende Glaskugle og Aluminiumbladmanometret foretoges en Sammenligning mellem Iltens og den atmosfæriske Lufts Vægtfylde ved et Tryk af ca. 1 Dyn/cm<sup>2</sup>. Til Aluminiumbladet var forneden fastklemt en lille Aluminiumplade, hvorved Følsomheden formindskedes ca. tre Gange, og for at hindre en eventuel skadelig Virkning af Bladets Stivhed, hidrørende fra, at det ikke er ganske plant, anbragtes foroven et Udsnit i Bladet, saa det ophængtes i to Bladstrimler, der hver havde en Bredde af 1 mm. De ved Trykmaalingerne benyttede Temperaturforskelle var 8 à 10°. Resultatet af Maalingerne er opførte i følgende Tabel. Under *P* er opført det med Trykket proportionale Forhold mellem Udslaget, som aflæstes paa Manometret, og den aflæste Temperaturdifferens. Under *D* er opført en med Kuglens logaritmiske Dekrement proportional Størrelse, og under *ck* er opført den med *k* proportionale Størrelse  $\frac{D}{P}$ .

	<i>P</i>	<i>D</i>	<i>ck</i>
Vacuum	6,5	6,5	
Ilt + Vacuum	35,1	34,1	
Ilt	28,6	27,6	96,5
Vacuum	1,3	2,2	
Luft + Vacuum	26,7	25,4	
Luft	25,4	23,2	91,3

Af disse Observationer findes Forholdet mellem *ck* for Ilt og for atmosfærisk Luft at være 1,057, som ophøjet til an-



den Potens giver 1,117. I Sammenligning hermed er Iltens Vægtfylde i Forhold til atmosfærisk Luft ved Atmosfæretryk fundet at være 1,105, altsaa en Uoverensstemmelse paa 1 %, der let kan forklares ved Observationsfejl. Det maa nemlig erindres, at Forholdet mellem de observerede Værdier af  $k$  maa kvadreres for at give Forholdet mellem Vægtfylderne, og derved fordobles den relative Fejl. Denne Brist ved Metoden lader sig naturligvis ikke afhjælpe. Et Forsøg paa at bestemme mættet Vanddamps Molekultal ved  $-75^{\circ}$  gav Værdien 21,1, saa det maa forbeholdes en særlig Undersøgelse at udrede, hvad Grunden kan være til denne store Værdi, der ikke kan forklares ved Fejl paa Bestemmelserne af Tryk og Dæmpning.

For de Midler, som Carlsbergfondet velvilligst har tilstaaet mig til dette Arbejds Udførelse, bringer jeg herved Fondets Direktion min bedste Tak, og for den udmærkede Hjælp, som Frk. Kirstine Smith har ydet mig ved Maalingernes Udførelse og Beregning, bringer jeg ogsaa her Frk. Smith min bedste Tak.