

Dielektrizitätskonstante von Wasserdampf, Konstitution des Wassermoleküls

Autor(en): **Sänger, R. / Steiger, O.**

Objektyp: **Article**

Zeitschrift: **Helvetica Physica Acta**

Band (Jahr): **1 (1928)**

Heft VI

PDF erstellt am: **10.08.2024**

Persistenter Link: <https://doi.org/10.5169/seals-109178>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Inhalten der Zeitschriften. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern.

Die auf der Plattform e-periodica veröffentlichten Dokumente stehen für nicht-kommerzielle Zwecke in Lehre und Forschung sowie für die private Nutzung frei zur Verfügung. Einzelne Dateien oder Ausdrucke aus diesem Angebot können zusammen mit diesen Nutzungsbedingungen und den korrekten Herkunftsbezeichnungen weitergegeben werden.

Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Die systematische Speicherung von Teilen des elektronischen Angebots auf anderen Servern bedarf ebenfalls des schriftlichen Einverständnisses der Rechteinhaber.

Haftungsausschluss

Alle Angaben erfolgen ohne Gewähr für Vollständigkeit oder Richtigkeit. Es wird keine Haftung übernommen für Schäden durch die Verwendung von Informationen aus diesem Online-Angebot oder durch das Fehlen von Informationen. Dies gilt auch für Inhalte Dritter, die über dieses Angebot zugänglich sind.

Dielektrizitätskonstante von Wasserdampf, Konstitution des Wassermoleküls

von **R. Sänger** und **O. Steiger**.

(10. VII. 28.)

Die Kenntnis der Temperaturabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten eines Dampfes¹⁾ liefert uns einen wertvollen Beitrag zur Erforschung der molekularen Struktur. Im speziellen soll in der vorliegenden Arbeit das Verhalten von Wasserdampf untersucht werden, um das elektrische Moment des Wassermoleküls des genaueren festzulegen und anschliessend einige Ruckchlusse in Bezug auf die Konstitution des Moleküls zu ziehen. Trotz der grossen Bedeutung des Wassers in der chemischen Erscheinungswelt liegen nur spärliche Angaben vor über seine elektrische Struktur. Als erster hat JONA²⁾ den Temperaturgang der Dielektrizitätskonstanten von Wasser gemessen und hieraus den Wert $\mu = 1,87 \cdot 10^{-18}$ für das elektrische Moment gefolgert. Die Genauigkeit seiner Methode war durch die damaligen Umstände noch sehr beschränkt; seine Messungen führte er bei Atmosphärendruck und bei Temperaturen aus, bei denen sich Assoziationserscheinungen des Dampfes noch stark bemerkbar machten.

Kürzlich hat J. W. WILLIAMS³⁾ Messungen an in Benzol gelöstem Wasser veröffentlicht und dabei den Wert $\mu = 1,70 \cdot 10^{-18}$ angegeben. Da die Bestimmung der Menge des gelösten Wassers infolge der geringen Löslichkeit sich als unsicher erweist, ist dieser Wert als Näherungswert anzusprechen.

Die früher für die Messungen der Dielektrizitätskonstanten an einigen Gasen und Dampfen⁴⁾ benutzte Apparatur ist vollständig umgebaut worden; einmal in der Absicht, eine wesentlich

¹⁾ Für Flüssigkeiten gestalten sich die Verhältnisse zu verwickelt, um exakte Ruckchlusse auf die Molekularstruktur zu ziehen. Siehe L. CAGNIARD, *Ann. de Phys.*, **9**, 460, 1928.

²⁾ JONA, *Phys. Zeitschr.*, **20**, 14, 1919.

³⁾ WILLIAMS, *Phys. Zeitschr.*, **29**, 7, 1928.

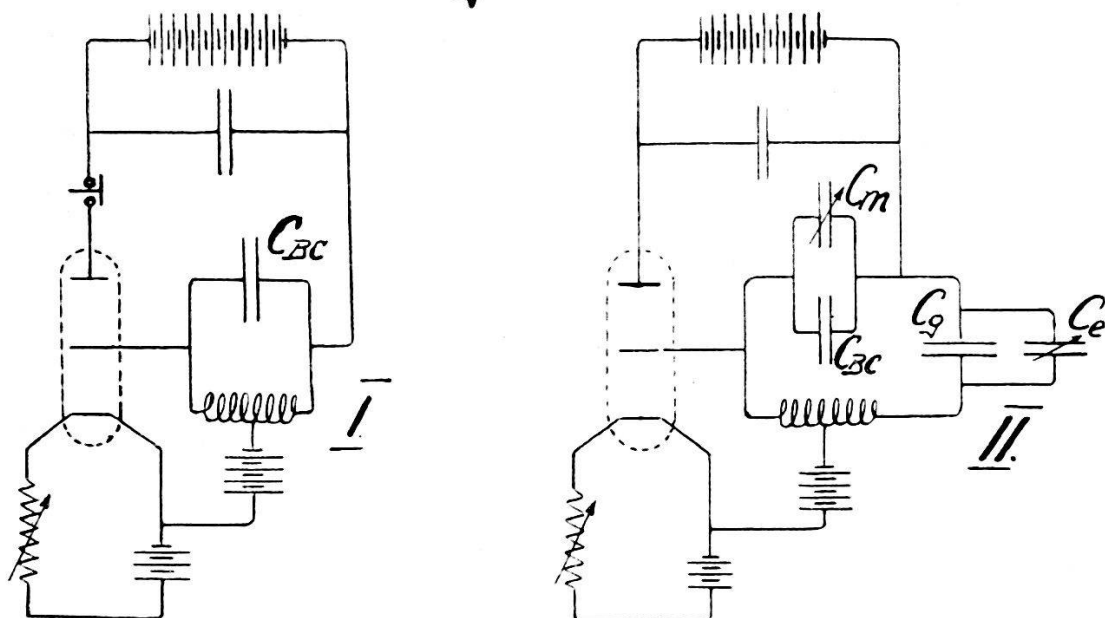
⁴⁾ R. SÄNGER, *Phys. Zeitschr.*, **27**, 556, 1926, **28**, 455, 1927,

grössere Messgenauigkeit zu erhalten, dann aber auch, den Temperaturbereich nach oben zu erweitern, und drittens, allfällige chemische Störungen an den Kondensatorplatten zu beheben. Je nach dem Gelingen dieser Forderungen werden diese Untersuchungen von Bedeutung sein für die Erforschung des molekularen Atomgerüsts.

I. Apparatur.

Um die Kapazitätsveränderung ΔC_G am Gaskondensator, hervorgerufen durch die Verschiedenheit des dielektrischen Mittels zu bestimmen, bedienen wir uns der bekannten Schwebungs-

Fig. 1



methode von Preuner und Pungs, die durch das angeführte prinzipielle Schema erläutert werden soll.

Die Schwingungskreise I und II sind derart aufgebaut, dass die Frequenz der Schwebungen oder der Schwebungston gleich dem Ton einer aufgestellten Stimmgabel ist. Die Veränderung ΔC_G am im Kreise II eingebauten Gaskondensator C_G wird jeweils durch eine entsprechende Änderung ΔC_m am Messkondensator C_m desselben Kreises kompensiert, indem der Schwebungston wieder auf den Stimmgabelton abgeglichen wird. Um den Absolutwert von ΔC_G zu ermitteln, stellen wir am Eichkondensator C_e zwei genau bekannte Veränderungen ΔC_e ein, und kompensieren

diese an C_m . Damit nun eine kleine Veränderung ΔC_g eine möglichst grosse Kompensation ΔC_m bedinge, ist C_m parallel zum Blockkondensator C_{bc} geschaltet, dessen Kapazitätswert verhältnismässig gross ist. Die Veränderungen ΔC_e , sowie die durch die Dielektrizitätskonstante der Dämpfe hervorgerufenen ΔC_g bedingen eine so grosse Kompensation ΔC_m , dass wir die Empfindlichkeit in zweiter Näherung rechnen müssen.

Aus der Formel für die Gesamtkapazität des Kreises

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_{bc}} + \frac{1}{C_g}$$

folgt, wenn man C_m in C_{bc} und C_e in C_g mit einbezieht. Für die

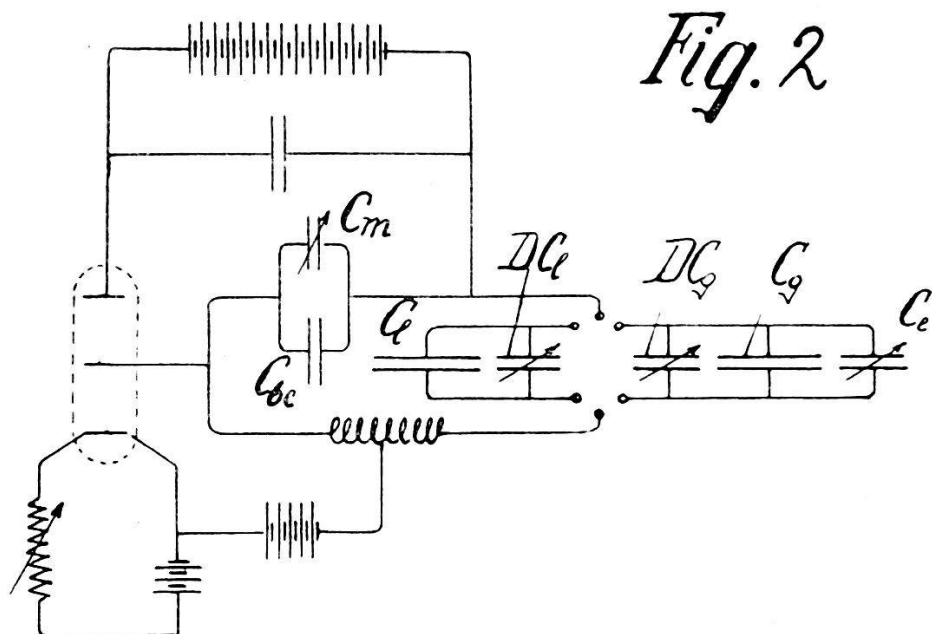


Fig. 2

kapazitive Veränderung ΔC_g des Gaskondensators ausgedrückt durch die Kompensation ΔC_m des Messkondensators

$$\Delta C_g = -\frac{C_g^2}{C_{bc}^2} \cdot \Delta C_m + \frac{C_g^2 (C_g + C_{bc})}{C_{bc}^4} \cdot \Delta C_m^2$$

oder

$$\Delta C_g = a \cdot \Delta C_m + b \Delta C_m^2.$$

Die beiden bekannten ΔC_e liefern uns zwei Gleichungen von obiger Form, aus denen wir die Konstanten a und b berechnen.

Der grosse Temperaturbereich, in dem wir arbeiten, veranlasste uns, um die durch Wärmeausdehnung der Kondensatorplatten sich einstellende Kapazitätsdifferenz, die gegenüber der

dielektrischen Differenz ins Gewicht fällt, aus den Messungen von vorneherein auszuschalten, einen genau gleich wie der Gaskondensator gebauten Luftkondensator C_1 als Vergleichskondensator aufzustellen.

Luft- und Gaskondensator sind über eine Wippe am Schwingungskreis II angeschlossen. Die beiden kleinen Kondensatoren

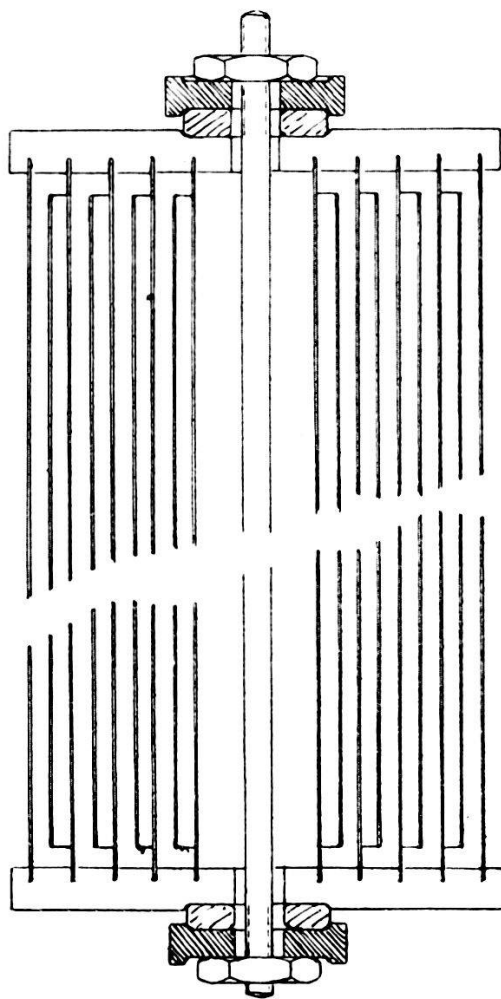
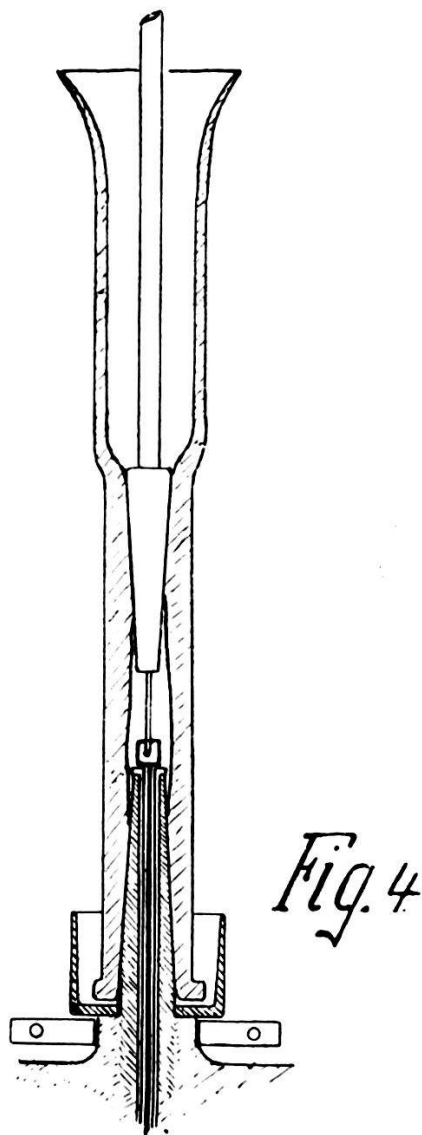


Fig. 3

DC_1 und DC_g dienen dazu, allfällige kleine Differenzen konstruktiver Natur zwischen C_1 und C_g auszugleichen. Damit gestaltet sich das Schema des endgültigen Aufbaues des Schwingungskreises II wie folgt:

Der Gas-, sowie auch der Luftkondensator bestehen aus je neun ineinander geschobenen 20 cm langen Messingzylindern (Fig. 3). Diese Zylinder, von denen der äusserste 8 cm und der innerste

2 cm Durchmesser hat, sind beidseitig abgedreht und werden an den Enden durch je zwei zueinander senkrecht stehende Bügel in gleichen Distanzen gehalten. Eine Schraube mit durchgehendem Bolzen presst die beiden Bügelpaare, die als isolierendes Zwischenstück je einen Quarzring erhalten, gegeneinander. Um allfällige



chemische Reaktionen zwischen Kondensator und Dampf auf ein Minimum zu beschränken, wurden die Zylinder samt Bügeln und Schraube beider Kondensatoren vergoldet. Die Vergoldung wurde ausgeführt durch die Firma J. Breguet-Breting, Uhrenschalenfabrik, Biel.

Beide Kondensatoren befinden sich in inwendig vernickelten Messingkesseln, an deren Deckel sie mit dem durchgehenden Schraubenbolzen eingeschraubt werden. Die Deckel sind auf

die Kessel eingeschliffen und werden ferner noch durch je einen Bügel mit Schrauben aufgepresst.

Ganz besonders sorgfältig in Bezug auf Isolation und Dichtung mussten die elektrischen Ausführungen durchgebildet werden. Die Lösung fand sich in einem Invar-Quarz-Doppelschliff (Fig. 4). In einen Zapfen des Deckels hart eingelötet, befindet sich ein Invar-Rohr, das aussen den untern Schliff trägt, und ein isolierendes Quarzröhrchen eingelegt erhält. Vom isolierten Zylindersystem

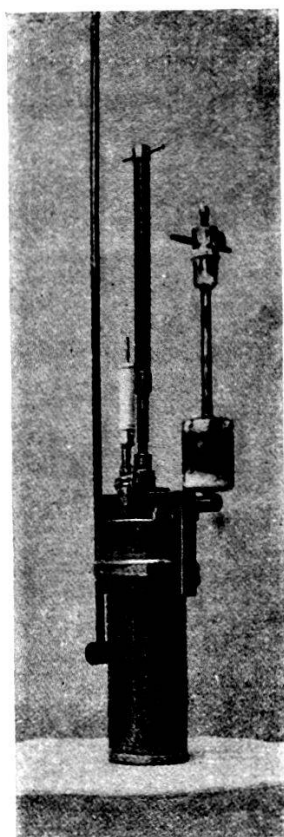


Fig. 5.

des Kondensators her führt ein Kupferdraht durch dieses Röhrchen zu einem am Ende desselben aufsitzenden Kupfertiegelchen, in das der vom obern Schliff herführende Kupferdraht hineinragt. Als Kontaksubstanz dient Wood'sches Metall. Im oberen Schliff sitzt ein Invarzapfen, der unten das Kupferdrähtchen und oben die nach aussen führende Messingstange eingelötet trägt. Beide Invarstücke sind an den Enden des ca. 15 cm langen äusseren Quarzrohres eingeschliffen. Auf dem unteren Invarstück sitzt warm aufgezogen ein Schutztiegel, der mit Wood'schem Metall angefüllt wird, und gleich darunter, auf dem Zapfen des Deckels,

eine zweiteilige Bride, an der das äussere Quarzrohr mit Draht festgebunden wird. Alle Schliffe sind mit Wood'schem Metall abgedichtet, das sich in dieser Hinsicht gut bewährt hat.

Die Gaszufuhr erfolgt beim Luftkondensator durch ein in den zweiten Zapfen des Deckels eingelötetes Messingrohr.

Beim Gaskondensator gestaltet sich die Sache etwas schwieriger, weil der Kessel bei der Eintrittsöffnung abgeschlossen werden

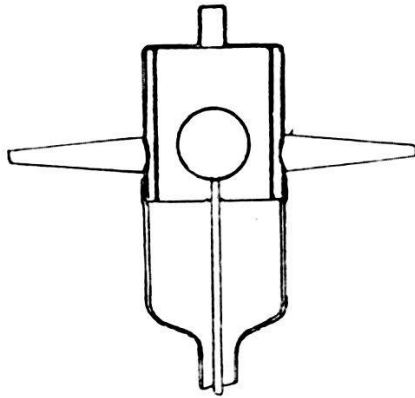
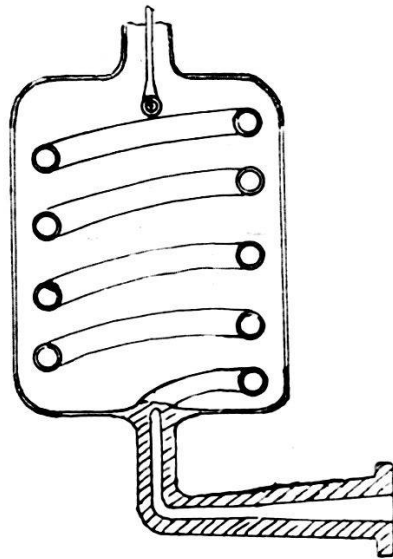


Fig. 6



muss und gleichzeitig auch der Dampfdruck im Kessel zu bestimmen ist. Wie das erläuternde Bild Fig. 5 zeigt, wird die zu untersuchende Flüssigkeit durch die Zuleitungen zuerst zum Verdampfungsgefäss geführt. Der entwickelte Dampf betritt den Kessel über ein eingeschliffenes Messingventil. Zwischen Kessel und Ventil ist ein aussen angeschliffenes Invarrohr eingelötet, das das Quarzmanometer trägt.

Das Quarzmanometer (Fig. 6) ist wiederum ein Kompensationsinstrument. Der im Kessel befindliche Dampf hat Zutritt zur Quarzspirale, die in einem geraden Quarzstabe endet, an dessen Ende ein Spiegel aufgesetzt ist. Am untern Ende ist ein die Spirale und den Stab umhüllendes Quarzgefäss angeschmolzen. Der Hals dieses Gefässes trägt einen Messingkopf mit Fenster und eine Zuleitung zu einem Quecksilbermanometer. Ändert sich im Innern des Kessels der Druck, so kann die Verdrehung der Spirale, die mit Hilfe des Spiegels gemessen wird, durch entsprechende Druckregulierung im äussern Gefäss kompensiert und der Kompensationsdruck am Quecksilbermanometer abgelesen werden.

Die beiden Kondensatorenkessel sind nebeneinander auf dem Boden des eisernen Ölkessels, durch je einen Porzellanring isoliert, angeschraubt. Dieser Ölkessel hat einen Durchmesser von 40 cm und ist 50 cm hoch. Sein aufschraubbarer Deckel trägt zwei grosse Heizspiralen und zwei Rührerwellen mit je drei Flügelpaaren.

Um bei hohen Temperaturen allzu grossen Strahlungsverlusten und auch Feuergefahr zu begegnen, ist der Ölkessel in einer mit Eternit ausgekleideten und abgedeckten Holzkiste aufgehängt. Zwischen Eternit und Holz befindet sich eine etwa 5 cm starke Sandschicht. Starke Dampfentwicklung des Öls veranlasste uns, über der Kiste einen Abzug zum Kamin zu bauen.

Die Bestimmung des Kapazitätswertes des Gaskondensators wurde mit einer geeichten Seibt-Brücke vorgenommen bei einer Genauigkeit von ca. 5⁰/₁₀₀. Der Einfluss der Wärmeausdehnung ergab Übereinstimmung von Rechnung und Experiment. Er liess sich aus der Verschiebung der Nullagen bei den verschiedenen Messtemperaturen bestimmen. Wir erhielten folgende Werte:

T	393	423	453	483
C_g	2071	2072	2073	2074

In dieser Tabelle bedeutet T die absolute Temperatur in Grad und C_g den Kapazitätswert des Gaskondensators in cm.

Die Zusatzkondensatoren DC_1 und DC_g , sowie auch der Eichkondensator C_e sind Präzisions-Drehkondensatoren, die wir durch Einbau in Messinggehäuse statisch abschützen liessen. Ihr maximaler Kapazitätswert beträgt ca. 80 cm.

Der Eichkondensator C_e ist ausserdem mit einer Präzisions-schnecke mit Trommel versehen worden. Die Kapazitätsdifferenzen der drei konstanten Eichstellungen C_{e1} und C_{e2} sind vom Eid-

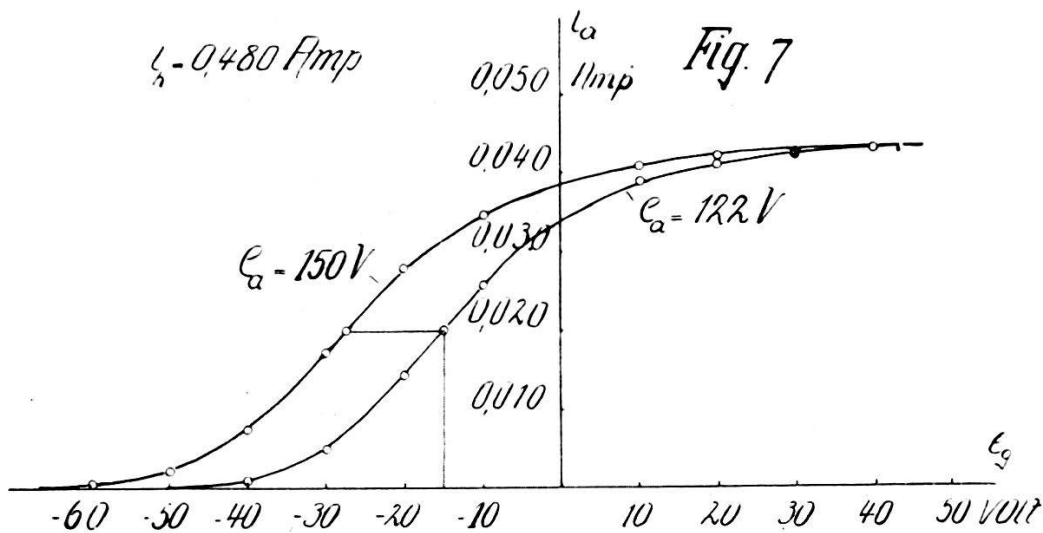
genössischen Amt für Mass und Gewicht auf 0,02 cm genau geeicht. Die beiden Werte betragen

$$C_{e1} = 5,52 \text{ cm} \quad C_{e2} = 11,00 \text{ cm.}$$

Der Messkondensator C_m , dessen Kapazitätswert 2000 cm beträgt, ist ein ebenfalls eingebauter und mit Schnecke versehener Seibt-scher Präzisions-Drehkondensator. Die Schnecken sind auf je $\frac{1}{100}$ Umdrehung, d. h. auf $\frac{1}{100}$ Grad einstellbar.

Die Kondensatoren C_{bc} in Kreis I und II sind von uns selbst zusammen gestellt aus verkupferten Glimmerplättchen. Der zu C_m parallel geschaltete Kondensator hat eine Kapazität von 18000 cm und der im Kreis I befindliche von 2000 cm.

Beide Kreise werden angeregt durch Thoriumröhren CX 371, von der Radio Corporation. Sie haben sich als für unsere Zwecke



sehr vorteilhaft erwiesen, indem sie grosse Anforderungen in Bezug auf konstante Frequenz restlos erfüllten. Näheres ist aus der angeführten Röhrencharakteristik (Fig. 7) ersichtlich; beigefügt sei nur, dass ihre guten Eigenschaften hauptsächlich von der geringen Erwärmung herrühren. Die Röhren arbeiten bei schwacher Rotglut. Beide Röhren werden vollständig unabhängig voneinander betrieben, jede mit eigener Anoden-, Gitter- und Heizbatterie, bei 122 Volt Anoden- und -15 Volt Gittervorspannung.

Die beigefügte Photographie Fig. 8 soll die Gesamtanordnung der Apparatur veranschaulichen. Wir möchten an dieser Stelle nicht versäumen, unserem Mechaniker Herrn Alfred Weber den Dank auszusprechen für seine vorzügliche Arbeit beim Bau der Apparatur.

II. Messungen.

Vorerst soll das Messverfahren beschrieben und hierauf die an Wasserdampf ausgeführten Messungen zusammengestellt werden.

Nachdem das Ölbad auf die gewünschte Temperatur geheizt worden ist, wird diese auf Konstanz einreguliert. Sodann werden auch die Schwingungskreise unter Spannung gelegt, die beiden Kondensatorenkessel ausgepumpt und mit Stickstoff bis auf

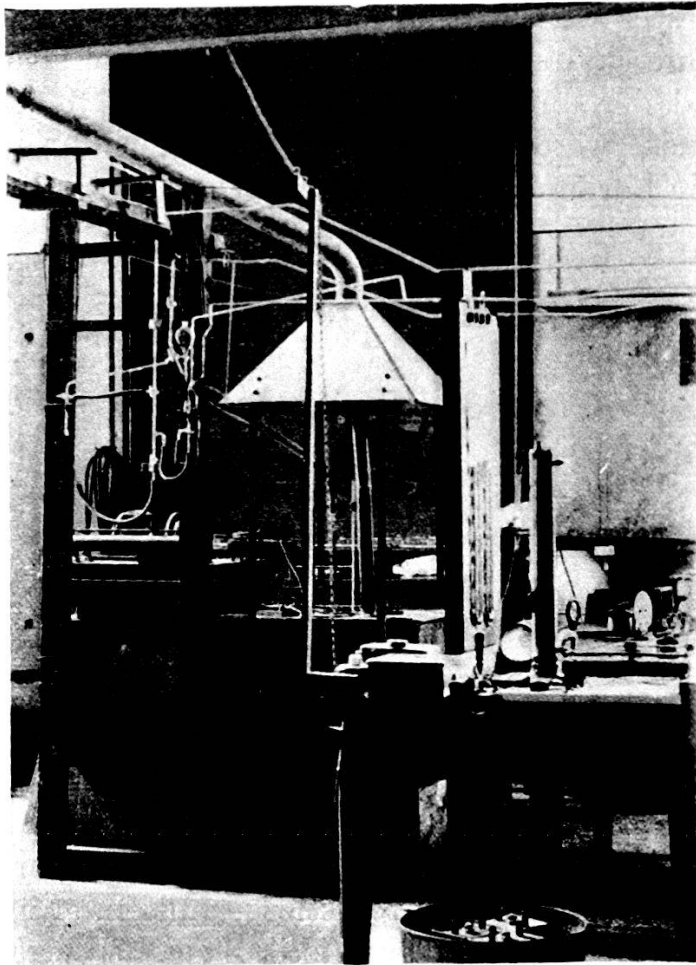


Fig. 8.

Barometerdruck gefüllt. Die beiden Kondensatoren DC_1 und DC_2 werden so eingestellt, dass bei konstanter Stellung von C_m der Schwebungston für beide Wippenstellungen derselbe bleibt. Die Messgenauigkeit wird bestimmt durch Einstellen der ersten Differenz ΔC_{e1} von 5,52 cm am Eichkondensator und Kompensation an C_m und hierauf durch die zweite Differenz von 11 cm. Rückwärtsgehend wird dann wieder die erste Differenz kompensiert und schliesslich die Nullage gemessen. Bevor wir den Gaskondensator auf ein Vakuum von 8—10 mm Hg mit der Wasser-

strahlpumpe entleeren, kontrollieren wir die Nullage des Quarz-
manometers. Nach erfolgter Bestimmung des Vakuumdruckes
füllen wir den Gaskondensator mit Dampf ab, regulieren am
Quarzmanometer den Druck ein und gehen nach einigen Minuten,
wenn der Temperatenausgleich sich vollzogen hat, zur eigentlichen
Messung von ΔC_g über. Um ganz sicher zu sein, dass sich während
der Messung an der Apparatur nichts verändert hat, pumpen
wir den Gaskessel einige Male aus, und stellen Stickstofffüllung
unter Barometerdruck her. Ist alles in Ordnung, so ist die vorher
bestimmte Nullage der Schwingungskreise und auch des Mano-
meters dieselbe geblieben.

Nun kann auf die nächsthöhere Messtemperatur hinauf-
geheizt und dort wieder vorerst die Empfindlichkeit der Apparatur
usw. bestimmt werden.

Vorgängig dieser beschriebenen Messungen hat die experi-
mentelle Bestimmung der Zustandsgleichung des zu untersuchenden
Dampfes zu erfolgen, da im Sinne der Debey'schen Theorie die
Messungen bei konstanter Dichte zu erfolgen haben. Für diesen
Zweck wird eine bei der tiefsten Messtemperatur vollzogene
Dampffüllung durch den ganzen Temperaturbereich hinauf-
geheizt und dabei der Verlauf des Dampfdruckes aufgenommen.
Hieraus können dann die Drucke der Füllung der verschiedenen
Messtemperaturen für konstante Dichte entnommen werden.
Der erste Füllungsdruck $t = 120^\circ$ wurde zu ca. $\frac{3}{4}$ Atmosphären
gewählt, um möglicherweise bereits schon ausserhalb des Gebietes
der Assoziationserscheinungen zu kommen. Die Drucke sind mit
den aus der in Hütte I angegebenen Zustandsgleichung resul-
tierenden Drucken in Übereinstimmung befunden worden. Die
zugehörige Dichte ist $\rho = 0,4181 \times 10^{-3}$ Gramm pro cm^3 , und
der Temperaturgang des Druckes der folgende:

Tabelle 1.

<i>T</i>	393	423	453	483
<i>p</i>	56,49	60,93	65,34	69,75

Hiebei bedeutet *p* den Druck in cm Quecksilbersäule.

Wie bereits erwähnt, bestimmen wir die Empfindlichkeit
der Apparatur in zweiter Näherung durch den Ansatz:

$$\Delta C_{e1} = 5,52 \text{ cm} = a \Delta C_{m1} + b \Delta C_{m1}^2$$

$$\Delta C_{e2} = 11,00 \text{ cm} = a \Delta C_{m2} + b \Delta C_{m2}^2$$

Hiebei versehen wir unter ΔC_{m1} und ΔC_{m2} die Differenzen in
Skalenteilen der Mittelwerte zwischen Nullage und erster, resp.

zweiter Kompensationseinstellung. Die maximalen Unterschiede zwischen den Kompensationseinstellungen, aus denen wir die Mittelwerte in Rechnung ziehen, betragen immer weniger als 5⁰/₁₀₀ ihres Mittelwertes.

Die beiden aus obigen Gleichungen bestimmten Konstanten a und b stellen wir jetzt in den gleichlautenden Ansatz für die dielektrische Kapazitätzunahme ΔC_g .

$$\Delta C_g = a \Delta C_m + b \Delta C_m^2 .$$

Nennen wir \mathcal{E}_g die Dielektrizitätskonstante des abgefüllten Dampfes und \mathcal{E}_N die der Stickstofffüllung, so wird

$$\mathcal{E}_g = \left(1 + \frac{\Delta C_g}{C_g} \right) \cdot \mathcal{E}_N .$$

\mathcal{E}_N berechnen wir aus dem von Zahn bestimmten Werte $\mathcal{E}_N = 1,000581$ für $t = 0^\circ$ und $p = 76$ cm Hg, mit Hilfe der Beziehung

$$\frac{\mathcal{E}_N - 1}{\varrho} = \text{konst}, \text{ also } (\mathcal{E}_N - 1) \frac{T}{p} = \text{konst} .$$

Mit Hilfe der Zahn'schen Zustandsangaben lässt sich obige Konstante bestimmen zu 0,002087 und damit \mathcal{E}_N für beliebige Bedingungen. Das hiemit errechnete \mathcal{E}_g ist erst die Dielektrizitätskonstante eines Gemisches aus Stickstoffrest mit Partialdruck p_v und Wasserdampffüllung mit Partialdruck $p - p_v$. Der Stickstoffrest rührt davon her, dass wir vor der Füllung nur auf den Druck p_v evakuieren konnten. Es lässt sich für das Gemisch folgende Beziehung ableiten:

$$\mathcal{E}_{\text{H}_2\text{O}} = \mathcal{E}_g - \mathcal{E}_N + 1 .$$

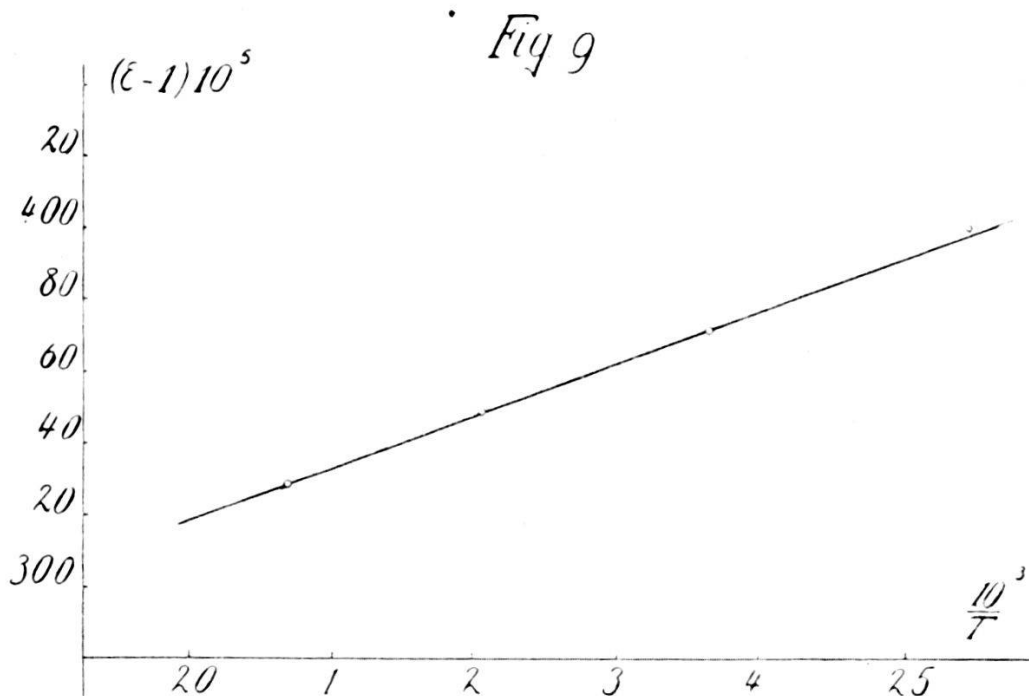
Damit haben wir nun die Dielektrizitätskonstante des reinen Wassers bezogen auf seinen Partialdruck. $\mathcal{E}_{\text{H}_2\text{O}}$ wird dann zur graphischen Darstellung in Funktion von $\frac{10^3}{T}$ und zur weiteren Diskussion herangezogen.

Tabelle 2.

T	$\frac{10^3}{T}$	$\mathcal{E}_{\text{H}_2\text{O}} - 1 \times 10^5$
393,0	2,5445	400,20
423,0	2,3640	371,67
453,0	2,2075	348,81
483,0	2,0704	328,73

Die erste Kolonne der Tabelle gibt die absoluten Messtemperaturen T , die zweite die mit Tausend multiplizierten reziproken Werte derselben und die letzte $\epsilon_{\text{H}_2\text{O}} - 1$ multipliziert mit 10^5 an.

Die Resultate sind in Fig. 9 graphisch dargestellt.



III. Diskussion der Resultate.

Unter der Voraussetzung, dass zwischen den Molekülen keine Kräfte auftreten, gilt nach Debye für Gase und Dämpfe das lineare Gesetz:

$$(\epsilon - 1) = 4\pi N \left[\gamma' + \frac{1}{3} \frac{\mu^2}{k T} \right]$$

oder wenn wir

$$4\pi N\gamma' = A \text{ und } \frac{4\pi}{3} N \frac{\mu^2}{k} = B \text{ setzen}$$

$$\epsilon - 1 = A + B \frac{1}{T}$$

N = Anzahl der Moleküle pro cm^3

μ = elektr. Moment des Moleküls.

Wie die Fig. 9 zeigt, liegen die Punkte der drei höheren Messtemperaturen in Übereinstimmung mit der Debye'schen Theorie auf einer Geraden. Die kleine Abweichung des vierten Punktes werden wir assoziativen Einflüssen zuschreiben müssen.

Mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate berechnen wir die Konstanten A und B der Geraden durch die Punkte der drei höheren Temperaturen zu

$$A = 0,000251 \quad B = 1,4663$$

bei einer mittleren Abweichung von $f = 0,055 \times 10^{-5}$.

A stellt in dieser Funktion das temperaturunabhängige Glied für $T = \infty$ oder den optischen Teil der Dielektrizitätskonstanten dar, und sollte abgesehen von ultraroten Eigenschwingungen identisch sein mit Brechungsindex n^2 , extrapoliert auf die Wellenlänge $\lambda = \infty$.

Diese Extrapolation wird durchgeführt mit Hilfe der Formel (Darstellung mit nur einer ultravioletten Eigenfrequenz)

$$n^2 - 1 = 2n - 1 = a + \frac{\beta}{\lambda^2}.$$

Die rechnerische Ausführung geschah auf Grund der folgenden von C. und M. CUTHBERTSON¹⁾ bestimmten Werte.

$$n = 1,000255 \text{ für } \lambda = 0,481 \mu$$

$$n = 1,000250 \text{ für } \lambda = 0,671 \mu$$

Bei 0° und 76 cm Hg.

Die Umrechnung auf unsere Dichte nach Clausius-Mosotti ergibt für n^2 den Wert 1,000252₆. Für A erhielten wir 1,000251₀.

In Anbetracht der ultra-roten Eigenfrequenzen sollte A etwas grösser sein als n^2 . Dieser ultra-rote Anteil dieser Schwingungen ist voraussichtlich für das Wassermolekül so klein, dass er sich innerhalb der Messgenauigkeit bewegen wird.

Das elektrische Moment μ des Wassermoleküls berechnet sich damit aus der konstanten B . Der konstanten Dichte ρ entspricht die Molekülzahl

$$N = \frac{N_0}{M} \cdot \rho.$$

M_0 = Loschmidt'sche Zahl

M = Molekulargewicht.

Damit ergibt sich für das elektrische Moment des Wassermoleküls

$$\mu = 1,84_7 \cdot 10^{-18}$$

Es zeigt sich demnach, dass der Wert von Jona dem unsrigen sehr nahe kommt.

¹⁾ C. u. M. CUTHBERTSON, Phil. Trans. (A) 213, 1, 1913.

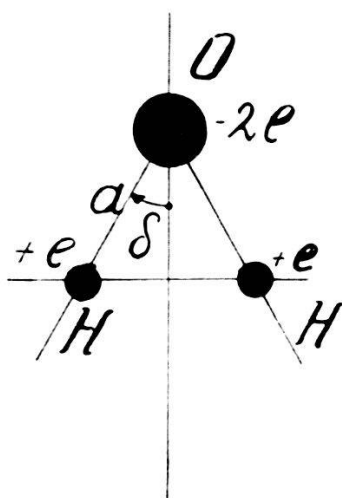
Legen wir dem Wassermolekül folgendes Bild (Fig. 10) zu Grunde, so ergibt sich für den Abstand a und den Winkel δ mit Hilfe der von EUCKEN¹⁾ aus den ultra-roten Absorbtionsspektren bestimmten Hauptträgheitsmomente

$$2,25 \cdot 10^{-40} \quad 0,95 \cdot 10^{-40} \quad 3,20 \cdot 10^{-40}$$

die beiden Lösungen

$$\begin{aligned} a_1 &= 1,07 \cdot 10^{-8} & \delta_1 &= 32^\circ \\ a_2 &= 1,02 \cdot 10^{-8} & \delta_2 &= 55^\circ \end{aligned}$$

Fig. 10



In der Annahme, dass die Polarisierbarkeit des Sauerstoffs für sehr kleine Molekularabstände unverändert bleibt, können wir für das oben gegebene Bild des homeopolaren Wassermoleküls für das elektrische Moment des Moleküls die Formel²⁾

$$\mu = 2 e a \cos \delta \left[1 - \frac{1}{8} \frac{1}{\sin^3 \delta} \right]$$

finden (unter Berücksichtigung der Stabilitätsbedingungen).

Damit berechnet sich für die beiden oben gegebenen Lösungen das zugehörige Moment.

$$\begin{aligned} \mu_1 &= 1,34 \times 10^{-18} \\ \mu_2 &= 4,32 \times 10^{-18} \end{aligned}$$

¹⁾ A. EUCKEN, Zeitschr. f. el. Chemie, **26**, 377, 1920.

²⁾ Die Herleitung dieser Formel, sowie alle daran anknüpfenden Fragen über den Aufbau des Wassermoleküls finden sich im demnächst beim Verlag S. Hirzel, Leipzig, erscheinenden Buche „Polarmoleküle von P. Debye“. Darin ist auch der Nachweis zu finden, dass ein gestrecktes asymmetrisches Modell für das Wassermolekül nicht bestehen könnte.

Berücksichtigen wir die sicherlich nur annähernd gültigen Voraussetzungen in der Berechnung der obigen Formel für das elektrische Moment, so können wir den berechneten Wert für μ_1 mit dem experimentell gefundenen vereinbaren, nicht dagegen denjenigen von μ_2 .

Wir werden demnach dem Wassermolekül folgende molekularen Grössen zuordnen müssen

$$\begin{aligned} a &= 1,07 \cdot 10^{-8} \\ \delta &= 32^\circ \end{aligned}$$

Es ist beabsichtigt, die Versuche noch auf weitere Gase und Dämpfe auszudehnen.

Für das Interesse, das Herr Prof. Dr. Scherrer dem Gang unserer Messungen entgegengebracht hat, möchten wir herzlich danken.

Zürich, Physik. Institut der Eidg. Techn. Hochschule.
