

**3. Die Diffusion der Gase
durch Quecksilberdampf bei niederen Drucken
und die Diffusionsluftpumpe¹⁾;
von W. Gaede.**

Inhalt: Einleitung. — 1. Versuchsanordnung und Ausführung der Diffusionsmessungen. — 2. Bestimmung der Diffusionskonstanten aus Versuchen im Vakuum. — 3. Einfluß der Diffusion auf Erzeugung und Messung sehr niederer Drucke. — 4. Praktische Anwendung der Diffusion zur Erzeugung einer mechanischen Saugwirkung. — 5. Theorie der Gegenströmung von Gas und Dampf durch eine enge Öffnung. — 6. Konstruktion und Leistung der Diffusionsluftpumpe. — 7. Zusammenfassung der Resultate.

Die Kenntnis der Diffusion der Gase durch Quecksilberdampf ist von besonderer Bedeutung für die Beurteilung der niedersten Gasdrucke, welche mit Quecksilberluftpumpen erzielt werden können. Die Ansichten über die Bedeutung der extrem niederen Drucke, welche mit einer Quecksilberluftpumpe erzeugt und mit einem MacLeodschen Manometer gemessen werden, sind sehr verschieden. Neben der Ansicht, daß die gemessenen Verdünnungen tatsächlich vorhanden sind, finden wir auch die entgegengesetzte Überzeugung vertreten, indem es für unmöglich angesehen wird, mit einer Quecksilberluftpumpe Totaldrucke zu erreichen, welche niedriger sind als die etwa 0,0013 mm betragende Spannkraft der Quecksilberdämpfe in der Pumpe. So finden wir bei der Besprechung der mit Quecksilberluftpumpen erreichten und mit dem MacLeodschen Manometer gefundenen Minimaldrucke in der neuesten Auflage vom Jahre 1906 in dem Lehrbuch der Physik von Müller-Pouillet auf p. 505 die Bemerkungen:

1) Ein Teil der hier mitgeteilten Diffusionsmessungen ist in meiner Freiburger Habilitationsschrift, betitelt „Die äußere Reibung der Gase“ enthalten. Die Habilitationsschrift enthält ferner Teile meiner Veröffentlichungen in den *Ann. d. Phys.* **41.** p. 289 u. 337. 1913.

„Wir müssen jedoch darauf aufmerksam machen, daß die auf solche Weise gefundenen Minimaldrucke sich nur auf den Druck der zurückgebliebenen Luft, nicht auf den Gesamtdruck beziehen, der sich aus dem Druck der Luft und dem Druck des Quecksilberdampfes zusammensetzt.“

„Steht mit der Pumpe ein Rezipient in Verbindung, der nur ein Gas, aber kein Quecksilber (oder andere Flüssigkeit) enthält, so kann demnach dieses Gas auch nicht weiter als auf etwa 0,0013 mm verdünnt werden. Anders steht die Sache, wenn durch Diffusion oder auf andere Weise auch das im Rezipienten enthaltene Gas mit Quecksilberdämpfen gesättigt wurde. Es kann dann auch in diesem zwar nicht der Totaldruck, wohl aber der vom Gase allein ausgeübte Partialdruck ebenso weit herabgesetzt werden wie im Torricellischen Raume der Pumpe.“

1. Versuchsanordnung und Ausführung der Diffusionsmessungen.

Um über diese Fragen Gewißheit zu haben, wählte ich mir eine Versuchsanordnung (Fig. 1), welche gestattet, die dynamischen Gleichgewichtszustände zwischen verdünnten Gasen und Quecksilberdampf zu untersuchen.

Das Glasgefäß *A* befindet sich mit seinem unteren Ende in einem heizbaren Ölbad *O*, dessen Temperatur gemessen wird. Das 2 mm weite Ansatzrohr *a* ist durch den Boden des Messinggefäßes *O* geführt und bei *W* durch eine Asbest-Wasserglaskittung eingekittet. Der Schlauch *Q* verbindet das Rohr *a* mit dem Quecksilbergefäß *G*. Vom oberen Ende des Gefäßes *A* führt das Diffusionsrohr *R* von ca. 1 cm Durchmesser und 20 cm Länge zu dem Kondensationsgefäß *C*. Von hier aus führt die Leitung *L* zu dem von mir angegebenen¹⁾ abgekürzten Kompressionsvakuumeter *M* mit direkter Ablesung und zu meiner rotierenden Quecksilberluftpumpe. *P* ist ein mit Phosphorpentoxyd gefülltes Trockengefäß. Der Hahn *H* hatte 7 mm Bohrung und war während der Messung geschlossen.

Der Vorgang bei der Messung war folgender: Wurde das Gefäß *G* angehoben, während die Apparatur evakuiert war,

1) W. Gaede, Ann. d. Phys. 41. p. 297. Ann. 1. 1913.

so stieg das Quecksilber von m bis n . Bei n nahm das Quecksilber die Temperatur des beständig gerührten Ölbades an und verdampfte durch das Rohr R nach dem Gefäß C , das in Eis gekühlt war. Damit in dem Rohr R der Quecksilberdampf nicht kondensierte, waren A und R von den Stellen o bis s mit einer dünnen Lage Asbest belegt. Auf dem Asbest

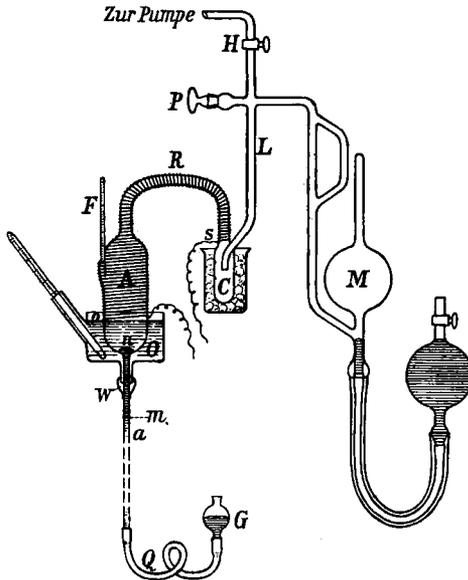


Fig. 1.

war in möglichst gleichmäßigen Windungen Nickelindraht aufgewickelt. Durch den elektrischen Strom wurde der Heizmantel auf 140° erwärmt. Diese Temperatur konnte an dem Thermometer F abgelesen werden, dessen Kugel sich zwischen Gefäß A und dem Heizmantel befand.

Mit dieser Versuchsanordnung sollte bestimmt werden, in welchem Verhältnis die Partialdrücke der in A und M befindlichen Gase stehen, wenn gleichzeitig der Partialdruck des Quecksilberdampfes in A und M verschieden ist. Daraus ergibt sich dann, in welchem Maß das Gas durch den Quecksilberdampf von A nach M gedrängt wird. Der Partialdruck des Quecksilberdampfes in A ist gleich dem Sättigungsdruck des Quecksilberdampfes bei der Temperatur des Ölbades. Der Partialdruck in C ist von der Größenordnung des Sättigungs-

druckes bei 0° , d. i. 0,0002 mm und konnte praktisch bei diesen Versuchen vernachlässigt werden.

Das Volumen des Gefäßes A bis zur Stelle s sei v_1 , das bis s reichende Volumen des Gefäßes M sei v_2 . In unserem Falle war $(v_1/v_2) = 1,26$.

In einem *ersten* Versuch haben beide Gefäße die im absoluten Maß gemessene Zimmertemperatur T . Der bei M gemessene Partialdruck des Gases sei gleich p und der Partialdruck der Quecksilberdämpfe sei verschwindend klein.

Bei dem *zweiten* Versuch wird A durch das Ölbad und den Asbestmantel auf die mittlere absolute Temperatur T_1 erhitzt, während das Quecksilber bei m steht, so daß auch bei diesem Versuch der Partialdruck der Quecksilberdämpfe verschwindend klein ist. In M sei der gemessene Partialdruck des Gases gleich p' . Infolge der von Graham entdeckten Thermodiffusion, deren Bedeutung für die Gleichgewichtsbedingungen in verdünnten Gasen M. Knudsen¹⁾ eingehend behandelt hat, ist der Druck im Gefäß A das c -fache von p' , also gleich cp' . c ist von der Einheit nur wenig verschieden.

Bei dem *dritten* Versuch wird durch Heben des Gefäßes G die Quecksilberoberfläche nach n gehoben, so daß das Quecksilber im Gefäß A verdampft und das Gas zum Teil nach M verdrängt wird. Dadurch steigt der Druck in M . Wir bezeichnen den bei M abgelesenen Druck mit p_2 . Die Temperaturen sind die gleichen wie beim *zweiten* Versuch. Der Druck in A sei p_1' .

Die Bedingung, daß die Summe der in den beiden Gefäßen A und M durch die Größen $p v$ und T , Druck, Volumen und absolute Temperatur, definierten Gasmengen bei allen drei Versuchen gleich sein müssen, gibt uns auf Grund des Boyle-Gay-Lussacschen Gasgesetzes die Gleichungen:

$$1) \quad \frac{v_1 p}{T} + \frac{v_2 p}{T} = \frac{v_1 c p'}{T_1} + \frac{v_2 p'}{T} = \frac{v_1 p_1'}{T_1} + \frac{v_2 p_2}{T}.$$

Hieraus erhalten wir die Gleichung:

$$(2) \quad k = \frac{1 p_1'}{c p_2} = \frac{\frac{p}{p_2} \left(1 + \frac{v_1}{v_2}\right) - 1}{\frac{p}{p'} \left(1 + \frac{v_1}{v_2}\right) - 1},$$

1) M. Knudsen, Ann. d. Phys. 31. p. 205. 1910.

wenn wir mit k das allein durch die Wirkung der Quecksilberdämpfe erzeugte Druckverhältnis bezeichnen.

Tabelle I.

Luft $\cdot p = 0,004$ mm			
P	k	g	D
0,0017	0,98	—	—
0,002	0,98	—	—
0,003	0,94	0,0000045	(0,36)
0,004	0,90	0,0000056	0,25
0,0085	0,79	0,000012	0,25
0,0099	0,73	0,0000138	0,21
0,0125	0,68	0,0000175	0,21
0,013	0,69	0,0000185	0,23
0,032	0,37	0,000047	0,22
0,033	0,38	0,0000485	0,24
0,051	0,17	0,000076	0,21
0,097	0,08	0,000127	0,24
0,133	0,07	0,00024	(0,43)
0,32	0,06	Mittelwert:	0,23

Tabelle II.

Luft $p = 0,04$ mm			
P	k	g	D
0,002	1,0	—	—
0,004	0,99	—	—
0,010	0,91	—	—
0,0155	0,86	—	—
0,016	0,85	0,0000131	(0,37)
0,0225	0,74	0,0000129	0,20
0,032	0,66	0,0000202	0,23
0,046	0,54	0,0000286	0,22
0,05	0,50	0,0000301	0,20
0,067	0,34	0,0000356	0,16
0,086	0,22	0,0000464	0,14
0,093	0,21	0,000056	0,17
0,123	0,075	0,00008	0,15
0,14	0,05	0,000108	0,17
0,15	0,04	Mittelwert:	0,18
0,18	0,04		
0,25	0,03		

Tabelle III.

Wasserstoff $p = 0,04$ mm			
P	k	g	D
0,002	0,98	—	—
0,004	0,95	0,0000024	(0,23)
0,0098	0,92	0,0000094	0,52
0,0205	0,86	0,0000218	0,70
0,039	0,78	0,000046	0,87
0,075	0,56	0,000086	0,71
0,093	0,48	0,000109	0,70
0,123	0,33	0,000144	0,62
0,17	0,20	0,000218	0,64
0,219	0,09	0,000302	0,59
0,224	0,09	0,000314	0,62
0,32	0,04	Mittelwert:	0,66

Es wurden drei Versuchsreihen ausgeführt. Die Resultate stehen in den Tab. I, II u. III. P bedeutet den Dampfdruck des Quecksilbers, wie er sich nach der Hertzschen Interpolationsformel¹⁾ aus der abgelesenen Temperatur des Ölbadest ergibt. Bei der ersten Versuchsreihe war die Apparatur mit Luft von dem Druck $p = 0,004$ mm, bei der zweiten Versuchsreihe mit Luft von dem Druck $p = 0,04$ mm, bei der dritten Versuchsreihe mit Wasserstoff von dem Druck $p = 0,04$ mm gefüllt.

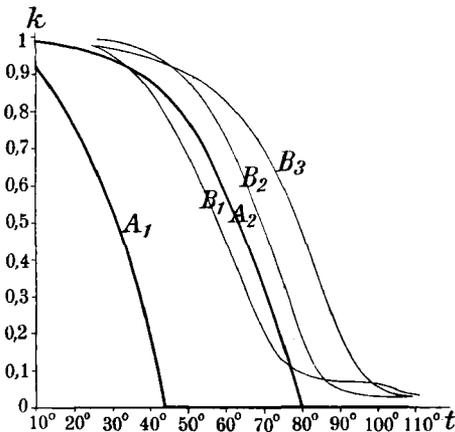


Fig. 2.

Fig. 2 sind die Werte der Tab. I, II u. III graphisch dargestellt, indem die Ordinaten das gefundene Druckverhältnis k und die Abszissen die Temperatur t des verdampfenden Quecksilbers geben.

1) H. Hertz, Ann. d. Phys. 17. p. 193. 1882.

Außerdem sind zum Vergleich die Kurven für diejenigen Werte von h eingetragen, welche man erhalten würde, wenn man in Gleichung (1) die Bedingung einführt:

$$(3) \quad p_1 + P_1 = p_2 + P_2,$$

d. i. die Bedingungsgleichung, welche bei der theoretischen Behandlung der Diffusionsvorgänge als Grundbedingung eingeführt wird und aussagt, daß die Summe der Partialdrucke p des Gases und P des Quecksilbers konstant ist. Im vorliegenden Fall ist P_2 eine zu vernachlässigende Größe. Die unter diesen Voraussetzungen für $p = 0,004$ mm berechnete Kurve ist mit A_1 , die Kurve für $p = 0,04$ mm mit A_2 bezeichnet.

Die Kurven zeigen, daß die Verhältnisse im Vakuum ganz anders liegen als wie bei höheren Drucken, bei welchen die Kurve A_1 mit B_1 und die Kurve A_2 mit B_2 und B_3 zusammenfallen müßten. Der Abstand der A - und B -Kurven ist für $p = 0,004$ mm größer als wie für $p = 0,04$ mm, und ist ferner größer bei Wasserstoff (B_3) als bei Luft (B_2). Da die Diffusionsgeschwindigkeit mit sinkendem Drucke zunimmt und bei Wasserstoff größer ist als bei Luft, so liegt es nahe, anzunehmen, daß die beobachteten Unterschiede in den Diffusionsgesetzen selbst begründet sind. Wir wollen deswegen sehen, ob es möglich ist, die Diffusionskonstante des Quecksilberdampfes gegen Luft und Wasserstoff aus diesen Versuchen zu berechnen.

2. Bestimmung der Diffusionskonstanten aus Versuchen im Vakuum.

Mit Stephan setzen wir für das durch den Diffusionswiderstand erzeugte Druckgefälle:

$$(4) \quad \frac{dp}{dx} = - \frac{dP}{dx} = \frac{pP(u-u')}{D \cdot 760},$$

u ist die Geschwindigkeit des strömenden Quecksilberdampfes vom Druck P , u' ist die Strömungsgeschwindigkeit des Gases vom Druck p . In unserem speziellen Falle ist $u' = 0$. Die Größe dP ist der Anteil vom Druckabfall des Quecksilberdampfes, welcher dem Diffusionswiderstand zuzuschreiben ist. dp ist der entsprechende Druckabfall im Gase. D ist die auf

Atmosphärendruck bezogene Diffusionskonstante. Die Drucke sind in Millimeter-Quecksilbersäule einzuführen.

Bezeichnen wir mit g die Gewichtsmenge des per Sekunde durch den Querschnitt q des Rohres fließenden Quecksilberdampfes, so gilt für die mittlere Geschwindigkeit u des Quecksilberdampfes die Beziehung:

$$u = g \frac{RT}{MqP},$$

wenn $R = 62400$ die Gaskonstante, T die absolute Temperatur und M das Molekulargewicht des Dampfes ist. Setzen wir diesen Wert für u in Gleichung (4) ein, so erhalten wir:

$$\frac{dp}{p} = \frac{gRT}{760DqM} dx.$$

Integrieren wir diese Gleichung zwischen den Grenzen $x = 0$ und $x = L$, denen die Werte $p = p_1$ und $p = p_2$ entsprechen, so erhalten wir die Gleichung:

$$(5) \quad \lg \text{nat} \frac{p_2}{p_1} = \frac{gRTL}{760DqM}.$$

Führen wir Briggsche Logarithmen ein, so ist für $p_1/p_2 = k$

$$(6) \quad D = \frac{RTL}{760 \cdot 2,303 \cdot Mq} \cdot \frac{g}{\log^1/k}.$$

In unserem Fall war $M = 200,4$; $T = 413$; $L = 20$ cm; $q = 0,71$ qcm.

Zur Berechnung von D fehlt uns demnach noch die Kenntnis der Werte für g . Diese wurden in der Weise bestimmt, daß wie bei den Diffusionsversuchen der Asbestmantel auf 140° erhitzt und das Quecksilber während einer bestimmten Zeit von m bis n (Fig. 1) gehoben wurde. Das in Eis gekühlte Gefäß C war für diese Versuche mit einem abnehmbaren Schliff versehen, so daß die bei jedem Versuche kondensierte Quecksilbermenge gewogen werden konnte. Auf diese Weise erhielt ich bei der Temperatur t die Werte der Tab. IV.

Tabelle IV.

t	60°	70°	80°	90°	100°	110°	120°
g' (beobachtet)	0,00004	0,000087	0,000165	0,00032	0,0007	0,0013	0,0025
g' (berechnet)	0,000043	0,000086	0,000164	0,00033	0,00065	0,0013	0,0027

Die Werte von g' sind berechnet nach der empirischen Formel:

$$g' = (0,0016 + 0,0024 \cdot P) P,$$

wenn P die nach der Hertzschen Formel berechnete Dampfspannung des Quecksilbers bei der Temperatur t ist.

Bei diesen Versuchen war die Apparatur hoch evakuiert. Bei obigen Diffusionsversuchen war g kleiner infolge des Diffusionswiderstandes in dem stagnierenden Gase. Wir haben deswegen von dem Überdruck P des Dampfes den Diffusionsgegendruck ΔP zu subtrahieren. Es ist

$$(7) \quad \Delta P = \Delta p = p_2 - p.$$

Beachten wir ferner, daß $p_1/p_2 = k$ ist, so haben wir g zu berechnen nach der Formel:

$$(8) \quad g = (0,0016 + 0,0024 \cdot P) \cdot [P - p_2(1 - k)].$$

In den Tab. I, II und III sind die Werte für g und D nach den Gleichungen (6) und (8) berechnet. Die Tabellen zeigen uns, daß für verschiedene Werte von k die Werte für D konstant sind. Wegen der Schwierigkeit, die oberen und unteren Grenzwerte für k zu messen, sind die zugehörigen Werte für D auszuschließen. Ferner ist zu bemerken, daß wegen des geringen Abstandes der Kurven A und B die nach dieser Methode bei Luft von 0,04 mm Druck gemessenen Werte für D weniger genau ausfallen als in den beiden anderen Fällen. Tatsächlich zeigen die Werte für D in Tab. II eine geringere Konstanz als in den Tab. I und III.

Nach den Tabellen in Winkelmanns Handbuch der Physik ist die Diffusionskonstante der Gase und Dämpfe in Wasserstoff im Mittel 3,9 mal so groß als die Diffusionskonstante derselben Gase und Dämpfe in Luft. So hat dieser Quotient bei Kohlensäure den Wert 4, bei Sauerstoff den

Wert 3,75, bei Äther den Wert 3,85, bei Isobuttersäureamylester den Wert 4,05. Wir dürfen also annehmen, daß bei Quecksilber die Zahl denselben Wert hat. Dividieren wir den bei Wasserstoff gefundenen Mittelwert $D = 0,66$ durch 3,9, so erhalten wir $D = 0,17$. Dieser Wert stimmt mit dem direkt in Luft bei demselben Druck beobachteten, sich aus Tab. II ergebenden Mittelwert $D = 0,18$ befriedigend überein.

Da ich in der Literatur über die Diffusionskonstante des Quecksilbers keine Angaben fand, bestimmte ich zur Kontrolle die Diffusion des Quecksilberdampfes in Luft von Atmosphärendruck nach der Winkelmannschen Methode. Ein einseitig zugeschmolzenes Röhrchen von 0,3 mm Durchmesser wurde so weit mit Quecksilber gefüllt, daß die Luftsäule über dem Quecksilber am offenen Ende die Länge $L = 0,7$ cm hatte. Zusammen mit einem Thermometer wurde dieses Röhrchen in ein Messingrohr von 2 cm Durchmesser und 20 cm Länge gebracht, das mit einem Asbestmantel umkleidet und Nickelindraht umwunden war und elektrisch auf 200° erwärmt wurde. Die Röhre war unterhalb des Diffusionsröhrchens offen und oben durch Asbestscheiben verschlossen. Das Röhrchen wurde mehrere Stunden in dem Heizrohr gelassen und die Verkürzung des Quecksilberfadens infolge der Verdunstung mittels eines Zeisschen Okularmikrometers bestimmt.

Damit bei diesem Versuch die Diffusionskonstante theoretisch in gleicher Weise definiert ist wie bei den obigen Versuchen, leitete ich zur Berechnung von D aus Gleichung (4) die Gleichung ab:

$$D = \frac{h s R T \left(B - \frac{P}{2} \right) L}{t M 760 P},$$

worin s das spezifische Gewicht des Quecksilbers, $R = 62400$ die Gaskonstante, T die absolute Temperatur bei diesem Versuch, M das Molekulargewicht des Quecksilberdampfes, P den Dampfdruck des Quecksilbers bei der absoluten Temperatur T , B den Barometerstand in Millimeter, h die Verkürzung des Quecksilberfadens in Zentimeter, t die Versuchsdauer in Sekunden und L die mittlere Länge der Diffusionsluftsäule bei der

Temperatur T in Zentimeter bedeutet. Nach dieser Methode erhielt ich bei 200° den Wert $D = 0,32$.

Setzen wir die Diffusionskonstante dem Quadrat der absoluten Temperatur proportional, so erhalten wir für 140° den Wert $D = 0,244$. Die Beobachtung bei 140° und bei 0,04 mm Druck gab den Wert $D = 0,18$ und bei 0,004 mm Druck den Wert $D = 0,23$. Ob diesen Abweichungen eine prinzipielle Bedeutung beizumessen ist, läßt sich hier nicht entscheiden. Die durch das kurze und weite Rohr R (Fig. 1) fließenden Dampfmengen sind so groß, daß möglicherweise bei der Kondensation im Gefäß C die Dampfdrucke größer sind als wie der Temperatur des Eises entspricht. Bei der absoluten Bestimmung der Diffusionskonstanten fällt eine derartige Fehlerquelle sehr in das Gewicht, während zur Entscheidung der oben gestellten Fragen diese Fehlerquelle unwesentlich ist. Für genaue, absolute Messungen müßte die Röhre R lang und eng sein und durch einen Thermostaten auf konstanter Temperatur gehalten werden, damit die Strömungsverhältnisse sich einwandfrei kontrollieren lassen. In einer derart verbesserten Form würde die angegebene Methode bei der Untersuchung der Frage wertvolle Dienste leisten können, ob der Diffusionskoeffizient eine Konstante oder eine Funktion der Partialdrucke ist, weil diese Frage bisher nur für den Fall¹⁾ untersucht werden konnte, daß die Summe der Partialdrucke konstant ist, während die hier angegebene Methode von dieser Beschränkung frei ist.

3. Einfluß der Diffusion auf Erzeugung und Messung sehr niederer Drucke.

Wir berechnen hier den Einfluß der Diffusion für den Fall, daß der Dampf sich bewegt und daß das Gas ruht. Die hydrodynamische Gleichung für die Bewegung der Gase²⁾ ist, wenn wir für den Koeffizienten der äußeren Reibung \mathcal{V} einen in dem Druckintervall p_1 bis p_2 gültigen Mittelwert ein-

1) Vgl. A. Lonius, Die Abhängigkeit des Gasdiffusionskoeffizienten vom Mischungsverhältnis. Ann. d. Phys. 29. p. 664. 1909.

2) W. Gaede, Ann. d. Phys. 41. p. 289. 1913.

führen, wenn η den Koeffizienten der inneren Reibung bedeutet und unter Beibehaltung der bisherigen Bezeichnungsweise g die Gewichtsmenge des durch ein Rohr von der Länge L mit dem Radius r per Sekunde strömenden Gases ist,

$$(9) \quad g = \frac{M}{RTL} \left(\frac{\pi r^4 P_1 + P_2}{8\eta} + \frac{\pi r^3}{2\vartheta} \right) (P_1 - P_2 - \Delta P).$$

Mit den Gleichungen (5) und (7) erhalten wir

$$(10) \quad p_1 + P_1 = p_2 + P_2 + \frac{D \cdot 760 \lg \text{nat} \frac{p_2}{p_1}}{r \left(\frac{r P_1 + P_2}{8\eta} + \frac{1}{2\vartheta} \right)}.$$

Strömt der Dampf in eine so energisch wirkende Kondensationsvorlage, daß $P_2 = 0$ gesetzt werden kann, so ist

$$(11) \quad p_1 = \beta p_2,$$

wenn wir zur Abkürzung setzen

$$(12) \quad \beta = e^{-\frac{\left(\frac{r^2 P}{16\eta} + \frac{r}{2\vartheta} \right) (P - \Delta P)}{760 D}}.$$

Die Gleichung (10) zeigt, daß auch bei Atmosphärendruck Gleichung (3) nicht streng erfüllt sein kann, es müßte denn $D=0$ sein.

Die Methoden zur Bestimmung des Siedepunktes oder der Spannkraft gesättigter Dämpfe beruhen auf der Annahme, daß Gleichung (3) zu recht besteht, daß also ein einfaches Gleichgewicht zwischen den Totaldrucken besteht. Die Gleichung (10) zeigt, daß diese Voraussetzung mit um so größerer Annäherung erfüllt ist, je größer $(P_1 + P_2)/2$ und je größer r ist. Daß die Siedepunktmethode bei großen Drucken, z. B. Atmosphärendruck, brauchbare Werte liefert, ist bekannt. Damit die Methode auch bei stark verminderten Drucken mit Hilfe der sogenannten künstlichen Atmosphäre brauchbare Werte liefert, muß, wie aus Gleichung (10) hervorgeht, r groß sein, d. h. das Verbindungsrohr zwischen Siedegefaß und Rückflußkühler muß möglichst weit sein.

Ist r sehr klein, so gilt Gleichung (3) nicht mehr und ein einfaches Gleichgewicht zwischen den Totaldrücken ist nicht mehr vorhanden. Wir bekommen die Verhältnisse, wie sie bei der Transpiration und Atmolyse durch feste Scheidewände mit kleinen Poren, z. B. eine Tonzelle, bekannt sind. Das Glied mit η verschwindet in den Gleichungen (9) und (10), und die hindurchtretenden Mengen sind der Größe \mathcal{P} und damit auch der Quadratwurzel aus der Dichte umgekehrt proportional. Die Bewegung der Gase richtet sich nicht mehr nach dem Totaldruck, sondern nach den Partialdrücken. Die selektive Durchlässigkeit der Tonzelle für leichte Gase beruht demnach nur auf der Kleinheit der Poren und ist nicht eine besondere Eigenschaft des Materials. Um dies anschaulich demonstrieren zu können, habe ich den Apparat Fig. 3 konstruiert. T ist eine Tonzelle, welche durch das Manometer n geschlossen ist. Bringt man in die T überfangende Glasglocke G etwas Leuchtgas, so zeigt n einen Überdruck in der Tonzelle wie bekannt an. Die gleiche Erscheinung erhält man nun ebenfalls, wenn auch nicht in so starkem Maße, wenn man die Tonzelle ersetzt durch einen Metallzylinder A , auf dessen präzis gearbeiteten oberen Rand der Metalldeckel B gesetzt ist. Füllt man die A überfangende Glasglocke G' mit Leuchtgas, so dringen die leichten Gase durch den sehr feinen Spalt zwischen A und B ein und verursachen einen Ausschlag an dem Manometer n' . Der Ausschlag bleibt aus, wenn man den Spalt verbreitert, indem man z. B. ein dünnes Blättchen Papier zwischen A und B legt und den Versuch wiederholt, weil nach Gleichung (10) das Gleichgewicht zwischen den Totaldrücken nur bei sehr kleinem Radius, resp. sehr enger Spaltöffnung gestört ist.

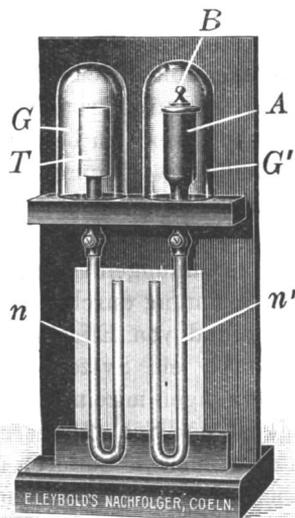


Fig. 3.

Die Voraussetzung, daß die Strömung durch eine Tonzelle gleichwertig sei der Strömung durch ein System von Kapillaren, trifft nicht streng zu. Im hiesigen technisch-physikalischen Institut haben die Herren Albert Mössner † und Friedrich Böhmel die Strömung von Sauerstoff und von Wasserstoff durch eine Tonzelle untersucht. Es zeigte sich, daß die durchströmenden Mengen nicht proportional sind der Druckdifferenz zu beiden Seiten der Tonzelle, was bei einfacher Reibungsströmung nach Gleichung (9) für $\Delta P = 0$ zu erwarten gewesen wäre. Die Abweichungen von der Proportionalität, entsprachen den von Knudsen¹⁾ bei der Effusion durch enge Öffnungen angestellten Beobachtungen. Daraus folgt, daß die Strömung durch eine Tonzelle ein Gemisch von Reibungsströmung und von Effusion ist und gleichwertig ist der Strömung durch ein System von Hohlräumen, die durch kurze kleine Öffnungen miteinander verbunden sind. Wenn auch die oben gegebenen Schlußfolgerungen über die Natur der Atmolyse durch eine Tonzelle dadurch nicht beeinflußt werden, so müßten doch bei einer genauen numerischen Behandlung die besonderen Strömungsgesetze durch eine Tonzelle berücksichtigt werden. Leider ist durch den Ausbruch des Krieges die Fortsetzung der genannten Untersuchung verhindert. Hr. Albert Mössner fand den Heldentod am 19. August 1914 in einem Gefecht bei Tagsdorf.

Ist $(P_1 + P_2)/2$ sehr klein, so zeigt Gleichung (10), daß im Vakuum, auch wenn r groß ist, d. h. bei gewöhnlichen Leitungsröhren dieselben Verhältnisse bezüglich der Transpiration und Atmolyse bestehen müssen, wie sie in höheren Drucken bei porösen Membranen beobachtet werden. Verschwindet dann das η enthaltende Glied, und vernachlässigen wir den Diffusionsgegendruck ΔP und den kleineren Druck P_2 , so können wir Gleichung (11) und (12) in die Form bringen:

$$\frac{p_2}{p_1} = e^{\frac{rP}{1520D\vartheta}} = 1 + \frac{rP}{1520D\vartheta} + \dots$$

Für Quecksilberdampf von 18° ist $\vartheta = 4,2 \cdot 10^{-5}$ und $P = 0,001$ mm. Für die Diffusionskonstante von Quecksilberdampf gegen Luft geben uns die obigen Messungen für 18° den Wert $D = 0.12$. Setzen wir diese Werte ein und berück-

1) M. Knudsen, Ann. d. Phys. 28. p. 999. 1909.

sichtigen wir nur das erste Glied der Reihe, so erhalten wir die Gleichung:

$$(13) \quad \frac{p_2}{p_1} = 1 + 0,13 \cdot r \cdot$$

Ist z. B. ein MacLeod durch ein Rohr von dem Radius $r = 0,4$ cm verbunden mit einem in flüssiger Luft befindlichen Absorptionsgefäß, so ist der Partialdruck p_2 der Luft in dem an das Kühlgefäß angeschlossenen Rezipienten nach Gleichung (13) um rund 5% größer als der Partialdruck p_1 der Luft in dem MacLeod.

Ersetzen wir das MacLeod durch eine Quecksilberluftpumpe, so ist ebenfalls der Partialdruck der Luft in dem Rezipienten um 5% größer als in dem Toricellischen Vakuum der Quecksilberlumpe.

Bei Wasserstoff ist der Unterschied viermal so klein. Ist z. B. der Partialdruck des Wasserstoffes in der Quecksilberluftpumpe 0,00001 mm, so ist der Partialdruck im Rezipienten gleich 0,0000101 mm. Der Totaldruck in der Pumpe ist um den Partialdruck des Quecksilberdampfes vermehrt, ist also $p = 0,00101$ mm. Im Rezipienten können wir den Sättigungsdruck des Quecksilberdampfes bei -180° gegenüber diesen Zahlen vernachlässigen. Der Totaldruck in dem Rezipienten ist gleich dem Partialdruck des Wasserstoffes, also $p = 0,0000101$ mm. Der Totaldruck in der Pumpe ist somit 100 mal so groß als wie der Totaldruck in dem daran angeschlossenen Rezipienten.

Damit ist gezeigt, daß man auch dann mit einer Quecksilberluftpumpe Vakua erzeugen und mit dem MacLeod Drucke messen kann, wenn der Totaldruck in dem evakuierten Raum bedeutend kleiner ist als die Spannkraft des Quecksilberdampfes. Es ist nicht zulässig aus Gleichung (3) Schlüsse auf die mit Quecksilberluftpumpen erzielbaren Minimaldrucke zu ziehen. Die oben zitierte Behauptung aus dem Lehrbuch von Müller-Pouillet ist hiermit widerlegt.

4. Praktische Anwendung der Diffusion zur Erzeugung einer mechanischen Saugwirkung.

Die Ausführungen im letzten Abschnitt zeigen, daß bei der Diffusion der Gase und Dämpfe die Totaldrucke an beiden Enden der Diffusionsröhre nicht notwendig gleich sein müssen. Nach

Gleichung (10) sind die Totaldrucke um so mehr verschieden, je kleiner die Drucke an sich sind und je kleiner der Radius der Röhre ist. Bei Hochvakuumumpfen werden diese Diffusionsvorgänge von praktischer Bedeutung, weil dieselben es ermöglichen einen Gleichgewichtszustand zwischen den Drucken im Rezipienten und der Pumpe herbeizuführen, bei welchem der Totaldruck in dem Rezipienten um das Vielfache kleiner ist als in der Pumpe. Einen Schritt weiter bedeutet es, wenn wir die Diffusion der Gase so wirken lassen, daß nicht nur die Totaldrucke sondern auch die Partialdrucke kleiner sind als in der Luftpumpe, und somit als letzte Konsequenz die Luftpumpe überhaupt überflüssig wird.

Um das hier gegebene Problem behandeln zu können, berechnen wir die Diffusion unter der Voraussetzung, daß nicht nur der Dampf, sondern auch das Gas durch die Kapillare strömt. Der größeren Einfachheit und besseren Übersichtlichkeit wegen wollen wir annehmen, daß der Radius r der Kapillare so eng sei, daß wir in Gleichung (9) das Glied mit der vierten Potenz von r gegenüber dem Glied mit der dritten Potenz von r vernachlässigen können. Ferner sei angenommen, daß auf der einen Seite der Kapillare der Dampfdruck gleich P_1 , der Gasdruck dagegen dauernd gleich Null sei, indem die etwa eintretende Luft durch einen kräftigen, luftfreien Dampfstrom fortgerissen wird. Auf der anderen Seite der Kapillare sei in dem angeschlossenen Gefäß der Gasdruck p_2 und der Dampfdruck sei $P_2 = 0$, indem der Dampf durch eine energisch wirkende Kühlvorlage kondensiert wird. Schließlich sei p_2 klein gegenüber P_1 , so daß bei der Bewegung des Dampfes der durch die Luft verursachte Diffusionsgegendruck ΔP vernachlässigt werden kann, während umgekehrt bei der Bewegung der Luft der Diffusionsgegendruck im Dampfe wohl zu berücksichtigen ist. Unter diesen Voraussetzungen erhalten wir für die Menge g_1 der strömenden Luft

$$g_1 = \frac{M_1}{R T_1} \frac{\pi r^3}{2 \vartheta_1} (p_2 - \Delta P)$$

und für die Menge g_2 des strömenden Dampfes

$$g_2 = \frac{M_2}{R T_2} \frac{\pi r^3}{2 \vartheta_2} P_1.$$

Mit Gleichung (5) und (7) erhalten wir

$$g_1 = \frac{M_1}{R T_1 L} \frac{\pi r^3}{2 \vartheta_1} p_2 e^{-\frac{g_2 R T_2 L}{760 D_2 M_2}}$$

oder

$$(14) \quad g_1 = \frac{M_1}{R T_1 L} \frac{\pi r^3}{2 \vartheta_1} p_2 e^{-\frac{r P_1}{760 D^2 \vartheta_2}},$$

wenn wir $q = \pi r^3$ setzen. Bezeichnen wir das per Sekunde bei dem Druck p_2 einströmende Gasvolumen mit V , so daß die Beziehung besteht

$$g_1 = V p_2 \frac{M_1}{R T_1}$$

so ist bei n parallel geschalteten Röhren

$$V = \frac{n}{L} \frac{\pi r^3}{2 \vartheta_1} e^{-\frac{r P_1}{1520 D^2 \vartheta_2}}.$$

Ist r sehr klein, wie oben angenommen war, so vereinfacht sich dieser Ausdruck, indem das Exponentialglied gleich der Einheit wird, und man erhält

$$(15) \quad V = \frac{n}{L} \frac{\pi r^3}{2 \vartheta_1}.$$

Gleichung (15) sagt aus, daß per Sekunde ein Gasvolumen durch die Kapillaren strömt, das unabhängig ist vom Gasdruck p_2 selbst. Somit wird der Gasdruck p_2 in dem angeschlossenen Gefäß in jeder Sekunde um den gleichen Bruchteil herabgesetzt. Diese Vorrichtung wirkt somit analog einer Luftpumpe, so daß wir die Größe V als die Sauggeschwindigkeit der „Diffusionsluftpumpe“ bezeichnen können.

Um die aus Gleichung (15) zu ziehenden Folgerungen praktisch prüfen zu können, verwendete ich eine Tonzelle, welche von Wasserdampf bei Atmosphärendruck umspült wurde. P_1 war somit 740 mm. Die Versuchsanordnung zeigt Fig. 4. Im Gefäß A wird Wasserdampf erzeugt und in die Glocke B geleitet. Unter der Glocke befindet sich eine Tonzelle C , welche durch den Kühler D abgeschlossen ist. a und b sind die Zu- und Abflußöffnungen des Kühlers für kaltes Wasser. Die Röhre d führt zu dem Zwischenraum zwischen Kühler und Tonzelle und ermöglicht den Abfluß des am Kühler konden-

sierten Wassers in das Gefäß *E*. Das Ansatzrohr an dem Gefäß *E* ist durch das Quecksilber *Q* abgeschlossen. Der Dampf umspült den Tonzylinder *C* und tritt bei *c* aus der Glocke *B* an die freie Atmosphäre. Ein Teil des Dampfes diffundiert durch die Poren des Tonzylinders und kondensiert am Kühler *D*. Damit die Poren des Tonzylinders sich nicht

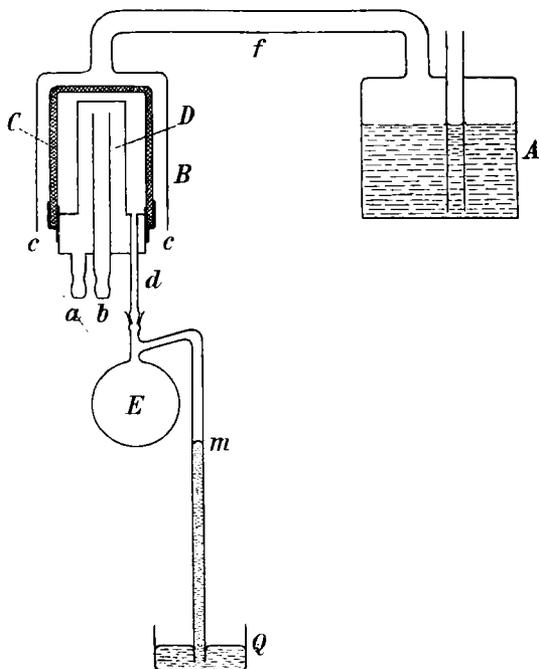


Fig. 4.

mit Kondenswasser verstopfen, wird der Dampf durch einen bei *f* befindlichen Brenner überhitzt. Gleichzeitig diffundiert die im Tonzylinder enthaltene Luft in entgegengesetzter Richtung wie der Dampf durch Poren der Tonzelle in den luftfreien Dampfraum der Glocke *B* und wird durch den strömenden Dampf an die Atmosphäre gespült. Entsprechend (Gleichung (15)) wirkt diese Vorrichtung als Pumpe und das Quecksilber bei *Q* steigt langsam bis nahezu Barometerhöhe nach *m*. Die Differenz des Standes von *m* über *Q* und des

Barometerstandes war gleich der 15 mm betragenden Spannkraft des Wasserdampfes bei der Temperatur des Kühlwassers in *D*. Dieser Versuch zeigt zum erstenmal, daß man ohne Bewegung von festen oder flüssigen Kolben nur durch Diffusion der Dämpfe und Gase eine kontinuierliche Saugwirkung erhalten kann.

Kombiniert man die Tonzelle mit einer Wasserstrahlpumpe und friert man die diffundierenden Wasserdämpfe bei -80° (Kohlensäure-Äthermischung) aus, so erhält man niedrigere Drucke, als wie die Wasserstrahlpumpe allein zu geben

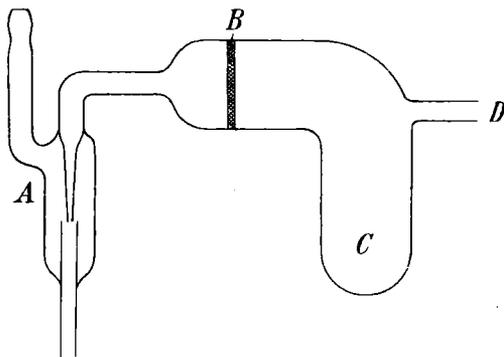


Fig. 5.

imstande ist. *A* in Fig. 5 ist die Wasserstrahlpumpe. *B* ist die eingekittete Tonwand, *C* ist auf -80° gekühlt, *D* führt zum Manometer. Während der Druck bei *A* 15 mm war, zeigte das an *D* angeschlossene Manometer 1 mm. Daraus folgt, daß der bei *A* gemessene Druck zusammengesetzt war aus 14 mm Wasserdampfdruck und 1 mm Gas (Luft). Bei diesem Versuch ist die Voraussetzung, daß die Verbindungsröhre, in welcher der Dampf von *A* nach *C* strömt, so weit ist, daß der strömende Dampf kein merkliches Druckgefälle in der Luft erzeugt.

Will man noch höhere Vakua als 1 mm erhalten, so muß die Luft von 1 mm Partialdruck durch einen Dampfstrom nach der Wasserstrahlpumpe *A* zurückgetrieben werden. In Fig. 6 ist *A* die Wasserstrahlpumpe. Der bei *a* zugeleitete, luftfreie Dampf strömt zum Teil bei *b* wieder aus, zum Teil tritt er durch die Düse *B* in den evakuierten Apparat

ein und spült in Form eines energischen Dampfstrahles alle Gase zu der als Einspritzkondensator wirkenden Wasserstrahlpumpe *A*. Infolgedessen ist der Raum *C* mit luftfreiem Dampf von ca. 10 mm Druck angefüllt. Aus dem Raum *E* und der an die Röhre *F* angeschlossenen Röntgenröhre können die letzten Luftreste durch das Diaphragma *D* in dem Raum *C* diffundieren. Die in entgegengesetzter Richtung durch *D* diffundierenden Wasserdämpfe werden bei *E* ausgefroren, indem das Ansatzrohr *E* in eine Kohlensäure-Äther-Kältemischung eingetaucht ist. Die bei *F* aufgesetzte

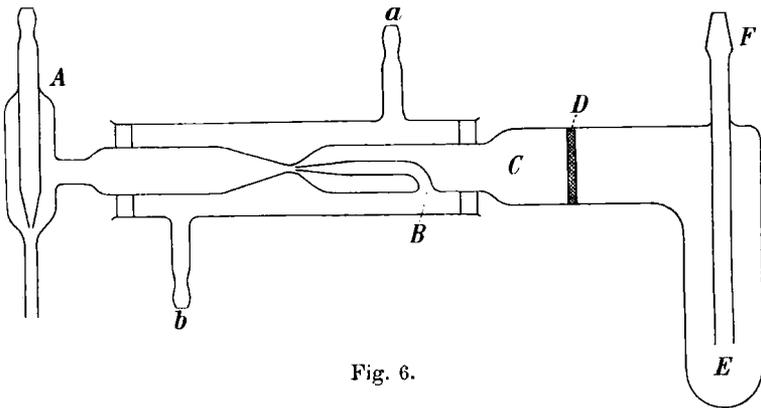


Fig. 6.

Röntgenröhre gab harte Röntgenstrahlen, nachdem die beschriebene Vorrichtung 2 Stunden in Tätigkeit war. Diese Vorrichtung ermöglicht es somit die einfache Wasserstrahlpumpe in eine Hochvakuumpumpe umzuwandeln. Statt der Wasserstrahlpumpe ist natürlich bei dieser Vorrichtung ebenso gut die Diffusionspumpe Fig. 4 verwendbar, so daß das hohe Vakuum allein durch Diffusion erzeugt werden kann.

Bei aller Einfachheit haben diese Pumpen einen großen Fehler, nämlich die sehr langsame Sauggeschwindigkeit. Aus Gleichung (15) erkennen wir, daß die Sauggeschwindigkeit F vergrößert werden kann entweder durch Vergrößerung von n , oder durch Verkleinerung von L . Einer Vergrößerung von n entspricht eine Vergrößerung der Oberfläche des Diaphragmas. resp. der Anzahl der Tonzylinder. Einer Verkleinerung von L entspricht eine geringere Wanddicke des Diaphragmas. Kon-

vergiert L gegen O , so wächst V bis ∞ . Dies etwas unwahrscheinliche Resultat läßt schon erkennen, daß die Gleichung (15) für sehr kleine L offenbar keine Gültigkeit mehr hat. Die hydrodynamische Berechnungsweise versagt für diesen praktisch sehr wichtigen Fall und wir wollen deshalb die Bewegung der Moleküle durch eine enge Öffnung rechnerisch verfolgen.

5. Theorie der Gegenströmung von Gas und Dampf durch eine enge Öffnung.

In Fig. 7 sei A eine Wand mit der kreisrunden Öffnung q . Der Raum B auf der einen Seite von A enthalte luftfreien Dampf. Der Raum C auf der anderen Seite von A enthalte

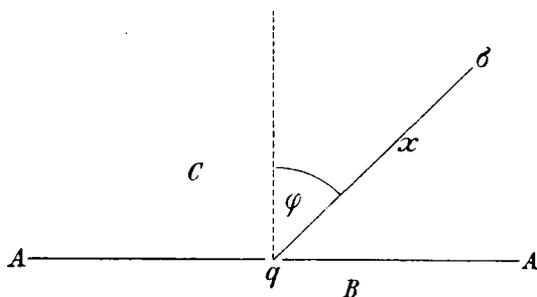


Fig. 7.

ein Gas in geringer Verdünnung. Der bei q ausströmende Dampf werde in das Unendliche oder auf eine auf sehr niedriger Temperatur gehaltene Wand geleitet, so daß außer den von q ausschließenden Molekülen keine Dampfmoleküle im Raum C sich bewegen. Die Zahl der bei q per Sekunde aus tretenden oder eintretenden Moleküle ist dann¹⁾

$$(16) \quad Z = \frac{1}{4} q N \Omega,$$

wenn N die Anzahl der Moleküle per Kubikzentimeter und Ω die mittlere Molekulargeschwindigkeit ist. Auf ein im Abstand x von q befindliches, senkrecht auf x stehendes Flächenelement σ mit den Ordinaten x und φ treffen per Sekunde

$$(17) \quad dZ = q N \Omega \frac{\sigma}{4 \pi x^2} \cos \varphi$$

1) M. Knudsen, Ann. d. Phys. 28. p. 999. 1909.

Moleküle auf. Die Molekülzahl per Kubikzentimeter $N_{(x\varphi)}$ bei σ ist, wenn d der Durchmesser der Öffnung q ist

$$(18) \quad N_{(x\varphi)} = \frac{dZ}{\sigma\Omega} = \frac{d^2 N \cos \varphi}{16 x^2}$$

und die mittlere Dichte $N_{(x)}$ der Moleküle auf der q umgebenden Halbkugel von der Oberfläche $2\pi x^2$ ist mit Gleichung (16)

$$(19) \quad N_{(x)} = \frac{Z}{2\pi x^2 \Omega} = \frac{Nd^2}{32 x^2}.$$

Wir setzen zur Vereinfachung voraus, daß nicht nur in großer Entfernung, sondern auch in der Nähe von q die Moleküle sich auf strahlenförmigen Bahnen wie von einem Punkt aus bewegen und nehmen zu dem Zwecke an, daß die Moleküle senkrecht von einer Halbkugelfläche mit dem Radius x_0 ausgehen, auf welcher die Konzentration der Dampfmoleküle $N_{(x_0)}$ gleich N ist, d. i. ebenso groß wie im Raume B . Aus dieser Bedingung und der Gleichung (19) folgt für den Kugelradius der Austrittsfläche

$$(20) \quad x_0 = \frac{d}{4\sqrt{2}}.$$

Ist λ die freie Weglänge der Gasmoleküle bei den gegenseitigen Zusammenstößen der Gas- und Dampfmoleküle, so ist die Zahl dZ' der von σ auf die Durchtrittsfläche mit dem Kugelradius x_0 fliegenden Gasmoleküle

$$(21) \quad dZ' = q N' \Omega' \frac{\sigma}{4\pi x^2} \cos \varphi e^{-\int_{x_0}^x \frac{dx}{\lambda_{(x\varphi)}}},$$

wenn N' und Ω' die Konzentration und Molekulargeschwindigkeit der Gasmoleküle bei σ sind. Die freie Weglänge $\lambda_{(x\varphi)}$ können wir umgekehrt proportional der Konzentration $N_{(x\varphi)}$ der Dampfmoleküle setzen, da der Gasdruck klein ist gegenüber dem Dampfdruck. Mit Gleichung (18) ist dann

$$\lambda_{(x\varphi)} = \lambda \frac{N}{N_{(x\varphi)}} = \frac{16 \lambda x^2}{d^2 \cos \varphi}.$$

Setzen wir diesen Wert in Gleichung (21) ein, so erhalten wir für die Gesamtzahl aller aus dem Unendlichen auf die Durchtrittsfläche treffenden Gasmoleküle

$$Z' = \int_0^{\pi/2} \frac{1}{2} q N' \Omega \cdot e^{-\frac{d}{4\sqrt{2}\lambda} \int_0^{\infty} \frac{d^2 \cos \varphi dx}{16 \lambda x^2}} \cdot \cos \varphi \sin \varphi d\varphi$$

und integriert

$$(22) \quad Z' = \frac{1}{4} q N' \Omega \left[\frac{16 \lambda^2}{d^2} - e^{-\frac{d}{2\sqrt{2}\lambda} \left(\frac{4\sqrt{2}\lambda}{d} + \frac{16\lambda^2}{d^2} \right)} \right].$$

Ist N' klein und λ groß, was den praktisch vorkommenden Fällen entspricht, so gibt Gleichung (22) den Strömungsvorgang in genügender Vollkommenheit. Berücksichtigen wir, daß nach Maxwell

$$\rho = \sqrt{\frac{8}{\pi \rho_0}},$$

wenn ρ_0 die Dichtigkeit bei dem Druck 1 Dyne per Quadratzentimeter ist, und führen wir zur Abkürzung ein

$$(23) \quad \alpha = \frac{16 \lambda^2}{d^2} - e^{-\frac{d}{2\sqrt{2}\lambda} \left(\frac{4\sqrt{2}\lambda}{d} + \frac{16 \lambda^2}{d^2} \right)},$$

so ist das bei q per Sekunde nach B eintretende Gasvolum V gegeben durch

$$(24) \quad V = \frac{Z'}{N'} = \alpha \frac{q}{\sqrt{2\pi \rho_0}}.$$

Ist die freie Weglänge sehr groß im Vergleich zum Durchmesser, so wird $\alpha = 1$ und Gleichung (24) geht in den von Knudsen¹⁾ angegebenen Ausdruck über.

Wir haben hier angenommen, daß der Raum B vollständig gasfrei sei. Stellen wir den gasfreien Dampfraum durch Sieden einer Flüssigkeit mit Rückflußkühler her, so ist nach Gleichung (11) und (12) stets noch eine bestimmte, wenn auch sehr kleine Gasmenge mit dem Partialdruck p_1 im Dampfraum vorhanden, wenn der Gasdruck im Rückflußkühler p_2 ist. Das im Raum B unter dem Partialdruck p_1 befindliche Gas strömt in gleicher Richtung wie der Dampf durch die Öffnung q nach C , so daß wir den Einfluß der Zusammenstöße mit

1) M. Knudsen, l. c.

den Molekülen des Dampfes bei diesem Korrektionsglied vernachlässigen können. Das durch q strömende Volumen gibt in diesem Falle Gleichung (24) für $\alpha = 1$, so daß die durch q von B nach C strömende Gasmenge bei Beachtung von Gleichung (11) ist

$$(25) \quad p_1 V' = p_1 \frac{q}{\sqrt{2\pi} \varrho_0} = \beta p_2 \frac{q}{\sqrt{2\pi} \varrho_0},$$

während die von C nach B durch q strömende Gasmenge, wenn p der Druck des Gases in dem Raume C ist, nach Gleichung (24) gegeben ist durch

$$(26) \quad p V = p \alpha \frac{q}{\sqrt{2\pi} \varrho_0}.$$

Die von C nach B strömende Gasmenge ist gleich der Differenz der Gasmengen $p_1 V'$ und $p V$. Setzt man

$$S = \frac{p V - p_1 V'}{p},$$

so ist S die tatsächlich vorhandene Sauggeschwindigkeit. Mit Gleichung (25) und (26) ist

$$(27) \quad S = \frac{q}{\sqrt{2\pi} \varrho_0} \left(\alpha - \frac{p_2}{p} \beta \right).$$

Wird an der Öffnung q die Luft nicht vollkommen weggespült, sondern nimmt der strömende Dampf nur den Anteil k der bei q befindlichen Luft mit, so ist die Sauggeschwindigkeit

$$(28) \quad S = \frac{q}{\sqrt{2\pi} \varrho_0} \left(k \alpha - \frac{p_2}{p} \beta \right).$$

Die Koeffizienten α und β sind durch die Gleichungen (23) und (12) bestimmt.

Der Wert für die in den Gleichungen verwendeten freien Weglänge der Moleküle ist verschieden von dem üblichen Wert, weil es ja nur auf die freie Weglänge ankommt, welche zwei in genau entgegengesetzter Richtung sich bewegende Molekülschwärme haben. Strömt Luft gegen Quecksilberdampf und ist Ω_1 die Geschwindigkeit der Luftmoleküle, Ω_2 die der Quecksilbermoleküle, N_2 die Anzahl Quecksilbermoleküle per Kubik-

zentimeter, und die gemeinsame Wirkungssphäre nach Stephan $(\sigma_1 + \sigma_2)/2$, wenn σ_1 die Wirkungssphäre des Luftmoleküls, σ_2 die des Quecksilbermoleküls ist, so ist die Anzahl Quecksilbermoleküle, welche in dem zylindrischen, von der gemeinsamen Wirkungssphäre per Sekunde durchlaufenen Raum sich befinden

$$N_2 \pi \left(\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \right)^2 (\Omega_1 + \Omega_2)$$

und die freie Weglänge der Luftmoleküle in dem Quecksilberdampf

$$\lambda = \frac{4}{N_2 \pi (\sigma_1 + \sigma_2)^2} \frac{\Omega_1}{\Omega_1 + \Omega_2}.$$

Bezeichnen wir in Luft resp. Quecksilberdampf die innere Reibung mit η_1 resp. η_2 , die Dichtigkeit mit ρ_1 resp. ρ_2 , das Molekulargewicht mit M_1 resp. M_2 und beachten wir das nach Maxwell, wenn wir die Indizes weglassen,

$$\eta = \frac{0,3097}{\sqrt{2}} \frac{\rho \Omega}{N \pi \sigma^2},$$

so erhalten wir für die freie Weglänge der Luftmoleküle zwischen den Quecksilbermolekülen die Beziehung

$$(29) \quad \lambda = \frac{4\sqrt{2}}{0,31} \frac{\eta_2}{\rho_2 (\Omega_1 + \Omega_2)} \frac{\Omega_1}{\Omega_2} \frac{1}{\left(1 + \sqrt{\frac{M_1 \eta_2 \Omega_1}{M_2 \eta_1 \Omega_2}} \right)^2}.$$

Wir setzen für Luft von Zimmertemperatur $\eta_1 = 0,00019$ und $\Omega_1 = 46700$ und für Quecksilberdampf von 100°C . $\eta_2 = 0,00027$ und $\Omega_2 = 19800$. Wegen der geringen Zahl der Zusammenstöße bleiben die Molekulargeschwindigkeiten auf der ganzen in Betracht kommenden Flugstrecke erhalten, d. h. es gibt beim Ausströmen im hohen Vakuum keine adiabatische Abkühlung. Durch Einsetzen dieser Zahlenwerte in Gleichung (29) erhalten wir $\lambda = 0,023 \text{ cm}$ bei $0,3 \text{ mm}$ Druck.

Die Funktion α ist durch Fig. 8 graphisch dargestellt, indem als Abszissen der Quotient λ/d , als Ordinate α aufgetragen ist. Beim Werte 0 beginnend steigt α mit wachsendem λ/d und nähert sich asymptotisch dem Grenzwert $\alpha = 1$ für $\lambda/d = \infty$. Fig. 9 gibt den Verlauf der Funktion β , mit β

als Ordinate und dem in Millimeter angegebenen Dampfdruck P des Quecksilberdampfes als Abszisse, indem in Gleichung (12) entsprechend den Verhältnissen bei den ausgeführten Pumpen

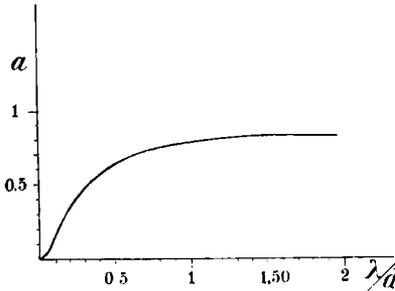


Fig. 8.

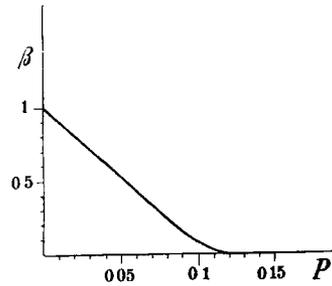


Fig. 9.

$r = 1$ cm, $\eta = 0,00027$, $D = 0,21$ (bei 110° , $p_2 = 0,1$ mm und $\vartheta = 5,6 \cdot 10^{-5}$ gesetzt ist, unter der Annahme, daß die Reflexionsgesetze¹⁾ an der Gashaut für Quecksilber die gleichen sind wie für Wasserstoff. Bei steigendem Dampfdruck sinkt β vom Werte 1 herab bis zum Werte 0 für $P = \infty$. Von dem Drucke $P = 0,12$ an sinkt β auf verschwindend kleine Werte. Fig. 10 gibt die nach Gleichung (27) berechneten Werte

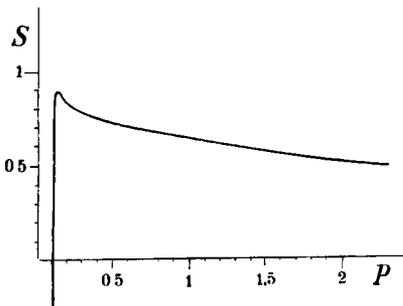


Fig. 10.

bei einer kreisrunden Öffnung q vom Durchmesser $0,1$ mm und für $p = 0,01$ mm, indem als Ordinate die Sauggeschwindigkeit S und als Abszisse der Quecksilberdampfdruck P aufgetragen ist. Die Sauggeschwindigkeit ist ein Maximum, wenn der Dampfdruck den Vorvakuumdruck nur wenig übersteigt. Ist der Dampfdruck gleich oder kleiner, so dringt Luft aus dem Vorvakuum zurück, wir erhalten eine negative Sauggeschwindigkeit, die Kurve fällt rasch unter die Nulllinie. Bei zunehmendem Dampfdruck nimmt die Sauggeschwindigkeit eben-

dringt Luft aus dem Vorvakuum zurück, wir erhalten eine negative Sauggeschwindigkeit, die Kurve fällt rasch unter die Nulllinie. Bei zunehmendem Dampfdruck nimmt die Sauggeschwindigkeit eben-

1) W. Gaede, Ann. d. Phys. 41. p. 289. 1913.

falls langsam ab, weil mit wachsendem Druck λ/d und somit auch α kleiner wird. Man erhält die beste Saugwirkung, wenn die lineare Abmessung der Öffnung q von der Größenordnung der freien Weglänge der Moleküle ist.

6. Konstruktion und Leistung der Diffusionsluftpumpe.

Bei der praktischen Ausführung der Diffusionspumpe wurde der theoretischen Forderung, daß der Querschnitt q der Diffusionsöffnung möglichst groß und das Verhältnis d/λ möglichst klein sein soll, in der Weise genügt, daß nicht eine kreisrunde Öffnung, sondern ein schmaler Spalt verwendet wurde. Außerdem wurde als verdampfende Flüssigkeit Quecksilber genommen, weil die Spannkraft des Quecksilberdampfes bei Zimmertemperatur einen sehr kleinen Wert besitzt.

Fig. 11 läßt die Teile der Diffusionspumpe erkennen. Das Quecksilber Q wird durch den Brenner F erhitzt. Der Quecksilberdampf in A strömt in der Pfeilrichtung durch den Stahlzylinder b und das Rohr a nach dem Rückflußkühler c . Das Kühlwasser wird bei m zugeleitet, bei n abgeführt. Die kondensierten Quecksilbertropfen fließen nach Q zurück. Der Stahlzylinder b ist in die mit Quecksilber gefüllte Rinne d eingesetzt. Dadurch ist der Raum A von dem Raum B abgeschlossen.

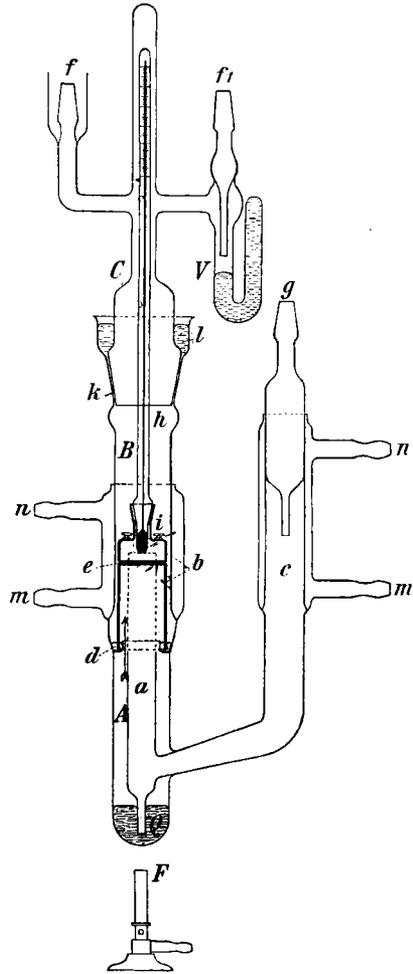


Fig. 11.

Eine Kommunikation zwischen *A* und *B* besteht nur durch den Spalt *e* in dem Stahlzylinder *b*. Der Dampf strömt durch den Spalt aus dem Raum *A* in den Raum *B* und wird an der wassergekühlten Wand im Raum *B* kondensiert. Das kondensierte Quecksilber fließt in die Quecksilberrinne *d* und läuft über *d* nach *Q* zurück. Die in dem Raum *B* befindliche Luft

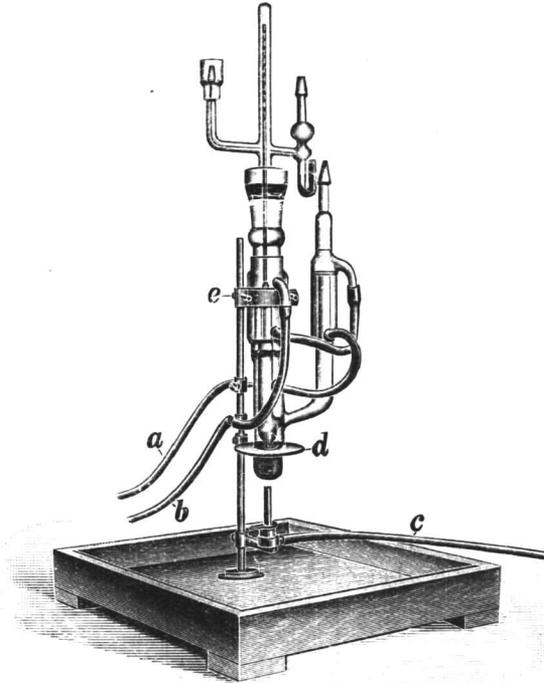


Fig. 12.

strömt in entgegengesetzter Richtung wie der Quecksilberdampf durch den Spalt *e* und wird von dem in der Pfeilrichtung strömenden Dampf durch das Rohr *a* und den Rückflußkühler *c* hindurch der bei *g* angeschlossenen Vorvakuumpumpe zugeführt. Auf diese Weise entsteht in dem Raume *B* und in dem bei *f* angeschlossenen Rezipienten eine Luftleere.

Da die Theorie gezeigt hat, daß die Saugwirkung bei einem bestimmten Dampfdruck des Quecksilbers ein Optimum ist (Fig. 10) ist an der Diffusionspumpe das Thermometer *h* an-

gebracht, dessen Kugel an dem oberen, offenen Ende der Röhre a sich befindet. Die Pumpe wird in Betrieb gesetzt, indem man den Spalt auf eine bestimmte Weite einstellt. Man legt ein Stahlplättchen passender Dicke, z. B. 0,04 mm Dicke, zwischen die Spaltränder und zieht dann die Schrauben i an. Am besten verwendet man zwei Spalten von je 0,04 mm Weite. Man gießt den Apparat bei d und Q mit Quecksilber auf und setzt dann den Zylinder b in die Rinne d , steckt das Thermometer h in den oberen, in b befindlichen Schliff, setzt dann den oberen Teil C der Pumpe auf den Schliff k und gießt dann bei l Quecksilber zur Abdichtung des Schliffes ein. Die Pumpe ist, wie Fig. 12 zeigt, betriebsfertig montiert, wenn man noch den Wasserzufluß a , den Abfluß b und den Gas Schlauch c anschließt, den Schutzring d etwa 1 cm unterhalb der Quecksilberoberfläche einstellt und den Glasapparat mit dem Ring e an dem Stativ befestigt.¹⁾

Da der Hauptvorzug der Pumpe darin besteht, ohne mechanische Bewegung zu arbeiten, empfiehlt es sich (z. B. zur Entfernung der letzten Gasreste aus einer Apparatur mit Hilfe der Diffusionspumpe) die durch die mechanische Vorpumpe gegebene Komplikation während des Betriebes auszuschalten und die abgesogenen Gase sich in einem Vorrückraumreservoir c ansammeln zu lassen, wie Fig. 13 zeigt. Als Beispiel eines zu evakuierenden Apparates ist die Röhre a genommen. Bei b wird die Vorpumpe angeschlossen. V ist das Manometerventil, welches ich zum ersten Male bei meiner rotierenden Quecksilberluftpumpe angegeben und eingeführt habe und welches eine direkte Verbindung von a und c bewirkt, so lange der Vorrückraumdruck noch groß ist. Ist beim Vorpumpen der Druck in c genügend herabgesetzt, dann schließt sich das Quecksilberventil und man kann die Hähne bei b schließen und die Vorpumpe abstellen. e ist ein Gefäß, das zur Trockenhaltung des Vorrückraums mit Phosphorpentoxyd gefüllt wird. Zur Verbindung von c und g verwendet man entweder einen Gummischlauch, wie in Fig. 13, oder besser eine mit Siegellack eingekittete Glasröhre, wenn die Apparatur sehr lange dicht halten soll, z. B. bei Verwendung von Edelgasen.

1) Die Firma E. Leybolds Nachfolger in Cöln hat allein das Herstellungs- und Verkaufsrecht der Diffusionsluftpumpe D.R.P. angemeldet.

Will man die Wirkung der Pumpe einem großen Hörerkreis demonstrieren, so empfiehlt es sich noch einen Hahn *h* (Fig. 13) anzubringen und diesen durch einen Gummischlauch mit *g* zu verbinden. Bei geöffnetem Hahn ist in der Röhre *a* der Druck nahezu gleich dem Druck im Vorvakuum (0,1—0,3 mm Hg). Schließt man den Hahn *h*, so erkennt man

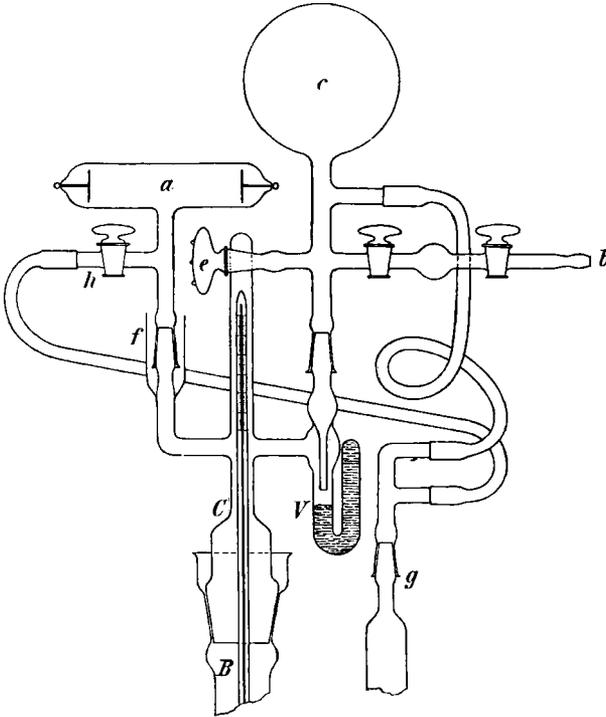


Fig. 13.

an den bekannten Änderungen im Aussehen der Entladung, wie rasch die Diffusionspumpe die Röhre *a* evakuiert. Für wissenschaftliche Untersuchungen ist es dagegen besser, den Hahn *h* fortzulassen und konsequent alle Fetthähne und Fettschliffe zu vermeiden, was die Pumpe leicht ermöglicht. Alle Hochvakuumschliffe der Pumpe sind mit Quecksilber abgedichtet. Diese Quecksilberabschlüsse halten sehr gut dicht, wenn man nur darauf achtet, daß das Glas und das Quecksilber gut rein, or allem fettfrei ist.

Um die Saugleistung der Pumpe zu prüfen, wurde an dem Schliff f (Fig. 11 u. 13) ein 3,5 l fassender Rezipient und ein Mac Leodsches Manometer angeschlossen und durch Öffnen eines Hahnes die Verbindung zwischen Pumpe und Rezipient für eine bestimmte Zeit hergestellt, in welcher der Druck etwa auf die Hälfte abnahm. Aus der Beobachtung wurde die Sauggeschwindigkeit S nach der Gleichung

$$S = \frac{V}{t} \operatorname{lgnat} \frac{p_1}{p_2}$$

ermittelt¹⁾, wie bei der Molekularluftpumpe. Alle Beobachtungen wurden mit Luft durchgeführt, das Vorvakuum betrug 0,1 mm und wurde mit der Kapselluftpumpe, welche die Firma E. Leybolds Nachf. in Köln nach meiner Angabe verfertigt, erzeugt. Die Tab. V gibt die Resultate, welche mit einem Spalt von 0,12 mm Breite (es waren 3 Plättchen von je 0,04 mm Dicke eingelegt) bei verschiedenen Temperaturen erhalten wurden. T ist die Temperatur des Quecksilberdampfes und P der zugehörige Druck in Millimeter Quecksilbersäule. S ist die Sauggeschwindigkeit, beobachtet bei einem mittleren Druck $p = 0,01$ mm. Man sieht, daß die Sauggeschwindigkeit bei $T = 99^\circ$ ein Maximum hat.

Tabelle V.

T	P	S	T	P	S
90°	0,165	13,4	118,5°	0,72	51
94°	0,20	60	127,5°	1,10	38
97°	0,24	70	134°	1,51	23
99°	0,27	80	139°	1,84	15
113°	0,55	62	143,5°	2,2	11

Die Tab. VI, VII, VIII geben die Abhängigkeit der Sauggeschwindigkeit S von der Höhe des erzeugten Vakuums, also vom mittleren Druck p , bei welchem S beobachtet wurde. Bei den Beobachtungen in Tab. VI wurden zwei Spalte von je 0,12 mm Breite verwendet und die Temperatur war 106°. Tab. VII gibt die Beobachtung mit zwei Spalten von je 0,04 mm Breite und bei einer Temperatur von 103°. Tab. VIII mit einem Spalt von 0,04 mm Breite bei der Temperatur 110°.

1) W. Gaede, Ann. der Phys. 41. p. 365. 1913.

Tabelle VI.		Tabelle VII.		Tabelle VIII.	
2 Spalte 0,12 mm		2 Spalte 0,04 mm		1 Spalt 0,04 mm	
p	S	p	S	p	S
0,025	77	0,025	66	0,07	52
0,009	72	0,008	65	0,028	48
0,0025	67	0,0025	65	0,012	44
0,0008	72	0,0009	64	0,006	40
0,0002	73	0,0003	61	0,003	41
0,00006	70	0,0001	63	0,0015	38
		0,00003	70	0,0007	42
		0,00001	63	0,0004	41
				0,00017	53
				0,00007	40

Diese Tabellen zeigen das auffallende Resultat, daß die Sauggeschwindigkeit auch im höchsten Vakuum immer noch denselben Wert behält, was bisher noch bei keiner Pumpe beobachtet wurde. Die von mir angegebene rotierende Quecksilberluftpumpe hat bei $p = 10$ mm eine Sauggeschwindigkeit $S = 140$ ccm pro Sekunde und dieser Wert nimmt mit fortschreitendem Vakuum ab und konvergiert bei $p = 0,00001$ mm gegen $S = 0$. Die mittlere Sauggeschwindigkeit der rotierenden Quecksilberluftpumpe und der Diffusionsluftpumpe sind für Luft von gleicher Größenordnung. Die Molekularluftpumpe und alle übrigen Pumpen zeigen ebenfalls eine Abnahme von S bei abnehmendem p . Die beobachtete Unabhängigkeit der Werte S von p bei der Diffusionspumpe steht in guter Übereinstimmung mit der Theorie, indem in Gleichung (27) S unabhängig von p ist, wenn nur β genügend klein, d. h. nach Gleichung (12) P genügend groß ist. Es ist selbstverständlich, daß die Apparatur keine Undichtigkeiten enthalten darf, weil sonst das Grenzvakuum bald erreicht ist und der Druck nicht weiter erniedrigt wird, wenn die durch die Undichtigkeit einströmende Gasmenge gleich der abgesogenen ist. Das gleiche gilt, wenn Teile der Pumpe, vor allem das Quecksilber, noch nicht gasfrei sind. Es wurde deswegen vor den Messungen die Temperatur etwa 1 Stunde lang auf 130° gehalten, bis alle Teile der Pumpe ausreichend entgast waren. Entsprechend dem Umstand, daß S bei $0,00001$ mm Druck noch seinen vollen Wert hat, folgt, daß ein Grenzvakuum nicht beobachtet werden konnte. In verhältnismäßig kurzer Zeit war der 3,5-Liter-

rezipient so weit evakuiert, daß nicht nur kein Gasbläschen an der Kapillare des Mac Leodschen Manometers zu beobachten war, sondern daß das Quecksilber in Ermangelung von Luftresten die Kompressionskapillare so vollkommen ausfüllte, daß es beim Zurückfließenlassen in der Kompressionskapillare hängen blieb und sich erst plötzlich ablöste, wenn die Quecksilberkuppe in der kommunizierenden Röhre einige Zentimeter tiefer stand, als die Quecksilberkuppe, welche die Kapillare ausfüllte. Das Grenzvakuum ist somit unbestimmbar hoch.

Die Beobachtungen in Tab. V haben ein Maximum der Sauggeschwindigkeit beim Dampfdruck $P = 0,27$ erkennen lassen. Die Existenz eines Maximums der Sauggeschwindigkeit bei einem bestimmten Druck hatte auch die theoretische Behandlung der Saugwirkung durch eine kreisförmige Öffnung in Gleichung (27) ergeben. Die Übereinstimmung läßt sich graphisch veranschaulichen, auch ohne die Berechnung für eine spaltförmige Öffnung entsprechend der praktischen Anordnung bei der Pumpe neu durchführen zu müssen, wenn man dem Umstand, daß die Größe λ/d in Gleichung (23) beim Spalt in

verschiedenen Richtungen verschiedene Werte hat, von denen λ/h der kleinste ist, wenn h die Spaltbreite ist, dadurch Rechnung trägt, daß man als mittleren Wert $d = 0,036$, d. i. die dreifache Spaltbreite einsetzt. Der Querschnitt q ist bei der Spaltöffnung $h = 0,012$ cm gleich $q = 0,13$ qcm.

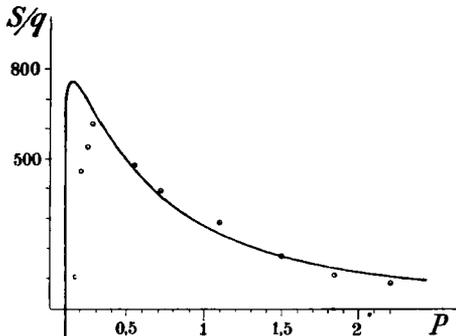


Fig. 14.

Setzen wir ferner in Gleichung (28) $h = 0,08$, so erhalten wir die Kurve Fig. 14. Die Abszissen geben die Dampfdrucke, die Ordinaten die Werte S/q , d. i. die Sauggeschwindigkeit pro Quadratcentimeter Öffnung. Die beobachteten Werte sind als Kreise eingetragen. Man sieht deutlich, daß die theoretisch geforderte Abhängigkeit der Sauggeschwindigkeit von dem Dampfdruck durch die Beobachtung bestätigt wird. Die günstigste Saug-

geschwindigkeit liegt bei den niedrigsten Drucken, bei welchen die Pumpe noch arbeitet. Das Zurücktreten der Luft aus dem Vorvakuum ist an der Fortsetzung der Kurve unter die Nulllinie, an der negativen Sauggeschwindigkeit erkennbar. Dieselbe konnte gut beobachtet, aber nicht gemessen werden, weil beim Unterschreiten einer gewissen Temperatur dieses Zurücktretens der Luft zu plötzlich erfolgte, wie auch aus der Steilheit der theoretischen Kurve hervorgeht. Bei steigendem Druck nimmt die Sauggeschwindigkeit ebenfalls im Sinn der theoretischen Kurve ab. Die Luftmoleküle werden beim Eintritt in den Spalt um so mehr von den Quecksilbermolekülen zurückgetrieben, je größer der Dampfdruck und je kleiner somit die freie Weglänge der Luftmoleküle zwischen den Dampfmo-
lekülen ist. Die Versuche zeigen ferner, daß der Dampfstrom nicht imstande ist, die gesamte in der Spaltöffnung befindliche Luft fortzuschaffen, indem die Sauggeschwindigkeit mit 2 Spalten von 0,12 mm Weite annähernd gleich groß ist, wie mit 1 Spalt, während theoretisch die doppelte Sauggeschwindigkeit zu erwarten wäre. Die dem Zylinder benachbarte Dampfschicht hat an dem ersten Spalt offenbar schon so viel Luft aufgenommen, daß beim Vorbeistreichen am zweiten Spalt nur noch verschwindend wenig Luft aufgenommen werden kann. Die geringe Aufnahmefähigkeit des Dampfstromes ist zahlenmäßig durch den Faktor k der Gleichung (28) ausgedrückt. In Tab. IX sind die Werte für k , welche aus den beobachteten Werten der Tab. V bis VIII berechnet sind, mit dem zugehörigen Querschnitt der Spaltöffnung zusammengestellt. Man sieht, daß k um so kleiner ist und die Luft um so unvollkommener fortgespült wird, je größer der Querschnitt q ist, je mehr somit der Dampf mit Luft beladen wird.

Tabelle IX.

q	k	q	k
0,26	0,04	0,086	0,09
0,13	0,08	0,043	0,14

Nach Gleichung (28) muß die Sauggeschwindigkeit in hohem Maße von der Dichtigkeit des Gases abhängen. Die Faktoren $\sqrt{\rho_0}$ und α beeinflussen die Sauggeschwindigkeit S derart, daß bei kleinerer Gasdichte die Sauggeschwindigkeit größer sein muß.

Die theoretisch geforderte Abhängigkeit der Saugwirkung von der Gasdichte ρ_0 erwies sich als zu Recht bestehend. Ich verwendete die oben beschriebene Versuchsanordnung (Fig. 13), mit welcher die Diffusionspumpe demonstriert werden kann, indem die Luft aus einer Entladungsröhre, ich hatte eine Röntgenröhre, durch die Diffusionspumpe in ein Vorvakuumreservoir befördert wird. Bei einem Druck von 0,25 mm beginnend, würde die Röntgenröhre in 25 Sekunden bis zum Einsetzen einer Parallelfunkenstrecke von 16 mm Länge evakuiert. Beim weiteren Pumpen stieg die Schlagweite auf 100 mm. Die Dampftemperatur war 119°. Bei 126° betrug die Zeit 30 Sekunden, bei 135° 45 Sekunden. Wurde die Apparatur mit Wasserstoff gefüllt, so betrug unter den gleichen Umständen die Zeit bei 116°, 125° und 132° jeweils nur 5 Sekunden. Wasserstoff wird somit erheblich rascher, über 4 mal so rasch abgesaugt wie Luft.

Diese Messungen zeigen, daß die Diffusionspumpe in erster Linie für wissenschaftliche Beobachtungen geeignet ist, bei welchen es auf die Erreichung der extrem höchsten Vakua bei lange anhaltendem Pumpen ankommt. Der Grenzwert der Luftverdünnung liegt bei der Diffusionspumpe tiefer als bei jeder Pumpe mit mechanisch bewegten Teilen und als bei dem Absorptionsverfahren mit Koks bei -180° . Mit dem letzten Entluftungsverfahren hat die Diffusionspumpe die größte Ähnlichkeit im Betrieb. Sie hat jedoch den prinzipiellen Vorzug, die leichten Gase besonders rasch abzusaugen, während bei dem Absorptionsverfahren die leichten Gase zurückbleiben. Bei der Diffusionspumpe sind nur die Quecksilberdämpfe durch eine besondere Kühlvorlage, die auf wenigstens -80° gehalten werden muß, abzufangen, während alle anderen Dämpfe, z. B. Wasserdämpfe, von der Diffusionspumpe selbst abgesogen werden.

7. Zusammenfassung der Resultate.

Die gegenseitige Durchdringung von Quecksilberdampf und Gasen wird bei verminderten Drucken experimentell untersucht und festgestellt, daß die Stephansche Diffusionsgleichung die Gleichgewichtszustände gut darstellt. Die Versuche zeigen, daß man mit einer Quecksilberluftpumpe in einem Gefäß einen Totaldruck erzeugen kann, welcher um ein Vielfaches niedriger ist als der Totaldruck in der dauernd mit dem Gefäß kom-

munizierenden Pumpe, wenn die Röhre, welche die Pumpe mit dem Gefäß verbindet, an einer Stelle gekühlt ist. Die bestehende, im Lehrbuch von Müller-Pouillet vertretene Ansicht, man könne mit einer Quecksilberluftpumpe keinen niedrigeren Totaldruck erzeugen als wie die Spannkraft der Dämpfe in der Pumpe beträgt, ist nicht nur widerlegt, sondern in der vorliegenden Untersuchung ist im Gegenteil gezeigt, daß der Diffusionsvorgang so geregelt werden kann, daß auch ohne Wirkung der Luftpumpe beliebig niedrige Partialdrucke und Totaldrucke erzeugt werden können. Eine Vorrichtung dieser Art wird als Diffusionsluftpumpe bezeichnet. Die einfachste Diffusionsluftpumpe besteht aus einem geschlossenen Tonzylinder, der außen mit luftfreiem Wasserdampf umspült wird. Durch die Wand des Tonzylinders diffundiert von außen nach innen der Wasserdampf, von innen nach außen die im Tonzylinder enthaltene Luft. Wird der Wasserdampf im Innern des Tonzylinders bei Zimmertemperatur kondensiert, so sinkt der Druck in dem Tonzylinder allmählich von 740 mm auf 15 mm. Durch Kombination einer Tonmembran mit einer Wasserstrahlpumpe gelingt es nach dem gleichen Prinzip, eine Röntgenröhre so hoch zu evakuieren, daß Röntgenstrahlen auftreten. Wegen der durch die Membran verursachten langsamen Saugwirkung wird bei der Diffusionsluftpumpe die Tonmembran ersetzt durch einen Stahlzylinder mit einem oder mehreren Spalten, welche so gestellt sind, daß die Spaltweite von gleicher Größenordnung ist, wie die freie Weglänge der Moleküle. Des geringen Dampfdruckes wegen ist das Wasser durch Quecksilber ersetzt. Auf diese Weise gelang es, eine Diffusionsluftpumpe zu konstruieren, welche nicht nur die gleiche, mittlere Sauggeschwindigkeit hat, wie die früher vom Verfasser konstruierte rotierende Quecksilberluftpumpe, sondern sogar vor dieser die Vorzüge hat, außer den Gasen auch alle Dämpfe abzusaugen, ausgenommen den Quecksilberdampf, und wenn man die Quecksilberdämpfe ausfriert, von allen bisher bekannten Luftpumpen das höchste Vakuum zu geben.

Freiburg i/Br., Technisch-physikalisches Institut der
Universität, 17. November 1914.

(Eingegangen 19. November 1914.)