

beider Werte darauf hin, daß die Formel (5) von Gvosdover u. U. etwas zu hohe Werte für die Wechselwirkung der Elektronen mit den positiven Ionen liefert.

Wird die entsprechende Abschätzung ohne Berücksichtigung der positiven Ionen durchgeführt, so ergibt sich der aus Elektronendichte und Atomquerschnitt berechnete Elektronenwärmeleitungskoeffizient zu $\kappa_e = 4 \cdot 10^6$, während der aus dem Wiedemann-Franz'schen Gesetz folgende Wert

mit $\kappa_e = 3 \cdot 10^5$ um eine Größenordnung niedriger liegt.

Als Ergebnis der Betrachtungen kann festgestellt werden, daß die von Höcker und Finkelnburg angenommene Wärmeleitung durch Elektronen in der Energiebilanz der Hochstrombogen säule eine maßgebende Rolle spielt, daß aber durch die Wechselwirkung der Elektronen mit den positiven Ionen quantitativ erhebliche Änderungen eintreten.

Zur Theorie der Diffusionspumpe¹

Von RUDOLF JAECKEL

Aus dem Hochvakuumlabor der Firma E. Leybolds Nachfolger, St. Andreasberg (Harz)

(Z. Naturforschg. 2a, 666–677 [1947]; eingegangen am 16. Januar 1947)

Im Anschluß an die grundlegenden Veröffentlichungen von Gaede^{2,3,4} werden im folgenden die physikalischen Vorgänge in der Diffusionspumpe theoretisch behandelt und an der Öldiffusionspumpe von Jaeckel-Schröder geprüft. Die Formeln für die quantitative Erfassung der physikalischen Vorgänge in den Pumpen werden in 1. und 2. Näherung aufgestellt. Auf Grund dieser Formeln ist es möglich, 1. die Leistungen von Diffusionspumpen zu berechnen, 2. die Dimensionierung einer Diffusionspumpe für eine bestimmte Leistung im voraus festzulegen.

Den grundsätzlichen Aufbau einer Diffusionspumpe zeigt Abb. 1. Ein von A kommender gasfreier Dampfstrom tritt durch die Düse 1 in einen erweiterten Raum, der durch eine bei B angeschlossene Vorvakuumpumpe auf den Vorvakuumdruck evakuiert ist. Der Dampfstrom selbst trifft auf die gekühlte Fläche D und wird dort kondensiert. Der Gasraum, aus dem das Gas durch die Diffusionspumpe ausgepumpt werden soll, ist bei C angeschlossen. Bei den Diffusionspumpen ist es für das Zustandekommen einer Saugwirkung nur erforderlich, daß der Partialdruck des Gases oberhalb der Fläche a–b, d. h. also außerhalb des Dampfstromes, größer ist als im Dampfstrom unmittelbar unter der Fläche a–b, da dann dauernd durch Diffusion Gas aus dem dampffreien Raum oberhalb a–b in den Dampfstrom unterhalb a–b gelangt und von demselben fortgeführt wird. Bei dieser Wirkungsweise der Diffusionspumpe kann also der Dampfdruck des Treibampfes in der Düsenmündung ruhig um mehrere Zehnerpotenzen größer sein als der Partialdruck des abzusau-

genden Gases bei C, ohne daß dadurch die Saugwirkung der Diffusionspumpe beeinträchtigt wird. Im Gegensatz dazu tritt bei den bekannten Dampfstrahlpumpen nur dann eine Saugwirkung ein, wenn der Totaldruck (= Dampfdruck + Partialdruck des Gases) im Dampfstrom an der Düsenmündung, d. h. also an der Fläche a–b, kleiner ist als der Druck des bei C angesaugten Gases.

Da die Dampfstrahlpumpen und die Diffusionspumpen in ihrer äußeren Anordnung einander sehr ähnlich sind, liegt es nahe, wie das auch vielfach geschehen ist, für die Wirkungsweise der Diffusionspumpen das Prinzip der Dampfstrahlpumpen verantwortlich zu machen. Die grundsätzlichen Unterschiede zwischen beiden Pumpentypen wurden bereits von W. Gaede dar-

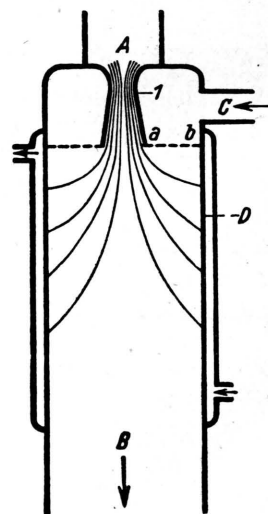


Abb. 1.
Grundsätzlicher
Aufbau einer
Diffusionspumpe.

¹ Gekürzte Habilitationsschrift, Bonn 1946.

² W. Gaede, Ann. Physik 41, 289 [1913].

³ W. Gaede, Ann. Physik 46, 357 [1915].

⁴ W. Gaede, Z. techn. Physik 4, 337 [1923].



gelegt⁵. Es ist das unbestreitbare Verdienst Gae-
des, erkannt zu haben, daß man den Diffusions-
vorgang zum Bau von Hochvakuum pumpen aus-
nutzen kann und nach theoretischer und experi-
menteller Fundierung seiner Erkenntnis solche
Diffusionspumpen gebaut zu haben, die höhere
Vakua liefern als alle bisher bekannten Pumpen.

Für eine Diffusionspumpe sind vor allem zwei
Größen charakteristisch: die *Vorvakuumbestän-
digkeit*, d. h. das Verhältnis $\frac{p(L)}{p(0)}$ von bei B ein-
gestelltem Vorvakuumdruck $p(L)$ zum End-
vakuumdruck der Pumpe $p(0)$ (dem kleinsten bei
C erreichbaren Druck), und die *Sauggeschwindig-
keit* S .

I. Erste Näherung

a) Endvakuum in Abhängigkeit vom Vorvakuum

Wir machen zunächst eine vereinfachende An-
nahme. Die Dampfmoleküle sollen sich alle, von
der Fläche a—b ausgehend, mit konstanter Ge-
schwindigkeit w parallel zur Achse OX bewegen
(Abb. 2). Die bei a—b durch Diffusion in den
Dampfstrom eintretenden Gasmoleküle werden
dann von diesem mit- und in das Vorvakuum ab-
geführt. Die Anzahl n_g der Gasmoleküle/cm³
nimmt also mit zunehmendem Abszissenwert x zu,
 n_g sei jedoch an jeder Stelle x klein gegen die An-
zahl n_d der Dampfmoleküle/cm³.

$$n_d \gg n_g. \quad (1)$$

Betrachten wir eine Querschnittsfläche an der
Stelle x , so werden in der Zeiteinheit durch die

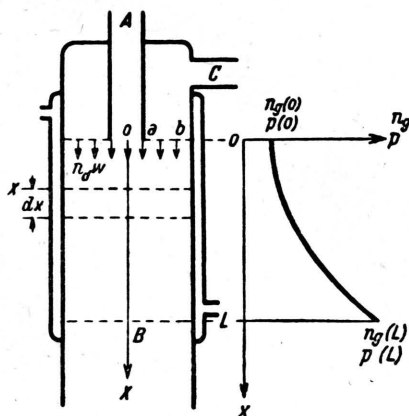


Abb. 2. Schema (1. Näherung) der Vorgänge in einer
Diffusionspumpe.

Flächeneinheit $n_g w$ Gasmoleküle von dem Dampf-
strom mit der Geschwindigkeit w nach abwärts
geführt. Infolge des Partialdruckgefälles des
Gases gelangen durch Diffusion entgegen dem

Dampfstrom in der Zeiteinheit $D \frac{dn_g}{dx}$ Gasmole-
küle/cm² der Querschnittsfläche nach oben.

Im stationären Zustand und bei „Endvakuum“,
d. h. bei geschlossenem Ansaugstutzen C, muß
die Anzahl der nach aufwärts und abwärts gehen-
den Gasmoleküle gleich sein. Es ergibt sich also

$$n_g w = D \frac{dn_g}{dx}. \quad (1a)$$

D = Diffusionskoeffizient der Gasmoleküle im
Dampf.

Da $n_d \gg n_g$, können wir setzen

$$D_0 = n_d D,$$

wo D_0 eine von n unabhängige Konstante ist.

Damit ergibt sich nach Matricon⁶ wegen
 $n_g \sim p$ für die Vorvakuumbeständigkeit

$$\frac{p(L)}{p(0)} = e^{-\frac{n_d w}{D_0} L}. \quad (2a)$$

L = Länge des Diffusionsweges im Dampfstrom
von der Fläche a—b bis zum Vorvakuum;
 p = Partialdruck des Gases.

L ist eine individuelle Konstante für jede
Pumpe und ein Maß für ihre Vorvakuumbeständig-
keit. $\frac{p(L)}{p(0)}$ wächst also mit zunehmender Dichte
 n_d und Geschwindigkeit w der Dampfmoleküle im
Dampfstrom. Beide Werte sind nach den bekann-
ten Eigenschaften von Dampfstrahldüsen um so
größer, je höher der Dampfdruck beim Eintritt in
die Treibdampfdüse, d. h. je höher die Temperatur
im Siedegefäß der Pumpe ist. Die Vorvakuum-
beständigkeit einer Diffusionspumpe wächst also
mit der in die Pumpe hineingeschickten Heizlei-
stung (s. Abb. 3). Die Kurven der Abb. 3 zeigen
außerdem den charakteristischen Verlauf der Ab-
hängigkeit des Endvakuums vom Vorvakuum-
druck. Im ersten, steil ansteigenden Teil der Kur-
ven ist die Bedingung für die Anwendbarkeit der
Gl. (2a) auf die Vorvakuumbeständigkeit einer

⁵ W. G a e d e, Handbuch der Experimentalphysik
Bd. 4, 3, S. 444. Akademische Verlagsgesellschaft, Leip-
zig 1930.

⁶ M. M a t r i c o n, J. Physique 3, 127 [1932].

Pumpe, nämlich daß $n_d \gg n_g$, wegen des hohen Vorvakuumdruckes noch nicht gültig. Mit weiterhin abnehmendem Vorvakuumdruck wird diese Bedingung dann erfüllt. Die Kurven müßten nun

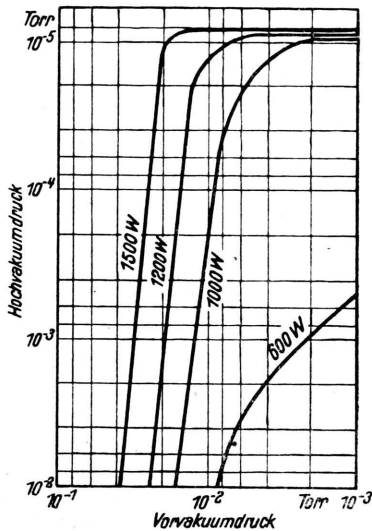


Abb. 3. Endvakuum in Abhängigkeit vom Vorvakuumdruck bei verschiedenen Heizleistungen, gemessen an der großen Öldiffusionspumpe von Jaeckel-Schröder¹⁶.

nach dem anfänglich steil ansteigenden Teil in einen Teil mit schwächerer Steigung, die durch das Produkt $n_d w$, d. h. durch die Heizleistung bestimmt ist, übergehen. Die Kurve für die schwächste Heizleistung von 600 W zeigt auch diesen Verlauf. Daß die Kurven mit größerer Heizleistung statt dessen in einen horizontalen Teil übergehen, rührt daher, daß bei den in Abb. 3 vorliegenden Messungen an Öldiffusionspumpen⁷ nicht mit flüssiger Luft ausgefroren wurde. Die laut Abb. 3 gemessenen Werte (im horizontalen Teil der Kurven) bei 1000 W und darüber sind also praktisch nur durch den Öldampfdruck gegeben.

Die Abhängigkeit der Vorvakuumbeständigkeit von der Art des abgepumpten Gases ist durch D_0 gegeben, d. h. bei derselben Pumpe ist unter sonst gleichen Bedingungen die Vorvakuumbeständigkeit für Wasserstoff mit einem großen Wert von D_0 kleiner als für Luft. D_0 hat nach Enskog⁸

⁷ Die Kurven der Abb. 3 wurden an der großen Öldiffusionspumpe von Jaeckel-Schröder¹⁶ gemessen. Als Endvakuumdruck wurde der Totaldruck von Gasen und Öldampf aufgetragen.

den Wert

$$D_0 = \frac{3}{8\sqrt{2\pi}} \left(R T \frac{M_1 + M_2}{M_1 M_2} \right)^{1/2} \frac{1}{\left(\frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \right)^2}.$$

σ = Moleküldurchmesser

M_1 = Molekulargewicht des geförderten Gases

M_2 = Molekulargewicht des Treibdampfes.

Mit den Werten:

für Wasserstoff : $M = 2,016$; $\sigma = 2,7 \cdot 10^{-8}$ cm

für Luft : $M = 28,8$; $\sigma = 3,68 \cdot 10^{-8}$ cm

für Quecksilber : $M = 200,6$; $\sigma = 5,68 \cdot 10^{-8}$ cm

ergibt sich also für Luft und Wasserstoff in Quecksilberdampf:

$$\frac{D_0(\text{Luft})}{D_0(\text{Hg})} = 0,23.$$

Bei einer Quecksilberdiffusionspumpe sei z. B. für Luft:

$$p(0) = 10^{-7}; \quad p(L) = 10^{-1}; \quad p(L)/p(0) = 10^6.$$

In derselben Pumpe gilt dann für Wasserstoff:

$$\frac{p(L)}{p(0)} = (10^6)^{0,23} = 24.$$

Die Vorvakuumbeständigkeit der Pumpe ist also bei Wasserstoff um mehrere Größenordnungen kleiner als bei Luft. Abb. 4 zeigt in Übereinstimmung mit den obigen Überlegungen die Abhängig-

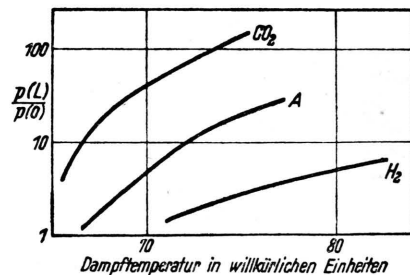


Abb. 4. Abhängigkeit des Verhältnisses $\frac{p(L)}{p(0)}$ (Vorvakuumdruck zu Endvakuumdruck) von der Temperatur im Siedegefäß bei verschiedenen Gasen.

keit des Verhältnisses $\frac{p(L)}{p(0)}$ von der Temperatur des Siedegefäßes für verschiedene Gase nach Wertenstein⁹.

⁸ D. Enskog, Physik. Z. **12**, 533 [1911].

⁹ L. Wertenstein, Proc. Cambridge Philos. Soc. **23**, 578 [1927].

b) Sauggeschwindigkeit

Nun lassen wir die Voraussetzung des geschlossenen Ansaugstutzens C fallen. Auf die Diffusionsfläche a—b (Abb. 2) treffen von C aus $F \frac{1}{4} \bar{v} \bar{c}$ Moleküle pro sec auf. (\bar{v} = Anzahl Gasmoleküle/cm³ bei C, \bar{c} = mittlere Molekulargeschwindigkeit des Gases, F = Querschnitt der Diffusionsfläche.) Durch Rückdiffusion aus dem Dampfstrom treten in umgekehrter Richtung $F \frac{1}{4} n_g^s(0) \bar{c}$ Moleküle/sec durch a—b nach oben. ($n_g^s(0)$ = Anzahl der Gasmoleküle/cm³ im Dampfstrom unmittelbar unterhalb a—b beim Saugen¹⁰). Für die Gesamtzahl N der Moleküle, die pro sec mehr durch a—b von oben nach unten gehen als umgekehrt, ergibt sich also:

$$N = \frac{1}{4} F \bar{c} \left[\bar{v} - n_g^s(0) \right] = \bar{v} S = \bar{v} F s.$$

Die Sauggeschwindigkeit S ist das pro sec abgesaugte Volumen, und die spezif. Sauggeschwindigkeit s ist die Sauggeschwindigkeit/cm² der Diffusionsfläche.

$$s = \frac{S}{F} = \frac{1}{4} \bar{c} \left[1 - \frac{n_g^s(0)}{\bar{v}} \right]. \quad (3)$$

Zur Elimination von $n_g^s(0)$ aus Gl. (3) benutzen wir die für $0 \leq x \leq L$ gültige Differentialgleichung

$$w n_g^s(x) - D \frac{dn_g^s(x)}{dx} = \bar{v} s.$$

Ihre Lösung lautet:

$$n_g^s(x) = \frac{\bar{v} s}{w} + \left\{ n_g^s(0) - \frac{\bar{v} s}{w} \right\} e^{\frac{w}{D} x}.$$

Hierin setzen wir $x = L$ und lösen nach $n_g^s(0)$ auf:

$$n_g^s(0) = \frac{\bar{v} s}{w} + \left\{ n_g^s(L) - \frac{\bar{v} s}{w} \right\} e^{-\frac{w}{D} L}.$$

Einsetzen dieses Wertes von $n_g^s(0)$ in Gl. (3) und

¹⁰ Hier und im folgenden wird grundsätzlich zwischen zwei Zuständen unterschieden: „beim Endvakuum“ und „beim Saugen“. Die Formelzeichen, die sich auf den Zustand beim Saugen beziehen, sollen durch den Exponenten s [z. B. $n_g^s(0)$] gekennzeichnet werden.

Auflösung nach s ergibt:

$$s = \frac{\bar{c}}{4} \frac{1 - \frac{n_g^s(L)}{\bar{v}} e^{-\frac{w}{D} L}}{1 + \frac{1}{4} \frac{\bar{c}}{w} \left(1 - e^{-\frac{w}{D} L} \right)} = \frac{\bar{c}}{4} \frac{1 - \frac{n_g^s(L)}{\bar{v}} \frac{n_g(0)}{n_g(L)}}{1 + \frac{1}{4} \frac{\bar{c}}{w} \left(1 - e^{-\frac{w}{D} L} \right)}. \quad (4)$$

Die Größe $\frac{\bar{v}}{n_g^s(L)}$ in Gl. (4) kann dabei folgende Werte annehmen:

$$1 > \frac{\bar{v}}{n_g^s(L)} \geq \frac{n_g(0)}{n_g(L)} \quad \text{mit} \quad \frac{n_g(0)}{n_g(L)} \ll 1.$$

Beim Endvakuum ist¹¹

$$\frac{\bar{v}}{n_g^s(L)} = \frac{n_g(0)}{n_g(L)}, \quad \text{d. h.} \quad s = 0.$$

Mit wachsendem Ansaugdruck wächst auch $\frac{\bar{v}}{n_g^s(L)}$. Es wird sehr schnell

$$\frac{n_g^s(L)}{\bar{v}} \frac{n_g(0)}{n_g(L)} \ll 1,$$

d. h. die spezifische Sauggeschwindigkeit s erreicht den Maximalwert.

$$s = \frac{\bar{c}}{4} \frac{1}{1 + \frac{1}{4} \frac{\bar{c}}{w}}. \quad (5)$$

Nähert sich schließlich der Ansaugdruck der Diffusionspumpe dem Vorvakuumdruck, so nimmt der Wert s wieder ab, da jetzt die Bedingung (1)

$$n_d \gg n_g$$

nicht mehr erfüllt ist. Diesen charakteristischen Verlauf eines breiten Maximums zeigen alle Sauggeschwindigkeitskurven von Diffusionspumpen.

¹¹ „Beim Endvakuum“ $\bar{v} = n_g(0)$ muß s natürlich den Wert Null haben. Vgl. diesbezüglich die hier angegebenen Formeln mit den Ableitungen von Matricon⁶.

Die spezifische Sauggeschwindigkeit s hängt also nach Gl. (5) vor allem von dem Verhältnis w/\bar{c} der Dampfgeschwindigkeit w zur Molekulargeschwindigkeit \bar{c} des Gases ab. Und zwar ist die spezifische Sauggeschwindigkeit s um so größer, je größer die Dampfgeschwindigkeit w im Vergleich zur Molekulargeschwindigkeit \bar{c} des Gases ist. Für den Maximalwert der Sauggeschwindigkeitskurve ergeben sich folgende Werte:

$$w = \frac{\bar{c}}{4} : s = \frac{1}{8} \bar{c};$$

$$w \geq \frac{\bar{c}}{4} : s_{\max} = \frac{1}{4} \bar{c}.$$

Mit

$$\bar{c} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}$$

folgt als obere, praktisch nicht erreichbare Grenze für die spezifische Sauggeschwindigkeit

$$s_{\max} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}. \quad (6)$$

Für Luft ($M = 28,8$) von 20°C ergibt sich daraus

$$s_{\max} = 11,6 \cdot 10^3 \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{cm}^2 \text{ sec}} \right]. \quad (7)$$

Nach Gl. (6) verhalten sich die Grenzwerte der Sauggeschwindigkeiten für zwei verschiedene Gase umgekehrt wie die Wurzeln aus den Molekulargewichten.

$$\frac{s_{\text{H}_2}}{s_{\text{Luft}}} = \sqrt{\frac{28,8}{2,016}} = 3,78.$$

Nach Gl. (5) hängt nun aber der Wert der spezifischen Sauggeschwindigkeit außerdem von dem Verhältnis \bar{c}/w ab, das bei H_2 wegen des großen Wertes von \bar{c} größer ist als bei Luft. Es gilt also allgemein

$$\frac{s_{\text{H}_2}}{s_{\text{Luft}}} \leq 3,78.$$

II. Zweite Näherung

a) Dampfsaum

Nach den bisherigen Ausführungen ist das Maximum der spezifischen Sauggeschwindigkeit s [Gl. (5)] unabhängig von der Dampfdichte n_d und

die Sauggeschwindigkeit s selbst proportional der Größe der Diffusionsfläche F . Beides ist nur in erster Näherung zutreffend. Wir müssen das vereinfachte Modell der ersten Näherung durch ein verbessertes Modell (2. Näherung) ersetzen.

Hierzu betrachten wir Abb. 5. Den meisten Diffusionspumpen ist gemeinsam, daß ein zentraler Dampfstrom von einer ringförmigen Diffusionsfläche $a-e$ umgeben wird. Hätten die aus der Düsenmündung austretenden Dampfmoleküle nur eine Geschwindigkeitskomponente w in der Fortschrittsrichtung des Dampfstromes, so würde dieser etwa durch die Linie $a-b$ begrenzt.

Bei den obigen Ableitungen über die Vorgänge in den Diffusionspumpen haben wir zur Vereinfachung angenommen (siehe z. B. Abb. 2), daß sich alle Dampfmoleküle von der Ringfläche $a-b$ aus mit der gleichen Geschwindigkeit w nach abwärts bewegen. Nun führen die Dampfmoleküle aber außer ihrer Fortschrittsbewegung in Richtung der Düsenmündung auch noch eine ungeordnete thermische Molekularbewegung aus. Da diese thermische Molekularbewegung auch Komponenten entgegen der Fortschrittsrichtung enthält, können sich diejenigen Dampfmoleküle entgegen der Fortschrittsrichtung bewegen, deren thermische Geschwindigkeit c größer ist als die Fortschrittsrichtungsgeschwindigkeit w des Dampfes in der Düsenmündung^{12, 13}.

Wir wollen uns daher als zweite Näherung folgendes Bild über die Vorgänge in der Nähe der Diffusionsfläche $a-b$ machen (s. Abb. 5 und 6).

Von der Fläche $a-b$ bewege sich ein Dampfstrom mit der Geschwindigkeit $w' = w \cos \alpha/2$ nach abwärts. Dieser Dampfstrom enthalte n'_d Moleküle/cm³. Ebenso bewege sich ein Dampfstrom von n''_d Molekülen/cm³ mit der Geschwin-

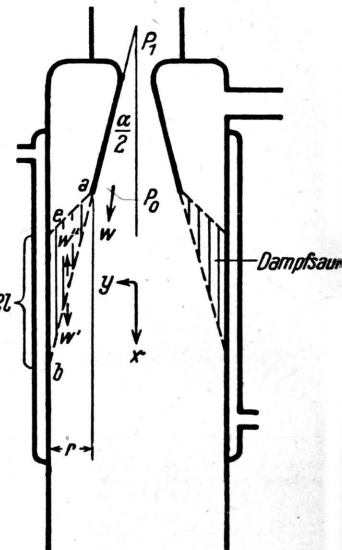


Abb. 5. Dampfverteilung in einer Diffusionspumpe (2. Näherung).

¹² W. Moltahn, Physik. Z. 26, 712 [1925].

¹³ W. Moltahn, Z. techn. Physik 7, 377, 452 [1926].

digkeit w'' nach aufwärts. Dieser Dampfstrom rührt von Molekülen her, die eine größere Geschwindigkeit der thermischen Molekularbewegung haben als die Fortschrittgsgeschwindigkeit des Dampfes in der Düsenmündung w . Die Dampfmoleküle n_d'' mögen infolge der y -Komponente der Fortschrittgsgeschwindigkeit w und der thermischen Geschwindigkeit c die Kühlfläche in der Zeit t nach dem Verlassen der Düsenendung erreichen. In derselben Zeit haben sie nach aufwärts die Strecke

$$2l = w''t \quad (8)$$

zurückgelegt. Sie überschreiten also nach oben die Fläche a—e nicht. Die von C kommenden

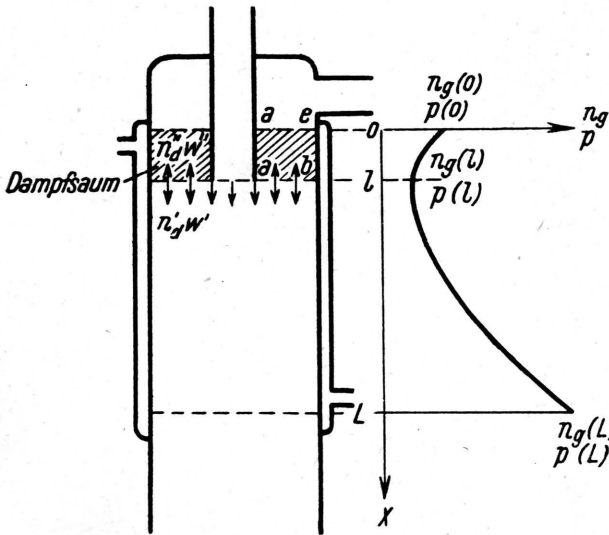


Abb. 6. Schema (2. Näherung) der Vorgänge in einer Diffusionspumpe.

Moleküle des abzusaugenden Gases treten also durch die Fläche a—e in den Dampfstrom ein, diffundieren zwischen a—e und a—b in einen Dampfstrom (im folgenden Dampfsaum genannt), der sich entgegen der Diffusionsrichtung bewegt, und treten schließlich durch die Fläche a—b in einen Dampfstrom ein, der sich in der Diffusionsrichtung bewegt. Das abzapumpende Gas habe beim Endvakuum oberhalb a—e den Druck $p(0)$ an der Stelle der Fläche a—b den Druck $p(l)$ und auf der Vorvakuumseite den Druck $p(L)$.

Wir müssen also anschließend die Betrachtungen über das Endvakuum in Abhängigkeit vom Vorvakuum und über die Sauggeschwindigkeit für das Modell der zweiten Näherung wiederholen.

Vorvakuum. Für die Vorgänge unterhalb a—b gilt in Analogie zu Gl. (2)

$$p(l) = p(L) e^{-\frac{n_d'' w''}{D_0}(L-l)} \quad (9)$$

Zwischen a—b und a—e, somit im Dampfsaum, gilt

$$p(l) = p(0) e^{-\frac{n_d'' w''}{D_0}l} \quad (10)$$

Aus Gln. (9) und (10) folgt für die Vorvakuumbeständigkeit

$$\frac{p(0)}{p(L)} = e^{\frac{1}{D_0}(-n_d'' w''(L-l) + n_d'' w''l)} \quad (11)$$

es ist also erforderlich $n_d'' w''(L-l) > n_d'' w''l$, wobei stets $n_d'' w'' > n_d'' w''$.

Sauggeschwindigkeit. Für $0 \leq x \leq l$ gilt

$$-w'' n_g^s(x) - D'' \frac{dn_g^s(x)}{dx} = \nu s;$$

$$\frac{dn_g^s(x)}{dx} + \frac{w''}{D''} n_g^s(x) + \frac{\nu s}{D''} = 0.$$

Diese Differentialgleichung hat die Lösung:

$$n_g^s(x) = -\frac{\nu s}{w''} + \left\{ n_g^s(0) + \frac{\nu s}{w''} \right\} e^{-\frac{w''}{D''}x}.$$

Für $x = l$ gilt also:

$$n_g^s(l) = -\frac{\nu s}{w''} + \left\{ n_g^s(0) + \frac{\nu s}{w''} \right\} e^{-\frac{w''}{D''}l} \quad (12)$$

Für $l \leq x \leq L$ gilt

$$w' n_g^s(x) - D' \frac{dn_g^s(x)}{dx} = \nu s;$$

$$\frac{dn_g^s(x)}{dx} - \frac{w'}{D'} n_g^s(x) + \frac{1}{D'} \nu s = 0.$$

Diese Differentialgleichung hat die Lösung:

$$n_g^s(x) = \frac{\nu s}{w'} + \left\{ n_g^s(l) - \frac{\nu s}{w'} \right\} e^{\frac{w'}{D'}(x-l)}.$$

Für $x = L$ gilt also:

$$n_g^s(L) = \frac{\nu s}{w'} + \left\{ n_g^s(l) - \frac{\nu s}{w'} \right\} e^{\frac{w'}{D'}(L-l)}$$

oder

$$n_g^s(l) = \frac{\nu s}{w'} + \left\{ n_g^s(L) - \frac{\nu s}{w'} \right\} e^{-\frac{w'}{D'}(L-l)} \quad (13)$$

Durch Einsetzen von $n_g^s(l)$ aus (13) in (12) folgt:

$$n_g^s(0) = \frac{\nu s}{w'} e^{\frac{w''}{D''}l} + \left\{ n_g^s(L) - \frac{\nu s}{w'} \right\} e^{-\frac{w'}{D'}(L-l)} e^{\frac{w''}{D''}l} + \frac{\nu s}{w'''} e^{\frac{w''}{D''}l} - \frac{\nu s}{w'''}.$$

Setzt man diesen Wert von $n_g^s(0)$ in (3) ein, so ergibt sich für s

$$s_{\text{II. Näherung}} = \frac{1}{4} c \frac{\left(1 - \frac{n_g^s(L)}{\nu} e^{-\frac{w'}{D'}(L-l)} e^{\frac{w''}{D''}l} \right)}{1 + \frac{c}{4} \left\{ -\frac{1}{w'''} + e^{\frac{w''}{D''}l} \left[\frac{1}{w'} - \frac{1}{w'} e^{-\frac{w'}{D'}(L-l)} + \frac{1}{w'''} \right] \right\}} \quad (14)$$

Für $l \rightarrow 0$ geht (14) in (4) über, wenn man $w' = w$ setzt; für $l > 0$ gilt:

$$s_{\text{II. Näherung}} < s_{\text{I. Näherung}}.$$

Allgemein gilt also:

$$s_{\text{II. Näherung}} \leq s_{\text{I. Näherung}}; \quad (15)$$

das Gleichheitszeichen gilt für den Fall $l \rightarrow 0$, d. h.

$$l \ll \Lambda, \quad (16)$$

wo Λ die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle im Dampfsaum ist. Die spezifische Sauggeschwindigkeit s hat also dann einen Maximalwert, wenn Λ groß ist gegen die mittlere Breite des Dampfsaumes l , d. h. wenn die Gasmoleküle den Dampfsaum durchfliegen, ohne einen Zusammenstoß zu erleiden. Es ist also wesentlich, daß die Breite l des Dampfsaumes nicht zu groß ist, und daß die Dampfdichte im Dampfsaum n_d'' einen möglichst kleinen Wert hat.

Wovon hängt nun die Dampfdichte im Dampfsaum ab? Nach rückwärts, entgegen der Fortschrittsrichtung des Dampfes, können offenbar nur diejenigen Dampfmoleküle in den Dampfsaum gelangen, deren thermische Geschwindigkeit c_d größer ist als die Fortschrittsrichtung des Dampfes in der Düsenmündung w .

Betrachten wir hierzu Abb. 7. In einem speziellen Falle habe der Dampf in der Düsenmündung eine Geschwindigkeit w , die doppelt so groß ist als die wahrscheinlichste thermische Geschwindigkeit der Dampfmoleküle $c_{w,d}$ bei der Temperatur der Düsenmündung. Dann können also nach rückwärts aus dem Dampfstrom nur diejenigen Moleküle in den Dampfsaum eintreten,

deren Geschwindigkeit $c_d > w = 2 c_{w,d}$ ist. Die Zahl dieser Moleküle ist durch die schraffierte Fläche gegeben⁴. Das Verhältnis der Dampfdichte im Dampfsaum zur Dampfdichte in der Düsenmündung ist größenordnungsmäßig gleich

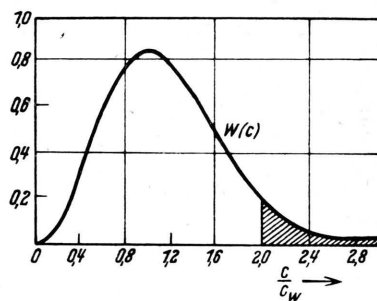


Abb. 7. Maxwellische Geschwindigkeitsverteilung der Dampfmoleküle.

einem Sechstel des Verhältnisses der schraffierten zur gesamten Fläche der Maxwellkurve. Es gilt also etwa:

$$\frac{\text{Dampfdichte im Dampfsaum } (n_d'')}{\text{Dampfdichte in der Düsenmündung } (n_d)} \quad (17) \\ = \frac{1}{6} \int_{\frac{w}{c_w}}^{\infty} W\left(\frac{c}{c_w}\right) d\left(\frac{c}{c_w}\right).$$

Zur Erzielung eines kleinen Wertes der Dampfdichte n_d'' im Dampfsaum ist also eine große Dampfgeschwindigkeit w erforderlich.

Auf welche Weise läßt sich nun eine möglichst große Dampfgeschwindigkeit w erzielen? Nach den bekannten Eigenschaften von Dampfstrahldüsen gibt es hierzu zwei Wege; einmal rein geometrisch durch Verwendung einer möglichst

stark erweiterten Düse. Dieser Weg wurde beispielsweise von Copley und Mitarbeitern¹⁴ beschritten. Abb. 8 zeigt das Verhältnis von erzielter spezifischer Sauggeschwindigkeit s zu der maximal möglichen spezifischen Sauggeschwindigkeit s_{\max} in Abhängigkeit von der Größe der Diffusionsfläche und vergleichsweise einige Meßpunkte mit weniger oder gar nicht erweiterten Düsen. Zweitens läßt sich aber auch durch Erhöhung der Heizleistung im Siedegefäß der Diffusionspumpe eine Vergrößerung der Dampfgeschwindigkeit w erreichen. Eine Erhöhung der Heizleistung im Siedegefäß der Diffusionspumpe bedingt eine Erhöhung der Temperatur T_1 am

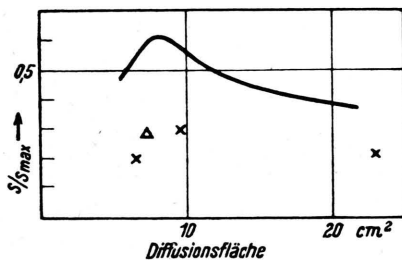


Abb. 8. Verhältnis der erzielten spezifischen Sauggeschwindigkeit s/s_{\max} als Funktion der Diffusionsfläche.

Eintritt in die Düse. Dadurch wird nach der Formel für Dampfstrahldüsen

$$w_{\max} = \sqrt{2 \frac{\alpha}{\alpha - 1} \frac{R}{M} T_1}$$

die maximal am Düsenaustritt erreichbare Geschwindigkeit w_{\max} vergrößert und damit die Sauggeschwindigkeit erhöht ($\alpha = c_p / c_v$, Verhältnis der spezifischen Wärmen). Die Erhöhung der Heizleistung und damit des Dampfdruckes P_1 am Eintritt in die Düse bedingt aber auch eine Erhöhung des Dampfdruckes P_0 in der Düsenmündung, da nach der Formel für Dampfstrahldüsen:

$$\frac{F_0}{F_s} = \frac{\left(\frac{2}{\alpha - 1} \right)^{\frac{1}{\alpha - 1}}}{\left(\frac{P_0}{P_1} \right)^{1/\alpha} \sqrt{\frac{\alpha + 1}{\alpha - 1} \left[1 - \left(\frac{P_0}{P_1} \right)^{\frac{\alpha - 1}{\alpha}} \right]}}$$

¹⁴ M. J. Copley, O. C. Simpson, H. M. Tenney u. T. E. Phipps, Rev. sci. Instruments **6**, 265 [1935].

für ein festes Verhältnis F_0/F_s der Düsenquerschnitte an der Mündung und der engsten Stelle auch P_0/P_1 einen bestimmten Wert hat. Danach wird also die Dampfdichte im Dampfsaum vergrößert. Bei einer allmählichen Steigerung der Heizleistung einer Diffusionspumpe beobachtet man daher zunächst ein Anwachsen der Sauggeschwindigkeit (infolge der Steigerung von w_{\max}), die dann bei weiterer Steigerung der Heizleistung

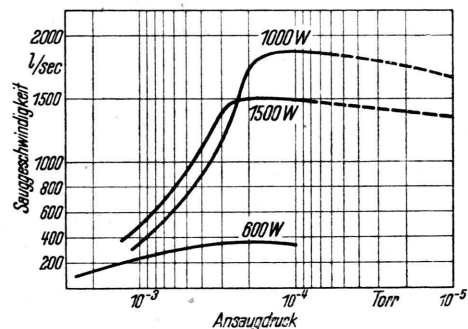


Abb. 9. Abhängigkeit der Sauggeschwindigkeit von der Heizleistung (gemessen an der Öldiffusionspumpe von Jaekel-Schröder).

allmählich wieder abfällt, wenn die freie Weglänge der Gasmoleküle im Dampfsaum kleiner ist als die Breite desselben (s. Abb. 9).

Zur Erzeugung einer möglichst großen Sauggeschwindigkeit $S = Fs$ muß also

1. die spezifische Sauggeschwindigkeit s einen möglichst großen Wert haben, wie man das mittels einer möglichst großen Dampfgeschwindigkeit w erreicht. Dies wurde oben dargelegt;
2. die Diffusionsfläche F einen möglichst großen Wert haben.

b) Bedingung für die Größe der Diffusionsfläche

Der Vergrößerung von F sind aber Grenzen gesetzt. Mit wachsendem F bzw. r (Ringbreite der Diffusionsfläche s. Abb. 5) wächst auch die Breite l des Dampfsaumes. Zur Erreichung eines möglichst großen Wertes der spezifischen Sauggeschwindigkeit s muß aber nach Gl. (16) $l \ll \Lambda$ sein. Hieraus folgt eine Bedingung für r , die sich fol-

gendermaßen errechnet. Die Zeit t bis zum Erreichen der Kondensationsfläche wird sowohl durch die y -Komponente $w \sin \frac{\alpha}{2}$ der Fortschreitungs-geschwindigkeit des Dampfes w als auch durch die thermische Molekulargeschwindigkeit \bar{c}_d des expandierenden Dampfes bestimmt. Es gilt also:

$$t = \frac{r}{w \sin \frac{\alpha}{2} + \bar{c}_d}.$$

Nach Gl. (8) ist außerdem

$$2l = w'' t.$$

Unter Berücksichtigung von Gl. (16) ergibt sich daraus die Bedingung¹⁵:

$$r < 2\Lambda \frac{\bar{c}_d + w \sin \frac{\alpha}{2}}{c_{w,d}}. \quad (18)$$

Abb. 8 zeigt, wie bei großen Werten der Diffusionsfläche F und damit von r die spezifische Sauggeschwindigkeit s allmählich abfällt. Ein Vergleich mit Abb. 10 zeigt aber weiterhin, daß eine Vergrößerung der Diffusionsfläche F trotz der Verkleinerung der spezifischen Sauggeschwindigkeit s noch eine Vergrößerung der Sauggeschwindigkeit selbst mit sich bringen kann. Die Bedingung (18) ist also keineswegs eine scharfe Grenze für r und damit für F . Es kann durchaus vorteilhaft sein, r über den durch Gl. (18) gegebenen Wert zu vergrößern.

Die Bedingung (18) ist das, was in unseren Überlegungen von Gaedes^{2,3} Diffusionsspalt

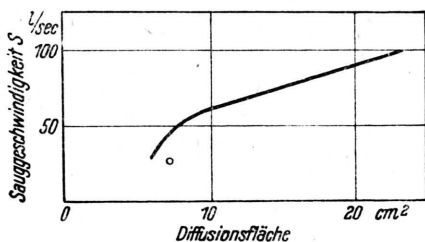


Abb. 10. Abhängigkeit der Sauggeschwindigkeit S von der Größe der Diffusionsfläche F nach Copley u. a.¹⁴.

übrigbleibt. Während aber bei Gaede der Diffusionsspalt eine notwendige Bedingung für das

¹⁵ Wir setzen $w'' = c_{w,d}$ und schätzen damit w'' sicher ungünstig (zu groß) ab.

Funktionieren einer Diffusionspumpe ist, ist die Bedingung (18) hier nur eine Ökonomiebedingung. Wir werden sehen, daß der „Diffusionsspalt“ bei den modernen Ausführungen der Diffusionspumpen mit großen Werten der Dampfgeschwindigkeit w recht beachtliche Ausmaße haben kann. Im Gegensatz hierzu arbeiteten die ersten Gaedeschen Diffusionspumpen mit verhältnismäßig kleinen Dampfgeschwindigkeiten w , also großen Dampfdichten n_d'' und kleinen Werten von Λ . Sie konnten daher als Diffusionsfläche nur einen „Spalt“ zulassen.

Die technischen Ausführungen der Diffusionspumpen werden häufig als mehrstufige Pumpen gebaut, wobei jeweils eine Stufe die Aufgabe hat, der nachfolgenden einen möglichst niedrigen Vorvakuumdruck zu liefern. Dies hat mehrfache Vorteile:

1. Im Abschnitt über das Vorvakuum haben wir gesehen, daß das Verhältnis von Vorvakuum zu Endvakuumdruck bei einer Stufe einen bestimmten festen Wert hat. Durch die mehrstufige Bauweise können die Pumpen also gegen höhere Vorvakuumdrucke arbeiten als einstufige Pumpen.
2. Die mehrstufige Bauweise gestattet aber auch eine Erhöhung der Sauggeschwindigkeit. Nach den Ausführungen des Abschnittes über Vorvakuumbeständigkeit muß die Anzahl der Dampfmoleküle pro cm³ im Dampfstrom groß sein gegen die Zahl der Gasmoleküle pro cm³. Der Dampfdruck im Dampfstrom muß also größer sein als der Vorvakuumdruck. Zur Erreichung einer möglichst großen Sauggeschwindigkeit muß aber die Dampfdichte und damit der Dampfdruck möglichst klein sein. Die Herabsetzung des Vorvakuumdruckes durch die mehrstufige Bauweise ermöglicht also auch eine Erhöhung der Sauggeschwindigkeit.

c) Abhängigkeit des Dampfsaumeinflusses von der Gasart

Nach den Ausführungen auf S. 670 hat im Modell der ersten Näherung das Verhältnis von Sauggeschwindigkeit für Wasserstoff zur Sauggeschwindigkeit für Luft den Wert $s_{H_2}/s_{Luft} \leq 3,78$. Im Modell der zweiten Näherung hat der Wasserstoff infolge seines größeren Diffusionskoeffizienten auch eine größere Diffusionsgeschwindigkeit

im Dampfraum zwischen den Flächen a—e und a—b. In diesem Modell verschiebt sich also das Verhältnis der Sauggeschwindigkeiten zugunsten der Sauggeschwindigkeit für Wasserstoff, so daß also jetzt die Größe s_{H_2}/s_{Luft} den Wert 3,78 nicht nur erreichen, sondern sogar überschreiten kann. Wird daher bei einer Pumpe ein Wert $s_{H_2}/s_{Luft} > 3,78$ gemessen, so heißt das, der Einfluß des Dampfsaumes ist bei dieser Pumpe groß, was nach den obigen Ausführungen gleichbedeutend mit einem allgemein ungünstigen Arbeiten der Pumpe ist.

III. Experimentelle Prüfung der theoretischen Überlegungen an der großen Öldiffusionspumpe von Jaeckel-Schröder¹⁶

a) Versuche mit unterteiltem Kühlwassermantel

Um einen Anhalt über den Verlauf des Dampfstrahles nach dem Austritt aus der Düsenmündung (s. b, Abb. 5) zu gewinnen, wurde bei der großen Öldiffusionspumpe¹⁶, wie Abb. 11 zeigt, der Kühlwassermantel unterteilt und bei jedem Segment des Mantels die Eintritts- und die Austrittstemperatur und außerdem der sekundliche Kühlwasserdurchfluß gemessen. Auf diese Weise erhält man die in

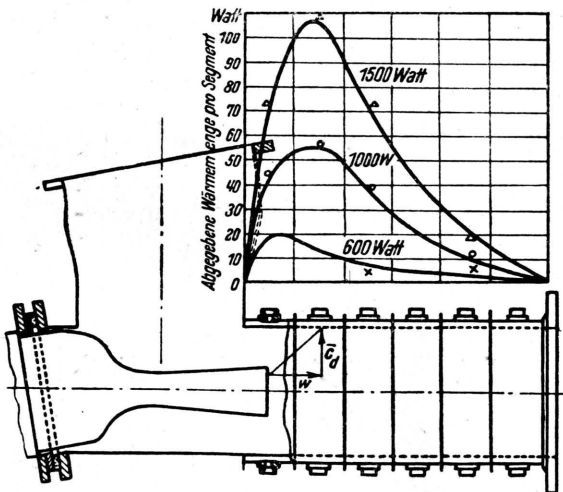


Abb. 11. Versuch mit unterteiltem Kühlwassermantel zur Ermittlung der räumlichen Verteilung der Kondensationswärme.

den verschiedenen Abständen von der Düsenmündung sekundlich abgegebene Kondensationswärme.

¹⁶ R. Jaeckel u. H. J. Schröder, Z. techn. Physik 24, 69 [1943].

In dem in Abb. 11 über dem Kühlwassermantel aufgetragenen Diagramm sind die gemessenen Wärmemengen für jedes Kühlwassersegment in Watt für verschiedene Heizleistungen der Pumpe aufgetragen. Die Kurven zeigen, daß ein großer Teil der abgegebenen Wärmemenge unmittelbar neben der Düsenmündung und sogar vor der Düsenmündung abgegeben wird, d. h. also, der Öldampf bewegt sich nach Verlassen der Düsenmündung nicht in Form eines Strahles in Richtung der Düsenmündung, sondern er expandiert infolge der thermischen Molekularbewegung der Dampfmoleküle stark zur Seite und sogar nach rückwärts.

Die letztere Erscheinung ist das, was wir im vorhergehenden Abschnitt als Dampfraum bezeichnet haben. Die Kurven bei den verschiedenen Heizleistungen von 600, 1000 und 1500 Watt zeigen außerdem, daß bei der niedrigsten Heizleistung, also bei der kleinsten Fortschreitungs geschwindigkeit des Öldampfes, das Maximum der abgegebenen Kondensationswärme stark nach rückwärts verschoben ist, d. h. daß hier in Übereinstimmung mit unseren früheren Überlegungen der Dampfraum besonders ausgeprägt ist¹⁷.

b) Abschätzung der Fortschreitungs geschwindigkeit des Dampfes

Die Kurven über die Verteilung der abgegebenen Kondensationswärme gestatten es, die Fortschreitungs geschwindigkeit des Dampfes beim

¹⁷ Auf Grund der in Abb. 11 gezeichneten Verteilung der Kondensationswärme über dem Kühlwassermantel kann man ein Bild der „Strömungslinien“ für den Verlauf des Dampfes zwischen Düsenaustritt und Kondensationsfläche zeichnen. Dies ist in Abb. 12 für eine Heizleistung der Pumpe von 600 Watt geschehen. Bei einem derartig verdünnten Dampf ist aber die Bedeutung der „Strömungslinien“ mit äußerster Vorsicht zu behandeln. Sie veranschaulichen im wesentlichen den Energieverlauf zwischen Düsenmündung und Kondensationsfläche und decken sich mit den G a e d e s c h e n⁴ „Dampfbüschelbildern“⁵.

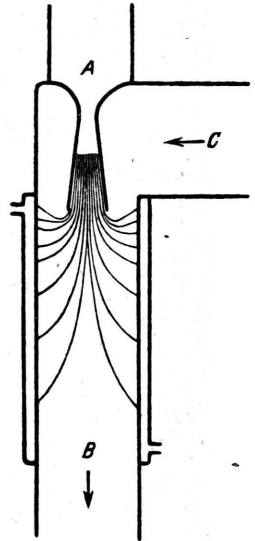


Abb. 12. Darstellung der Dampfverteilung nach Austritt aus der Düsenmündung durch „Strömungslinien“.

Austritt aus der Düsenmündung abzuschätzen. Wir betrachten hierzu die Kurve für 1000 Watt Heizleistung. Die Verbindungslinie von der Stelle des Maximums dieser Kurve auf dem Kühlwassermantel zur Düsenmündung ergibt die Bahn eines erheblichen Teiles der Dampfmoleküle auf ihrem Wege von der Düsenmündung zur Kondensationsfläche. Nehmen wir an, daß diese Bahn einerseits bedingt ist durch die Fortschrittgsgeschwindigkeit des Dampfes in der Düsenrichtung w und andererseits durch die thermische Molekulargeschwindigkeit des Dampfes \bar{c}_d , die für die seitliche Expansion des Dampfes verantwortlich ist, so ergibt sich das eingezeichnete Vektordiagramm, aus dem man entnehmen kann, daß

$$\frac{w}{\bar{c}_d} = \frac{41}{36}.$$

Die Fortschrittgsgeschwindigkeit w und die thermische Molekulargeschwindigkeit \bar{c}_d des Öldampfes sind also nahezu gleich groß. \bar{c}_d läßt sich nach der Formel

$$\bar{c}_d = 1,455 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{T}{M}} \text{ [cm/sec]}$$

berechnen. Die Temperatur in der Düsenmündung wurde mit einem Thermoelement zu $T = 414^\circ \text{ abs.}^{18}$ gemessen. Das mittlere Molekulargewicht M des als Treibmittel benutzten Leybold-Apiezon-Öles E hat einen Wert von $M = 340$. Daraus ergibt sich schließlich

$$\bar{c}_d = 16\,060 \left[\frac{\text{cm}}{\text{sec}} \right], \quad w = \frac{41}{36} \bar{c}_d = 18\,300 \left[\frac{\text{cm}}{\text{sec}} \right].$$

c) Berechnung der Sauggeschwindigkeit nach Gl. (5) unter Benutzung der ermittelten Dampfgeschwindigkeit w

Nach Gl. (5) ergibt sich für das Maximum der spezifischen Sauggeschwindigkeit

$$s = \frac{1}{4} \bar{c} \frac{4 \frac{w}{c}}{1 + 4 \frac{w}{c}}.$$

¹⁸ Eine Temperaturmessung in einem strömenden Dampf ergibt zwar keine exakten Temperaturwerte. Im vorliegenden Fall liefert die Berechnung der adiabatischen Abkühlung bei der Expansion in der Düse eine etwas niedrigere Temperatur. Diese Berechnung

Darin hat bei 20° C \bar{c} den Wert

$$\bar{c}_{\text{Luft}} = 46\,200 \left[\frac{\text{cm}}{\text{sec}} \right].$$

Hiermit errechnet sich für die maximale spezifische Sauggeschwindigkeit s :

$$s_{\text{Luft}} = 7,08 \cdot 10^3 \left[\frac{\text{cm}^3}{\text{cm}^2 \text{ sec}} \right].$$

Da die wirksame Diffusionsfläche F bei der benutzten Pumpe einen Wert von

$$F = 400 \text{ cm}^2$$

hatte, ergibt sich schließlich folgende Sauggeschwindigkeit: $S_{\text{Luft}} = 400 \cdot 7,08 = 2800 \text{ l/sec}$, im Vergleich zu dem gemäß Abb. 9 gemessenen Wert von $S = 1900 \text{ l/sec}$.

Es wurden also nur etwa 70% der auf Grund der Theorie berechneten Sauggeschwindigkeit gefunden, obgleich, wie wir gleich sehen werden, die Bedingung (18) für die Breite der Diffusionsfläche erfüllt war. Die Diskrepanz dürfte von der Unsicherheit bei der Bestimmung der Dampfgeschwindigkeit w herrühren.

d) Diskussion der Maximalbedingung für die Breite der Diffusionsfläche

Für die Breite der Diffusionsfläche gilt die Bedingung (18). Im vorliegenden Fall ist die Fortschrittgsgeschwindigkeit des Dampfes w etwa gleich der thermischen Molekulargeschwindigkeit \bar{c}_d . Bei einem Öffnungswinkel $\alpha = 10^\circ$ ist also

$$w \sin \frac{\alpha}{2} \ll \bar{c}_d.$$

Da außerdem $\bar{c}_d \sim c_{w,d}$, gilt also für den vorliegenden Fall $r < 2\Lambda$. Die freie Weglänge Λ berechnet sich zu

$$\Lambda = \frac{1}{\pi \left(\frac{\sigma_1}{2} + \frac{\sigma_2}{2} \right)^2 n_d''}. \quad (19)$$

Darin ist n_d'' die Anzahl der Apiezonmoleküle pro cm^3 im Dampfraum. (Der gewohnte Faktor $\sqrt{2}$ im

ist jedoch ebenfalls mit einer erheblichen Unsicherheit behaftet, da die adiabatische Expansion in das Naßdampfgebiet führt und infolgedessen für α keine genauen Werte vorliegen. Bei den weiteren Berechnungen wurde daher der Wert $T = 414^\circ \text{ abs.}$ verwendet.

Nenner fehlt, da die Moleküle der Luft leicht sind im Vergleich zu denen des Öldampfs.)

Für den Molekülradius der Apiezonmoleküle setzen wir $\sigma_1/2 = 5 \cdot 10^{-8}$ cm, den der Luftmoleküle $\sigma_2/2 = 1,84 \cdot 10^{-8}$ cm. Die Anzahl der Apiezonmoleküle pro cm^3 im Dampfraum ergibt sich mit Hilfe der Formel

$$P_0 = n_d k T$$

Darin ist P_0 der Dampfdruck und n_d die Dampfdichte in der Düsenmündung. P_0 wurde in folgender Weise ermittelt:

Zunächst wurde der Dampfdruck P_1 am Eintritt in die Düse bestimmt. Das geschah in der Weise, daß man durch eine kleine Blende von bekannter Fläche Öldampf ins Vakuum austreten und dann kondensieren ließ. Aus der sekundlich kondensierten Ölmenge und der bekannten Fläche wurde der Öldampfdruck P_1 berechnet und dann daraus nach der Formel

$$\frac{F_0}{F_s} = \frac{\left(\frac{2}{z+1}\right)^{\frac{1}{z-1}}}{\left(\frac{P_0}{P_1}\right)^{1/z} \sqrt{\frac{z+1}{z-1} \left[1 - \left(\frac{P_0}{P_1}\right)^{\frac{z-1}{z}}\right]}}$$

mit einem z -Wert von 1,1 der Dampfdruck $P_0 = 1 \cdot 10^{-2}$ Torr gefunden.

Daraus berechnet sich dann weiterhin die Dampfdichte n_d'' im Dampfraum nach Gl. (17).

Mit

$$\frac{w}{c_d} = \frac{41}{36}, \quad \frac{w}{c_{w,d}} = \frac{41}{36} \cdot 1,128 = 1,28$$

wird

$$\int_{1,28}^{\infty} W \left(\frac{c}{c_w} \right) d \left(\frac{c}{c_w} \right) = 0,34.$$

Daraus ergibt sich für die Dampfdichte im Dampfraum der Wert

$$\begin{aligned} n_d'' &= n_d \cdot \frac{1}{6} \cdot 0,34 = \frac{1}{6} \cdot 0,34 \frac{P_0}{k T} \\ &= 1,315 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}. \end{aligned}$$

Damit erhalten wir für die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle im Dampfraum den Wert

$$\Lambda = \frac{1}{\pi \cdot 6,84^2 \cdot 10^{-16} \cdot 1,315 \cdot 10^{13}} = 5,2 \text{ cm}$$

und für r die Bedingung

$$r < 2\Lambda = 10,4 \text{ cm},$$

zum Vergleich mit der wirklich bei der Pumpe vorhandenen Ringbreite von $r = 7,5$ cm.

Zusatz bei der Korrektur:

Diese Arbeit lag am 7. Februar 1945 in Korrekturfahren der Physik. Z. mit Eingangsdatum 10. Juli 1944 vor und konnte dann aus zeitbedingten Gründen nicht früher erscheinen. In der Zwischenzeit sind über denselben Gegenstand zwei Arbeiten von R. Witty¹⁹ und P. Alexander²⁰ herausgekommen. Die Versuchsergebnisse Alexanders sind in gutem Einklang mit unserer Theorie. Insbesondere ergibt in seiner Fig. 3,1 ein Vertikalschnitt durch die Isobaren eine Verteilung des Gasdruckes im Dampfstrom, die in guter Übereinstimmung mit unserem Druckdiagramm Abb. 6 rechts steht.

Wir hatten gezeigt, daß unsere Ergebnisse in konsequenter Weiterführung Gaedescher Vorstellungen gewonnen wurden. Wir können daher den theoretischen Überlegungen Alexanders, soweit sie zu dem Schluß kommen, daß seine Pumpe nicht nach dem Diffusionsprinzip arbeitet, nicht zustimmen. Die Einzelheiten der Erscheinungen bei höheren Drucken gehen aus der vorliegenden Theorie der Diffusionspumpe nicht unmittelbar hervor. Sie lassen sich auch zwanglos anschließen und sollen in einer späteren Untersuchung behandelt werden.

¹⁹ R. Witty, J. sci. Instruments **22**, 201 [1945].

²⁰ P. Alexander, J. sci. Instruments **23**, 11 [1946].