

Isotopentrennung in Molekularpumpen

Von W. FISCHER * und A. KLEMM

Aus dem Max-Planck-Institut für Chemie (Otto-Hahn-Institut), Mainz
(Z. Naturforschg. 14 a, 851–860 [1959]; eingegangen am 23. Juli 1959)

Die Kompression und die Entmischung von Gasen in Molekularpumpen werden als Funktion des Durchsatzes im Fall molekularer und viskoser Strömungsform berechnet. Die Theorie wird durch entsprechende Experimente an zwei käuflichen Pumpen im wesentlichen bestätigt. Nur ein bei 1 bis 10 Torr Vorvakuumdruck beobachtetes Maximum der Kompression bleibt ungeklärt. Die beobachteten Trennfaktoren entsprechen einer 10-fachen Vervielfachung der Elementareffekte. Zum Beispiel wird für die Neonisotope (Elementareffekt = $\sqrt{22/20}$) der Trennfaktor 1,5 erhalten.

Das Prinzip der Molekularpumpe besteht bekanntlich darin, daß die im Pumpenkanal befindlichen Gasmoleküle bei der Wechselwirkung mit einer bewegten Wand des Kanals eine Geschwindigkeitskomponente in der Bewegungsrichtung der Wand erhalten. Diese Geschwindigkeitskomponente und damit die Förderwirkung der Pumpe bei abwesendem Druckgradienten ist unabhängig vom Molekulargewicht des Gases. Sobald aber ein Druckgradient in der Pumpe auftritt, spielt die Rückströmung im Pumpkanal eine Rolle, und diese ist um so größer, je größer die mittlere Molekulargeschwindigkeit des Gases ist. Dadurch wird der Druckgradient bei gegebenem Gastransport (z. B. beim Transport Null) um so kleiner, je leichter die Gasmoleküle sind.

In Gemischen gilt dies auch für die Gradienten der Partialdrucke, und es tritt eine Gastrennung ein. In der Tat hat schon GAEDE¹ mit der Molekularpumpe Luft von Wasserstoff getrennt, und SIEGBAHN und Mitarbeiter haben zur Evakuierung von p-d- und α -Beschleunigern Molekularpumpen mit aus dem Grunde verwendet, weil diese Pumpen das zu ionisierende Wasserstoff- bzw. Helium-Gas weniger stark abpumpen als Luft und Dämpfe². Eine genauere experimentelle und theoretische Untersuchung der Gas- und Isotopentrennung in Molekularpumpen stand jedoch noch aus und ist der Gegenstand vorliegender Arbeit.

Die untersuchten Pumpen und Gase

Wir haben unsere Untersuchungen an einer Walzen-Molekularpumpe (Typ HP 1 der Firma Trüb, Täuber & Co., Zürich) und einer Scheiben-Molekularpumpe

(Typ G 31 der Firma Beaudouin, Paris) durchgeführt. Die Pumpen hatten folgende Eigenschaften:

Walzenpumpe: Eine hohle eiserne Walze von 100 mm Außenradius und 300 mm Länge rotiert mit 3000 U/min in einem Eisengehäuse von 100,025–100,035 mm Innenradius, dessen Innenwand zwei gegenläufige schraubenförmige Nuten mit je 8 Windungen trägt. In der Mittelebene der Pumpe treffen sich die beiden Nuten und stehen mit dem Saugstutzen in Verbindung. Die beiden Enden der Walze kommunizieren mit dem Druckstutzen. Die Nutbreite ist 14 mm, die Ganghöhe 19 mm. Die Nuttiefe nimmt vom Saugstutzen ausgehend für die Azimute 0 bis 8π linear von 19,7 bis 0,8 mm und für die Azimute 8π bis 12π linear von 0,8 bis 0,5 mm ab. Von 12π bis 15π ist die Nut 0,5 mm und von 15π bis 16π 0,0 mm tief.

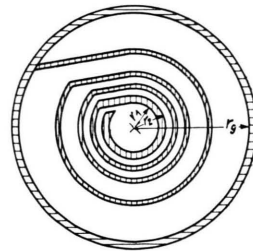


Abb. 1. Die spiralförmige Nut der Scheibenpumpe. Radien in mm: $r_1=32$, $r_2=41$, $r_3=51$, $r_4=57$, $r_5=69$, $r_6=74$, $r_7=99$, $r_8=104$, $r_9=152,5$.

Scheibenpumpe: Eine Leichtmetallscheibe von 155 mm Radius und 11,5 mm Dicke rotiert mit 6000 U/min und einigen 10μ Wandabstand in einem eisernen Topf nebst Deckel. Topf und Deckel tragen gemäß Abb. 1 an ihren Innenseiten spiralenartige Nuten mit je 4 Windungen. Am Scheibenrand kommunizieren die beiden Nuten mit dem Saugstutzen, in der Nähe der Scheibenachse mit dem Druckstutzen. Die Nuttiefe beträgt von 0 bis 2π 38,5 mm, von 2π bis 4π 8 mm, von 4π bis 6π 3 mm und von 6π bis 8π 1 mm. Die Saugleistung für Luft ist nach Angabe der Hersteller 55 l/s bei 10^{-3} Torr und 10^{-1} Torr Vorvakuum.

Die von uns verwendeten Gase mit ihren mittleren Molekulargeschwindigkeiten \bar{c} , ihren vom Druck p ab-

* Dissertation, Mainz 1959 (D 77).

¹ W. GAEDE, Ann. Phys., Lpz. 41, 337 [1913].

² S. VON FRIESEN, Rev. Sci. Instrum. 11, 362 [1940]. — S. EKLUND, Ark. Mat., Astr. Fysik 29 A, No. 4 [1942].



Dieses Werk wurde im Jahr 2013 vom Verlag Zeitschrift für Naturforschung in Zusammenarbeit mit der Max-Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften e.V. digitalisiert und unter folgender Lizenz veröffentlicht: Creative Commons Namensnennung-Keine Bearbeitung 3.0 Deutschland Lizenz.

Zum 01.01.2015 ist eine Anpassung der Lizenzbedingungen (Entfall der Creative Commons Lizenzbedingung „Keine Bearbeitung“) beabsichtigt, um eine Nachnutzung auch im Rahmen zukünftiger wissenschaftlicher Nutzungsformen zu ermöglichen.

This work has been digitalized and published in 2013 by Verlag Zeitschrift für Naturforschung in cooperation with the Max Planck Society for the Advancement of Science under a Creative Commons Attribution-NoDerivs 3.0 Germany License.

On 01.01.2015 it is planned to change the License Conditions (the removal of the Creative Commons License condition "no derivative works"). This is to allow reuse in the area of future scientific usage.

hängigen mittleren freien Weglängen λ , ihren Zähigkeiten η und ihren Diffusionskonstanten D sind in Tab. 1 zusammengestellt.

20°C	$\bar{c} \cdot 10^{-4}$ cm s ⁻¹	$p\lambda \cdot 10^3$ Torr cm	$\eta \cdot 10^4$ g cm ⁻¹ s ⁻¹	pD Torr cm ² s ⁻¹
H ₂	17,57	8,81	0,88	998
He	12,5	13,32	1,96	1190
Ne	5,55	9,4	3,10	352
A	3,94	4,73	2,22	122
Kr	2,72	3,63	2,46	62

Tab. 1.

Theoretische Betrachtungen

1. Die Rohrpumpe bei kleinsten und mittleren Drucken

Der für die Berechnung einfachste Typ einer Molekularpumpe ist die Rohrpumpe:

Zwei Gefäße 1 und 2 (Drucke p_1 und p_2) sind durch ein Rohr (Länge l , Radius a) miteinander verbunden. Das Rohr bewegt sich mit der Geschwindigkeit v_a in Richtung seiner Achse von 1 nach 2, wobei es dauernd bei 1 entsteht und bei 2 verschwindet.

Wir wollen für eine solche „Rohrpumpe“ die Kompression eines reinen Gases und die Trennung eines Isotopengemisches berechnen.

a) Kompression

Der von 1 nach 2 fließende Gasstrom werde mit J (Mol/s) bezeichnet. Zur Beschreibung des durch den Druckgradienten dp/dz bewirkten Gasstromes verwenden wir die KNUDSENSche Interpolationsformel³. Dann ist in der Rohrpumpe

$$J = \frac{\pi a^2 v_a p}{RT} - \left(\frac{2\pi a^3 \bar{c}(1+c_1 p)}{3RT(1+c_2 p)} + \frac{\pi a^4 p}{8\eta RT} \right) \frac{dp}{dz}, \quad (1)$$

$$c_1/c_2 = 0,81, \quad c_2 p = 3,96 \frac{a p}{\eta \bar{c}}. \quad (2), (3)$$

In (1) beschreibt das Glied mit v_a die Translation des Gases infolge der bewegten Rohrwand, das Glied mit \bar{c} die molekulare Strömung bzw. das „Schlüpfen“ des Gases an der Wand und das Glied mit η die viskose Strömung, beide infolge des Druckgradienten. Bei kleinen Drucken fällt das dritte, bei hohen Drucken das zweite Glied nicht ins Gewicht.

Nun ist

$$\bar{c} = \sqrt{8RT/\pi M} \quad (4)$$

und

$$\eta = \frac{2}{3} \sqrt{\pi} \sqrt{MRT}/\sigma. \quad (5)$$

(M = Molekulargewicht, σ = Stoßquerschnitt). Da sich die mittlere Temperatur eines idealen Gases bei gedrosselter Druckänderung nicht ändert, dürfen wir $T = \text{const}$ setzen. Dann sind auch \bar{c} und η konstant und man kann (1) nach Zerlegung in Partialbrüche leicht integrieren. Mit Einführung der Kompression $K = p_2/p_1$ und der Größe $i = RTJ/\pi a^2 v_a$ ergibt sich

$$\frac{3 v_a l}{2 a \bar{c}} = \left(\frac{1+c_1 i}{1+c_2 i} + \frac{3 a i}{16 \eta \bar{c}} \right) \ln \frac{i-p_2}{i-p_2/K} - \frac{1-c_1/c_2}{1+c_2 i} \frac{i+c_2 p_2}{i+c_2 p_2/K} + \frac{3 a p_2}{16 \eta \bar{c}} \left(1 - \frac{1}{K} \right). \quad (6)$$

Nach (2), (3) und (6) genügt die Kompression für $J=0$ (gekennzeichnet durch den Index 0) der Gleichung

$$K_0 = \exp \left[\frac{3 v_a l}{2 a \bar{c}} + 0,19 \ln \frac{1+3,96 a p_2/\eta \bar{c}}{1+3,96 a p_2/\eta \bar{c} K_0} - \frac{3 a p_2}{16 \eta \bar{c}} \left(1 - \frac{1}{K_0} \right) \right]. \quad (7)$$

Näherungsweise gilt für rein molekulare Strömung

$$K_0 = \exp \left(\frac{3 v_a l}{2 a \bar{c}} \right) \equiv K_{m0}, \quad (8)$$

für molekulare Strömung

$$K_0 = \exp \left[\frac{3 v_a l}{2 a \bar{c}} + 0,19 \ln \left(1 + 3,96 \frac{a p_2}{\eta \bar{c}} \right) - \frac{3 a p_2}{16 \eta \bar{c}} \right] \quad (9)$$

und für rein viskose Strömung

$$K_0 = \frac{a^2 p_2}{8 \eta v_a l} / \left(\frac{a^2 p_2}{8 \eta v_a l} - 1 \right) \equiv K_{v0}. \quad (10)$$

Für eine mit Neon ($\bar{c} = 5,55 \cdot 10^4$ cm s⁻¹, $\eta = 3,10 \cdot 10^{-4}$ g cm⁻¹ s⁻¹) betriebene Rohrpumpe mit $a = 1$ cm und $v_a l = 4,22 \cdot 10^5$ cm² s⁻¹ sind die Kompressionen nach (7), (8), (9) und (10) als Funktionen des Druckes p_2 in Abb. 2 aufgetragen. Das Maximum von K_0 bei $p_2 = 10^{-2}$ Torr ($K_{0\text{max}}/K_{m0} = 1,13$) rührt daher, daß der Strömungswiderstand eines Rohres von kleinen Drucken her kommend zunächst etwas ansteigt, um erst bei höheren Drucken abzufallen⁴.

³ M. KNUDSEN, Ann. Phys., Lpz. **28**, 75 [1909].

⁴ J. W. HIBY u. M. PAHL, Z. Naturforschg. **7a**, 533 [1952]. — J. A. W. HUGGILL, Proc. Roy. Soc., Lond. A **212**, 123 [1952].

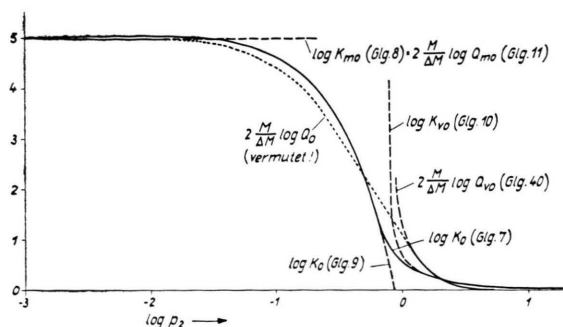


Abb. 2. Kompression ohne Strom K_0 nach Gln. (7), (8), (9) und (10) und Trennfaktor ohne Strom Q_0 nach Gln. (11) und (40) für Neon in einer Rohrpumpe mit 1 cm Rohrradius, 281 cm Rohrlänge und 1500 cm/s Rohrgeschwindigkeit. p_2 = Vorvakuumdruck in Torr.

b) Entmischung

Nur für rein molekulare und rein viskose Strömung kann die Isotopentrennung in der Rohrpumpe exakt angegeben werden. Wir fragen nach der Trennung ohne Strom in diesen beiden Grenzfällen.

Im Fall der rein molekularen Strömung bewegen sich die Moleküle und damit die Gaskomponenten unabhängig voneinander, und man erhält den Trennfaktor $Q_{m0} = K'_{m0}/K_{m0}$ [Symbole mit (ohne) Strich bezeichnen die schwere (leichte) Komponente] aus (8) mit $\bar{c} \sim M^{-1/2}$:

$$\ln Q_{m0} = \left(\sqrt{\frac{M'}{M}} - 1 \right) \ln K_{m0}. \quad (11)$$

Im Fall der rein viskosen Strömung beruht die Isotopentrennung auf der Druckdiffusion. Mit der kinetischen Gastheorie⁵ oder der Thermodynamik der irreversiblen Prozesse⁶ läßt sich zeigen, daß die Teilchenstromdichte \dot{j}_0 der leichten Komponente eines binären Gemisches relativ zum mitbewegten Teilchenmittelpunkt des Gases durch

$$\dot{j}_0 = - \frac{pD}{RT} \left\{ \text{grad } \gamma + \frac{\Delta M}{M} \gamma (1 - \gamma) \text{grad } \ln p \right\} \quad (12)$$

gegeben ist. D ist der Diffusionskoeffizient, γ der Molenbruch und $\Delta M/M$ die als klein vorausgesetzte relative Massendifferenz der Isotope. Die Teilchenstromdichte der leichten Komponente relativ zum Laborsystem ist dann

$$\dot{j} = \frac{p}{RT} \gamma v + \dot{j}_0, \quad (13)$$

wo v die Geschwindigkeit des Gemisches relativ zum Laborsystem ist.

In der stromlosen Rohrpumpe bei hohen Drucken ist nun nach (1) der Druck

$$p = p_1 \left(1 + \frac{z}{z^*} \right) \quad (14)$$

mit

$$z^* = \frac{a^2 p_1}{8 \eta v_a}. \quad (15)$$

Die axiale Geschwindigkeitskomponente v_z besitzt unter den gleichen Bedingungen den bekannten parabolischen Verlauf

$$v_z = v_a \left(2 \frac{r^2}{a^2} - 1 \right), \quad (16)$$

und die radiale Komponente v_r ergibt sich durch Einsetzen von (14) und (16) in die Kontinuitätsgleichung $\text{div}(p v) = 0$ zu

$$v_r = \frac{v_a}{1 + (z/z^*)} \frac{a}{2z^*} \left(\frac{r}{a} - \frac{r^3}{a^3} \right). \quad (17)$$

Durch Einsetzen von (12), (14), (16) und (17) in (13) erhält man die radiale und axiale Komponente von \dot{j} :

$$\dot{j}_r = \frac{pD}{RT} \left(f \gamma - \frac{\partial \gamma}{\partial r} \right), \quad (18)$$

$$\dot{j}_z = \frac{pD}{RT} \left(g \gamma - \frac{\partial \gamma}{\partial z} \right), \quad (19)$$

$$f = \frac{p_1 v_a}{pD} \frac{a}{2z^*} \left(\frac{r}{a} - \frac{r^3}{a^3} \right), \quad (20)$$

$$g = \frac{p_1 v_a}{pD} \left(1 + \frac{z}{z^*} \right) \left(2 \frac{r^2}{a^2} - 1 \right) - \frac{\Delta M}{M} (1 - \gamma) \frac{1}{z^* + z}. \quad (21)$$

pD können wir als konstant ansehen, da T konstant ist.

Die Kontinuitätsgleichung $\text{div } \dot{j} = 0$ hat mit (18) und (19) die Form

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(f \gamma - \frac{\partial \gamma}{\partial r} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left(g \gamma - \frac{\partial \gamma}{\partial z} \right) = 0. \quad (22)$$

Daraus folgt

$$\frac{\partial \gamma}{\partial r} = \frac{1}{r} \int_0^r \frac{\partial}{\partial z} \left(g \gamma - \frac{\partial \gamma}{\partial z} \right) r' dr' + f \gamma. \quad (23)$$

Andererseits heißt die Bedingung für das Verschwinden des axialen Stromes der leichten Komponente:

$$\int_0^a \dot{j}_z r dr = 0. \quad (24)$$

Einsetzen von (19) in (24) gibt

$$\int_0^a g \gamma r dr - \int_0^a \frac{\partial \gamma}{\partial z} r dr = 0. \quad (25)$$

⁵ S. CHAPMAN, Phil. Mag. [6] **34**, 146 [1917]; siehe auch L. WALDMANN, Handb. d. Phys. **12**, 413 [1958].

⁶ J. MEIXNER, Ann. Phys., Lpz. (5) **39**, 333 [1941].

Durch partielle Integration des ersten Integrals in (25) und Einsetzen von (23) erhält man

$$\int_0^a g r dr \gamma_{r=a} - \int_0^a \left[\int_0^r g r' dr' \right] \cdot \left[\frac{1}{r} \int_0^r \frac{\partial}{\partial z} \left(g \gamma - \frac{\gamma}{z} \right) r' dr' + f \gamma \right] dr - \int_0^a \frac{\partial \gamma}{\partial z} r dr = 0. \quad (26)$$

In (26) kann nun die r -Abhängigkeit von γ vernachlässigt werden, so daß

$$I_1 \frac{d^2 \gamma}{dz^2} + (I_2 - 1) \frac{d\gamma}{dz} + I_3 \gamma = 0, \quad (27)$$

$$I_1 = \frac{2}{a^2} \int_0^a \left(\int_0^r g r' dr' \right) \frac{r}{2} dr, \quad (28)$$

$$I_2 = - \frac{2}{a^2} \int_0^a \left(\int_0^r g r' dr' \right) \frac{1}{r} dr, \quad (29)$$

$$I_3 = \frac{2}{a^2} \int_0^a \left[g r - \left(\int_0^r g r' dr' \right) \cdot \left(\frac{1}{r} \int_0^r \frac{\partial g}{\partial z} r' dr' + f \right) \right] dr. \quad (30)$$

Wir setzen f und g gemäß (20) und (21) ein und vernachlässigen $d^2 \gamma / dz^2$ und Produkte der kleinen Größen $\Delta M / M$ und $a dy / dz$. In dieser Näherung ist

$$I_1 = 0, \quad (31)$$

$$I_2 = -\alpha \left(1 + \frac{z}{z^*} \right)^2, \quad (32)$$

$$I_3 = -\frac{\beta}{z^*} \left(1 + \frac{z}{z^*} \right)^{-1} (1 - \gamma), \quad (33)$$

$$\text{wo } \alpha = \frac{1}{48} \left(\frac{p_1 v_a a}{p D} \right)^2, \quad (34)$$

$$\beta = \frac{\Delta M}{M} \left(1 - \frac{1}{24} \frac{p_1 v_a a^2}{p D z^*} \right). \quad (35)$$

(31), (32) und (33) in (27) eingesetzt ergibt

$$-\frac{1}{\gamma(1-\gamma)} \frac{d\gamma}{dz} \equiv \frac{d \ln Q_{v0}}{dz} \quad (36)$$

$$= \frac{\beta}{z^*} \left\{ \frac{1}{1 + \frac{z}{z^*}} - \frac{\alpha \left(1 + \frac{z}{z^*} \right)}{1 + \alpha \left(1 + \frac{z}{z^*} \right)^2} \right\}.$$

Schließlich integrieren wir (36) zwischen $z=0$ und $z=l$ und erhalten

$$\ln Q_{v0} = \frac{1}{2} \beta \ln \left[\left(1 + \frac{l}{z^*} \right)^2 \frac{1+\alpha}{1+\alpha(1+l/z^*)^2} \right]. \quad (37)$$

z^* läßt sich mittels (14) und (15) eliminieren:

$$\beta = \frac{\Delta M}{M} \left(1 - \frac{\eta v_a^2}{3 p D} \right), \quad (38)$$

$$1 + \frac{l}{z^*} = \frac{p_2}{p_1} = K_{v0}. \quad (39)$$

(37) erhält dann die Form

$$\ln Q_{v0} = \frac{1}{2} \frac{\Delta M}{M} \left(1 - \frac{\eta v_a^2}{3 p D} \right) \quad (40)$$

$$\ln \left[K_{v0}^2 \left\{ 1 + \frac{1}{48} \left(\frac{v_a a p_2}{p D K_{v0}} \right)^2 \right\} / \left\{ 1 + \frac{1}{48} \left(\frac{v_a a p_2}{p D} \right)^2 \right\} \right].$$

Zur Diskussion von (11) und (40) wählen wir wieder das Beispiel einer mit Neon ($\bar{c} = 5,55 \cdot 10^4$ cm s⁻¹, $\eta = 3,10 \cdot 10^4$ g cm⁻¹ s⁻¹, $p D = 286$ Torr cm² s⁻¹) betriebenen Rohrpumpe mit $a = 1$ cm und $v_a l = 4,22 \cdot 10^5$ cm² s⁻¹. Wegen (40) ist noch v_a anzugeben. Wir setzen $v_a = 1500$ cm s⁻¹. Der aus diesen Daten nach (11) und (40) berechnete Verlauf von Q_{m0} und Q_{v0} ist in Abb. 2 eingezeichnet. Die Gültigkeitsbereiche von (11) und (40) fallen mit den Bereichen zusammen, in denen (8) mit (7) bzw. (10) mit (7) annähernd übereinstimmt. Bereits in der Gegend des Maximums von K_0 tritt eine nichtseparative Stromkomponente auf, die Q_0 gegenüber Q_{m0} vermindert⁷. Zwischen den Gültigkeitsbereichen von (11) und (40) besteht deshalb vermutlich ein Verlauf von Q_0 , der der in Abb. 2 eingezeichneten punktierten Linie ungefähr entspricht.

2. Die Walzen- und Scheibenpumpe bei kleinsten Drucken⁸

a) Kompression

Auf Grund der oben beschriebenen Konstruktion der Walzen- und Scheibenpumpe machen wir für den Gasstrom J im Fall rein molekularer Strömung den Ansatz

$$J = \frac{A}{R T} p - \sqrt{\frac{8}{\pi M R T}} \quad (41)$$

$$\cdot \left\{ B \frac{dp}{ds} + C \int_s^{s+U} (p_{s'} - p_{s'-U}) ds' \right\}.$$

Dabei sei s die Ortskoordinate längs der Nut. Der Vergleich von (41) mit (1) lehrt, daß A und B von der Geometrie der Nut abhängen, und daß in A außerdem die Wandgeschwindigkeit eingeht. Das Glied mit C beschreibt den „Leckstrom“ infolge unvollständiger Dichtung zwischen Rotor und Stator. Denken wir uns nämlich in Abb. 3, dem Schema der Walzenpumpe, die durch die dicke, geschlossene

⁷ R. D. PRESENT u. A. J. DE BETHUNE, Phys. Rev. **75**, 1050 [1949].

⁸ Vgl. auch R. RISCH, Schweizer Archiv, Seite 279 [1948]; R. B. JACOBS, J. Appl. Phys. **22**, 217 [1951].

Linie gehenden Radien eingezeichnet, so bilden diese eine Fläche, durch die der Gesamtstrom J hindurchtreten muß. Der Leckstrom ist der durch den gekrümmten Teil dieser Fläche hindurchtretende Teil des Gesamtstromes. U ist der gekrümmte Teil der dicken geschlossenen Linie in Abb. 3.

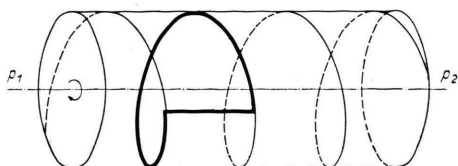


Abb. 3. Schema der Nut einer Walzenpumpe.

(41) läßt sich integrieren, wenn man aus der Pumpenkonstruktion entnimmt, wie A , B , C und U von s abhängen. In jedem Fall resultiert für die stromlose Pumpe eine von p_2 unabhängige Kompression, weil (41) für $J=0$ in p homogen ist.

Sind A , B , C und U konstant, was bei einer Walzenpumpe mit konstanter Nuttiefe der Fall ist, dann hat die mit

$$n = \frac{s}{U}, \quad P = p - \frac{RTJ}{A}, \quad (42), (43)$$

$$b = \frac{AU}{B} \sqrt{\frac{\pi}{8RT}}, \quad c = 2CU^2/B \quad (44), (45)$$

auf die Form

$$\sqrt{M} b P - \frac{dP}{dn} - c \frac{1}{2} \int_n^{n+1} (P_{n'} - P_{n'-1}) dn' = 0 \quad (46)$$

gebrachte Gl. (41) die Lösung

$$P = P_1 \exp(xn), \quad (47)$$

$$\text{falls} \quad \sqrt{M} b - x - c(\cosh x - 1)/x = 0. \quad (48)$$

Aus (47) ergibt sich die Kompression ohne Strom zu

$$K_0 = \exp(xN), \quad (49)$$

wobei N die Windungszahl und x durch (48) gegeben ist. Für die Kompression mit Strom erhält man

$$K = K_0 \{1 - (1 - 1/K_0) J/J^*\}, \quad (50)$$

$$\text{wo} \quad J^* = A p_1 / RT. \quad (51)$$

b) Entmischung

Der Trennfaktor ohne Strom $Q_0 = K_0'/K_0$ erfüllt wegen (49) die Beziehung

$$\ln Q_0 = \frac{x' - x}{x} \ln K_0. \quad (52)$$

Für Isotope mit kleinem relativen Massenunterschied $\Delta M/M$ gilt näherungsweise

$$\frac{x' - x}{x} = \frac{1}{2} \frac{\Delta M}{M} \frac{d \ln x}{d \ln \sqrt{M}}. \quad (53)$$

$d \ln \sqrt{M}/d \ln x$ kann man mittels (48) als Funktion von c und x darstellen. Damit erhält (52) die Form

$$\ln Q_0 = \frac{1}{2} \frac{\Delta M}{M} \left(\frac{2x + c \sinh x}{x + c(\cosh x - 1)/x} - 1 \right)^{-1} \ln K_0. \quad (54)$$

Für kleine x gelten die Näherungen $\sinh x = x + \frac{1}{6} x^3$ und $\cosh x = 1 + \frac{1}{2} x^2$. Der Vergleich von (54) mit (11) zeigt, daß der Trennfaktor bei gleicher Kompression in der Rohrpumpe größer ist als in der Walzen- oder Scheibenpumpe, daß also der Leckstrom für den Trennfaktor schädlicher ist als für die Kompression.

Um den Trennfaktor mit Strom $Q = K'/K$ zu berechnen, bilden wir mittels (50) und (51) das Verhältnis der Isotopenströme:

$$\frac{J'}{J} = \frac{p_1' (Q_0 K_0 - Q K)}{p_1 (K_0 - K)} \frac{(K_0 - 1)}{(Q_0 K_0 - 1)}. \quad (55)$$

Nun ist im Fall

$$J > 0 : J'/J = p_2'/p_2, \quad (56)$$

und im Fall

$$J < 0 : J'/J = p_1'/p_1. \quad (57)$$

Setzt man (56) bzw. (57) in (55) ein, so ergibt sich für

$$J > 0 : \frac{Q-1}{Q_0-1} = \frac{K-1}{Q_0(K_0-1) - (Q_0-1)(K-1)} \quad (58)$$

$$\approx \left(Q_0 \frac{K_0}{K} - Q_0 + 1 \right)^{-1},$$

und für

$$J < 0 : \frac{Q-1}{Q_0-1} = \frac{K_0(K-1)}{K(K_0-1)} \approx 1. \quad (59)$$

In Abb. 4 ist J/J^* für große K_0 nach (50) und $(Q-1)/(Q_0-1)$ nach (58) und (59) für $Q_0 = 1,5$ und für $Q_0 = 3,75$ als Funktion von K/K_0 aufgetragen. Man erkennt, daß der Trennfaktor Q bei Vorwärtsstrom ($J/J^* > 0$, $K/K_0 < 1$) mit steigendem Strom J abfällt, während er bei Rückwärtsstrom ($J/J^* < 0$, $K/K_0 > 1$) unabhängig vom Strom den Wert Q_0 beibehält.

Experimente und ihre Ergebnisse

Zur Messung der Kompression und des Trennfaktors, beide ohne Gasstrom, von sehr kleinen bis zu mittleren Drucken wurde die Molekularpumpe

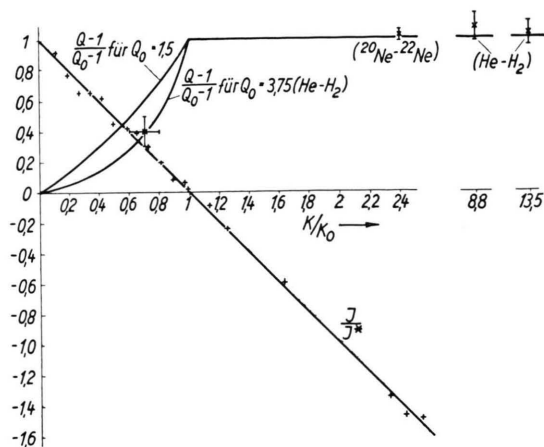


Abb. 4. Zusammenhang zwischen Strom J , Trennfaktor Q und Kompression K bei kleinen Drucken. K_0 und Q_0 = Kompression und Trennfaktor ohne Strom. $J^* = A p_1 / R T$. Theoretische Kurven und an einer Walzenpumpe gewonnene Meßpunkte.

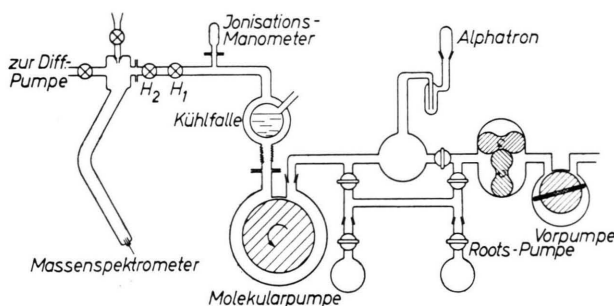


Abb. 5. Anordnung zur Messung der Kompression und des Trennfaktors ohne Strom.

zwischen ein geschlossenes Massenspektrometer auf der Hochvakuumseite und einen geschlossenen Vorratsbehälter auf der Vorvakuumseite geschaltet (siehe Abb. 5). Am Hochvakuum lag ein Ionisationsmanometer, welches zur Druckmessung bei mittleren Drucken und zur Eichung des Massenspektrometers als Druckmeßgerät diente. Bei kleinen Drucken wurde das Massenspektrometer als Druckmeßgerät benutzt, weil es das interessierende Gas getrennt von den Verunreinigungen zu messen gestattet. Um die Mischungsverhältnisse auch bei Drucken messen zu können, die für das Massenspektrometer zu hoch sind, befanden sich in der Hochvakuumleitung zwei Hähne H_1 und H_2 , die es ermöglichten, eine kleine Portion des Gases in das Massenspektrometer zu expandieren. Die Vorvakuumdrucke wurden mit einem Alphasatron gemessen, das über eine Kühlfalle an den Vorratsbehälter angeschlossen war. Außer-

dem befanden sich am Vorratsbehälter zwei Kolben, mit denen Gase zugeführt und Proben zur massenspektrometrischen Analyse entnommen werden konnten.

a) Kompression ohne Strom

Die mit der Walzenpumpe an H_2 , He, Ne, A und Kr und mit der Scheibenpumpe an Ne, A und Kr erhaltenen Kompressionen K_0 sind in Abb. 6 logarithmisch in Abhängigkeit vom Vorvakuumdruck p_2 bzw. von $\log p_2$ aufgetragen.

Bei mittleren Drucken stimmt der gemessene Verlauf von $\log K_0$ als Funktion von $\log p_2$ insofern nicht mit der für die Rohrpumpe entwickelten Theorie [Gl. (7), Abb. 2] überein, als das beobachtete Maximum der Kompression ($K_{0\max}/K_{m0}$ bis zu 6,7) viel größer ist als das theoretische ($K_{0\max}/K_{m0} \approx 1,13$). Auch unter Berücksichtigung der besonderen Konstruktion der Walzen- und Scheibenpumpe ist es uns nicht gelungen, das Auftreten eines so großen Maximums zu verstehen.

Bei kleinsten Drucken konnten die Kompressionen nicht direkt gemessen werden, sondern sie mußten aus den gemessenen Kompressionen durch Extrapolation auf den Druck $p_2 = 0$ bestimmt werden (siehe Abb. 6).

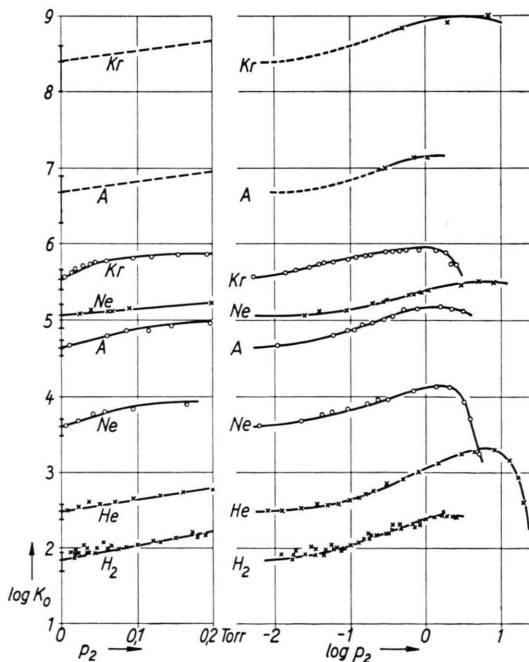


Abb. 6. Mit der Walzenpumpe (Kreuz) und der Scheibenpumpe (Kreise) gemessene Kompression ohne Strom K_0 in Abhängigkeit vom Vorvakuumdruck p_2 , gemessen in Torr.

b) Entmischung ohne Strom

Die mit der Walzenpumpe an den Gasgemischen H_2/He und $^{20}Ne/^{22}Ne$ und mit der Scheibenpumpe an den Isotopengemischen des Ne, A und Kr erhaltenen Trennfaktoren (genauer gesagt die Verhältnisse der Peakhöhenverhältnisse vom Gas der Hoch- und Vorvakuumseite) sind in Abb. 7 als Funktion von $\log p_2$ aufgetragen. Nur die eingetragenen Peakhöhenverhältnisse bei niedrigen Ne-Drucken (eingeklammert) sind mit den gesuchten Trennfaktoren nicht identisch, weil im geschlossenen Massenspektrometer bei der Masse 22 neben $^{22}Ne^+$ auch CO_2^{++} auftrat. Die Trennfaktoren bei niedrigen Drucken (Q_{m0}) wurden aus Abb. 7 durch horizontale Extrapolation auf $p_2 = 0$ bestimmt.

Die experimentellen Kompressionen und Trennfaktoren bei niedrigsten Drucken (K_{m0} und Q_{m0}) genügen der mitgeteilten Theorie der Walzen- und Scheibenpumpe. Setzt man nämlich für die Walzenpumpe

$$b = 1,26 \text{ (Mol/g)}^{1/2}, \quad c = 4,79, \quad N = 8$$

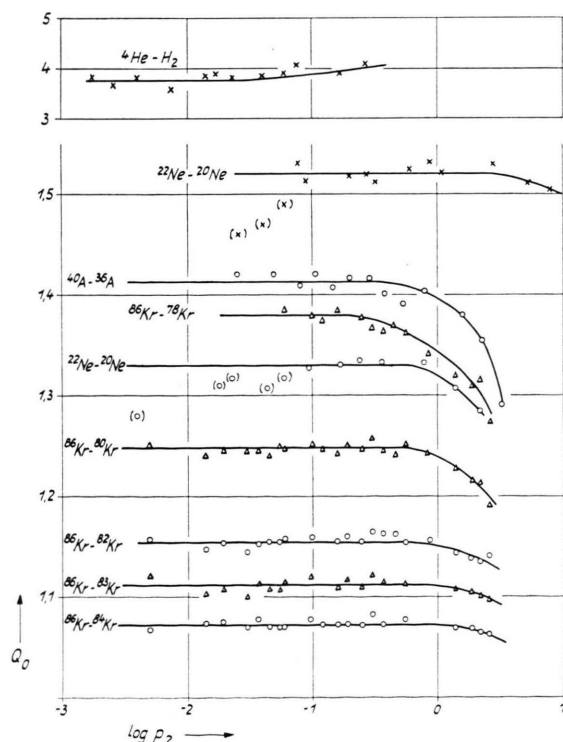


Abb. 7. Mit der Walzenpumpe (Kreuze) und der Scheibenpumpe (Kreise, Dreiecke) gemessene Trennfaktoren ohne Strom Q_0 in Abhängigkeit vom Vorvakuumdruck p_2 , gemessen in Torr.

und für die Scheibenpumpe

$$b = 1,26 \text{ (Mol/g)}^{1/2}, \quad c = 2,43, \quad N = 4,$$

so genügen die gemessenen Kompressionen und Trennfaktoren den Gln. (49) und (54). Dies wird ersichtlich aus Abb. 8, in der die gemessenen Kompressionen nebst Fehlergrenzen und die theoretischen Kompressionen eingetragen sind, und aus Tab. 2, die neben den gemessenen Trennfaktoren

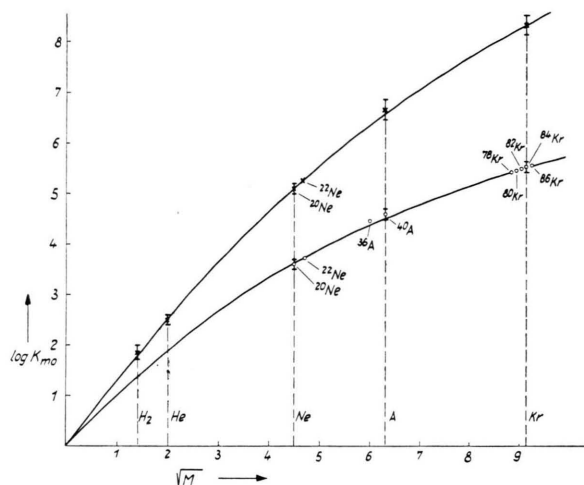


Abb. 8. Mit der Walzenpumpe (Kreuze) und der Scheibenpumpe (Kreise) experimentell ermittelte Kompressionen bei kleinsten Drucken ohne Strom K_{m0} in Abhängigkeit vom Molekulargewicht M . Die Kurven sind mit zwei experimentell bestimmten Pumpenparametern nach der Theorie berechnet.

die theoretischen Trennfaktoren enthält. Nur der gemessene Trennfaktor beim H_2/He -Gemisch stimmt nicht mit der Theorie überein, was vermutlich an Wasserstoffverlusten durch Adsorption etc. im Massenspektrometer liegt.

Gemisch	Q_{m0} (gemessen)	Q_{m0} mit Leckstrom (berechn.)
Scheiben-Pumpe		
$^{22}Ne - ^{20}Ne$	$1,33 \pm 0,01$	$1,34 \pm 0,02$
$^{40}A - ^{36}A$	$1,41 \pm 0,02$	$1,41 \pm 0,02$
$^{86}Kr - ^{78}Kr$	$1,38 \pm 0,02$	$1,37 \pm 0,02$
$^{86}Kr - ^{80}Kr$	$1,248 \pm 0,008$	$1,26 \pm 0,02$
$^{86}Kr - ^{82}Kr$	$1,154 \pm 0,008$	$1,16 \pm 0,01$
$^{86}Kr - ^{83}Kr$	$1,112 \pm 0,008$	$1,117 \pm 0,006$
$^{86}Kr - ^{84}Kr$	$1,072 \pm 0,008$	$1,073 \pm 0,004$
Walzen-Pumpe		
$^4He - H_2$	$3,75 \pm 0,20$	$4,95 (4,5 - 5,5)$
$^{20}Ne - ^4He$	330 bis 430	400 (330 - 500)
$^{22}Ne - ^{20}Ne$	$1,52 \pm 0,01$	$1,54 \pm 0,02$
$^{40}A - ^{20}Ne$	39 ± 2	32 (24 - 43)
$^{84}Kr - ^{40}A$	50 ± 4	53 (30 - 100)

Tab. 2.

Da die Theorie der Rohrpumpe [Gl. (8)] in Abb. 8 Gerade ergeben würde, ist sie zur Beschreibung der experimentellen Ergebnisse nicht geeignet. Offenbar spielt also der Leckstrom, den wir in der Theorie der Walzen- und Scheibepumpen berücksichtigt haben, eine erhebliche Rolle. Der Leckstrom vermindert den Trennfaktor. Folgende Überlegung macht dies verständlich: Während eine Molekularpumpe ohne Leckstrom (Rohrpumpe) eine erhebliche Vervielfachung des Elementareffekts $\sqrt{M'}/\sqrt{M}$ hervorbringt, ist der Trennfaktor einer Pumpe, bei der die ganze Rückströmung durch ein Leck erfolgt, nur gerade gleich dem Elementareffekt.

c) Kompression mit Strom

Die Beziehung zwischen Strom und Kompression bei sehr kleinen Drucken wurde an der Walzenpumpe mit He untersucht. Dazu diente die in Abb. 9 gezeigte Apparatur.

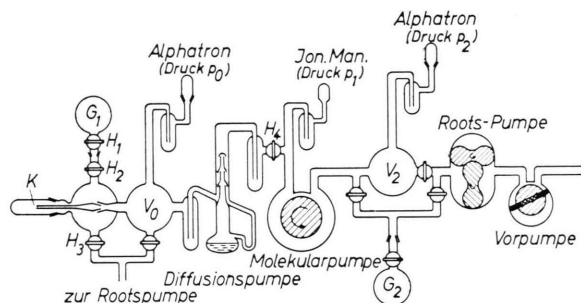


Abb. 9. Anordnung zur Messung der Kompression mit Strom und des Trennfaktors bei Rückwärtsstrom.

Der Vorwärtsstrom ergab sich aus dem Volumen V_2 des Vorvakuumraumes und dem Druckanstieg dp_2/dt im abgeschlossenen Vorvakuumraum nach der Beziehung

$$J = \frac{V_2}{R T} \frac{dp_2}{dt} \quad (60)$$

Unter dp_2/dt ist dabei der Druckanstieg abzüglich eines Anteils $(dp_2/dt)_{p_1=0}$ zu verstehen, der bei evakuierter abgeschlossener Apparatur infolge kleiner Lecks in der Molekularpumpe auftrat und etwa 2% des Druckanstiegs $(dp_2/dt)_{K=1}$ betrug. Zur Messung von dp_2/dt wurde die Auffüllung des zunächst evakuierten Vorvakuumraums V_2 mit der Uhr verfolgt. Bei konstantem Hochvakuumdruck $p_1 = 4 \cdot 10^{-5}$ Torr war $(dp_2/dt)_{K=1} = 4,1 \cdot 10^{-4}$ Torr/min und es dauerte 2,5 Stunden, bis p_2 konstant wurde. Die Konstanthaltung des Hochvakuumdruckes p_1 geschah

dabei durch manipulierte Gaszufuhr aus dem Gasvorrat G_1 . Hierfür dienten zwei Zufuhrhähne H_1 und H_2 , ein Abfuhrhahn H_3 und eine Kapillare K , die den Strom in den Hochvakuumraum drosselte und die Auswirkungen der Manipulationen auf den Hochvakuumdruck dämpfte. Die Diffusionspumpe war bei diesen Versuchen außer Betrieb.

Die Meßwerte $(dp_2/dt)/(dp_2/dt)_{K=1} = J/J^*$ sind in Abb. 4 als Funktion von $(p_2/p_1)/(p_2/p_1)_{J=0} = K/K_0$ eingetragen. In Übereinstimmung mit der Theorie ergibt sich eine Gerade.

Das Volumen V_2 des Vorvakuumraumes wurde zu $V_2 = 11,6$ l bestimmt, indem man eine Gasmenge von bekanntem Druck und Volumen bei laufender Molekularpumpe in den evakuierten Vorvakuumraum expandierte und die dabei auftretende Druckverminderung maß. Damit ließ sich die Pumpenkonstante

$$A = \frac{R T J^*}{p_1} = \frac{V_2}{p_1} \left(\frac{dp_2}{dt} \right)_{K=1} \quad (61)$$

zu $A = 1,97 \cdot 10^3 \text{ cm}^3/\text{sec}$ bestimmen.

Für die Experimente mit Rückwärtsstrom war gemäß Abb. 9 eine gegen die Walzenpumpe wirkende Diffusionspumpe eingeschaltet. Zur Einstellung des Stroms diente eine zwischen dem Hochvakuumraum und der Diffusionspumpe liegende Drossel H_4 . Das zurückströmende Gas sammelt sich in dem geschlossenen Vorvakuumraum V_0 (Volumen $V_0 = 1,6$ l, Druck p_0) der Diffusionspumpe, so daß

$$J = - \frac{V_0}{R T} \frac{dp_0}{dt} \quad (62)$$

Unter dp_0/dt ist dabei der Druckanstieg nach Abzug eines Anteils $(dp_0/dt)_{p_2=0}$ zu verstehen, der bei evakuierter Apparatur infolge kleiner Lecks in der Molekularpumpe auftrat. Wegen der Größe des geschlossenen Volumens V_2 und des Druckes p_2 blieben p_2 , p_1 und dp_0/dt während einer Strommessung praktisch konstant.

Die Berechnung der Pumpenkonstante A aus den Experimenten mit Rückwärtsstrom nach

$$A = - V_0 \frac{dp_0}{dt} \left/ \left(p_1 - \frac{p_2}{K_0} \right) \right. \quad (63)$$

ergab praktisch denselben Wert wie deren Berechnung nach (61), und die gemessenen Werte J/J^* liegen in Abb. 4 in Übereinstimmung mit der Theorie auf derselben Geraden wie die bei Vorwärtsstrom gemessenen Werte.

Aus A , b und c ergeben sich nach (44) und (45) die in (41) vorkommenden Parameter der Walzen-

pumpe zu

$$A = 1,97 \cdot 10^3 \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}, \quad B = 6,2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^3, \\ C = 3,76 \cdot 10^{-6} \text{ cm}, \quad U = 62,8 \text{ cm}.$$

U ist dabei aus der eingangs gegebenen Pumpenbeschreibung entnommen. Die Werte von J , A , B und C sind zu halbieren, wenn man nur eine der beiden Nuten der Pumpe betrachtet.

d) Entmischung mit Strom

Zur Messung von Trennfaktoren mit Strom in der Walzenpumpe wurden als Hilfspumpen eine Lemniskatenpumpe (zweistufige Roots-Pumpe, Typ VP-R 152 der Firma Heraeus) und eine Diffusionspumpe verwandt. Die Trennwirkungen dieser Pumpen mußten zunächst bestimmt werden.

Bei der Roots-Pumpe wurde der Trennfaktor ohne Strom für $^{20}\text{Ne}/^{22}\text{Ne}$ in der gleichen Weise wie bei den Molekularpumpen gemessen. Für Vorvakuumdrücke zwischen $1 \cdot 10^{-3}$ und $5 \cdot 10^{-1}$ Torr betrug der Trennfaktor $1,030 \pm 0,006$, wobei ^{22}Ne im Vorvakuum angereichert war. Dieser Trennfaktor ist im Vergleich zu dem von der Walzenpumpe bei den Neon-Isotopen erzielten Trennfaktor 1,52 so klein, daß die Roots-Pumpe im folgenden als nicht trennend angesehen werden kann.

Auch die Trennwirkung der Diffusionspumpe erwies sich als klein. Wir haben das aus den Trennversuchen bei Rückwärtsstrom indirekt erschlossen, worauf wir noch zurückkommen werden.

Die Trennwirkung der Walzenpumpe bei Vorwärtsstrom wurde an einem H_2 -He-Gemisch untersucht. Dieses Gemisch strömte aus einem Vorratsbehälter durch das Massenspektrometer zu einer Stromverzweigung, von der aus der größte Teil durch eine Diffusionspumpe und ein kleiner Teil durch die Walzenpumpe floß. Durch die ungleiche Stromverzweigung wurde erreicht, daß die Gemischzusammensetzung im Hauptstrom und damit auf der Hochvakuumseite der Walzenpumpe praktisch die gleiche war wie im Massenspektrometer. Durch Handhabung von Drosseln zwischen Vorratsbehälter und Massenspektrometer wurde der Hochvakuumdruck konstant gehalten. Eine Drossel zwischen Vorvakuumraum und Vorpumpe (Roots-Pumpe) ermöglichte die Konstanthaltung des Vorvakuumdruckes bei $(2,00 \pm 0,08) 10^{-2}$ Torr. Während des Strömens wurde die Gemischzusammensetzung im Hochvakuum mit dem Massenspektrometer laufend kontrolliert. Das Peakhöhenverhältnis der Massen 4

und 2 stellte sich nach 30 min auf $0,75 \pm 0,03$ ein (anfangs war es kleiner).

Außerdem wurden 4 und 9 Stunden nach Beginn des Versuchs aus dem Vorvakuumraum entnommene Gasproben mit dem Massenspektrometer analysiert. Der Trennfaktor betrug nach 4 Stunden $Q = 1,74 \pm 0,15$ und nach 9 Stunden $Q = 1,72 \pm 0,08$. Aus der Übereinstimmung folgt, daß sich ein stationärer Zustand eingestellt hatte.

Zum Schluß wurde bei gleichbleibendem Hochvakuumdruck der Vorvakuumdruck ohne Strom zu $(2,80 \pm 0,25) \cdot 10^{-2}$ Torr bestimmt. (Wegen kleiner Lecks in der Molekularpumpe war diese Messung nicht sehr genau.) Demnach war $K/K_0 = 0,71 \pm 0,10$. Der Trennfaktor ohne Strom hatte, wie schon mitgeteilt, für dieses Gemisch den Wert $Q_0 = 3,75 \pm 0,20$. Die Eintragung des Punktes $\frac{Q-1}{Q_0-1} = 0,40 \pm 0,10$, $K/K_0 = 0,71 \pm 0,10$ in Abb. 4 zeigt, daß die Messung mit der Theorie in befriedigender Übereinstimmung steht.

Der Trennfaktor bei Rückwärtsstrom soll nach der Theorie unabhängig von der Stromstärke sein. Zur Prüfung dieser Aussage mit Neon wurde die Walzenpumpe einerseits über einen zunächst geschlossenen Hahn an das Massenspektrometer und andererseits an den Vorvakuumraum geschaltet (s. Abb. 5). Ließ man nun bei laufender Pumpe eine Portion Neon ins Vorvakuum ein, so dauerte es ca. 3 min, bis sich der stationäre Hochvakuumdruck einstellte. Man konnte daher vor Auffüllung des Massenspektrometers den Hahn H_2 schließen und feststellen, ob während des Einströmens ein anderer Trennfaktor auftrat als im Gleichgewicht. Selbst wenn der Hochvakuumdruck erst 20% des Gleichgewichts betrug, wurde ein Trennfaktor $Q = 1,54 \pm 0,01$ gemessen im Vergleich zu $Q_0 = 1,527 \pm 0,008$. Der kleine Unterschied mag von einer Effusionstrennung des Gases beim Eintritt in das Massenspektrometer herühren.

Bei anderen Trennexperimenten hielt eine Diffusionspumpe gemäß Abb. 9 den Rückwärtsstrom aufrecht. (Die Kapillare K war entfernt.) Neon von 1 Torr oder H_2 -He-Gemisch von 0,8 Torr wurde aus G_2 in den Vorvakuumraum V_2 der Walzenpumpe eingebracht, und das durch die Diffusionspumpe nach V_0 gepumpte Gasgemisch sowie das Ausgangsgemisch wurden massenspektrometrisch analysiert. Für Neon ergab sich $Q = 1,55 \pm 0,05$ bei $K/K_0 = 2,4$ im Vergleich zu $Q_0 = 1,52 \pm 0,01$ und für H_2 -He

$Q = 3,94 \pm 0,20$ bei $K/K_0 = 8,8$ und $Q = 3,86 \pm 0,20$ bei $K/K_0 = 13,5$ im Vergleich zu $Q_0 = 3,75 \pm 0,20$.

Aus diesen Messungen, die auch in Abb. 4 eingetragen sind, kann man wieder folgern, daß der Rückwärtsstrom keinen Einfluß auf den Trennfaktor hat. Außerdem ist ersichtlich, daß die Diffusionspumpe im Vergleich zur Walzenpumpe eine sehr geringe Trennwirkung besitzt.

Schlußbetrachtung

Unsere Untersuchung betraf die Isotopenanreicherung in käuflichen Molekularpumpen normaler Bauart. Es ergeben sich große Trennfaktoren, aber trotzdem sind diese Pumpen der kleinen Durchsätze wegen zur ökonomischen Isotopentrennung ungeeignet. Nach der Kaskadentheorie ist die Güte G eines Trennelements

$$G = (\ln Q)^2 J/4L,$$

wo L die Leistungsaufnahme des Trennelements ist. Nun ist bei der Molekularpumpe

$$\ln Q \sim \ln K,$$

$$J/L \sim p_1/l \sim 1/K \ln K$$

und damit

$$G \sim \ln K/K.$$

Der maximalen Güte entspricht demnach eine Kompression

$$K_{\text{optimal}} = 2,71.$$

Die untersuchten Molekularpumpen besitzen dagegen Kompressionen der Größenordnung 10^5 . Um dem abzuweichen, könnte man daran denken, eine Turbinen-Molekularpumpe (ähnlich der Turbo-Molekular-Pumpe der Firma Pfeiffer, Wetzlar⁹) zu bauen, bei der jedes Turbinenrad ein Trennelement mit kleiner Kompression darstellt und bei der diese Trennelemente kaskadenartig aneinandergeschaltet sind.

Wir danken Herrn Dr. R. L. DATTA vielmals für seine Mitarbeit während seines Aufenthalts an unserem Institut (Okt. 1956 bis Juli 1957). Die Scheibenpumpe wurde uns von der Firma Leybold und die Rootspumpe von der Firma Heraeus leihweise zur Verfügung gestellt. Einen Teil der benötigten Sach- und Personalmittel erhielten wir von der Deutschen Forschungsgemeinschaft und vom Bundesministerium für Atomenergie und Wasserwirtschaft.

⁹ W. BECKER, Vakuump-Technik 7, 149 [1958].

Eine neue Methode zur Kalium-Argon-Altersbestimmung und ihre Anwendung auf Steinmeteorite

Von H. WÄNKE und H. KÖNIG

Aus dem Max-Planck-Institut für Chemie (Otto-Hahn-Institut), Mainz
(Z. Naturforsch. 14 a, 860—866 [1959]; eingegangen am 5. Juli 1959)

Nach einer neuen Methode wurden an fünf Chondriten und zwei Achondriten Kalium-Argon-Altersbestimmungen durchgeführt. Es handelt sich um eine Neutronenaktivierungsmethode, bei der sowohl Kalium als auch Argon über ein durch die Bestrahlung gebildetes aktives Argonisotop bestimmt werden. So entsteht aus Kalium 39 durch (n, p)-Reaktion Argon 39 und aus Argon 40 durch (n, γ)-Reaktion Argon 41. Da es für die Altersbestimmungen im wesentlichen nur auf das Verhältnis der Aktivitäten von Argon 39 zu Argon 41 ankommt, erscheint diese Methode besonders vorteilhaft, zumal sie nur geringen apparativen Aufwand erfordert. Die Alter der untersuchten Meteorite ergaben sich zu $2,78 \cdot 10^9$ bis $4,25 \cdot 10^9$ Jahren und stimmen, soweit Messungen nach anderen Verfahren bereits vorliegen, mit diesen überein. Nebenbei wurden aus den durch (n, α)-Prozesse entstandenen Argon 37-Aktivitäten Werte für den Calciumgehalt der untersuchten Meteoritproben erhalten.

Unter allen Methoden der Altersbestimmung mit Hilfe der radioaktiven Urelemente besitzen diejenigen besondere Bedeutung, bei denen das stabile Endprodukt oder eines der stabilen Endprodukte ein Edelgas ist; dies ist der Fall bei der Uran-Helium-Methode und bei der Kalium-Argon-Methode. Der Vorteil dieser beiden Verfahren besteht darin, daß keinerlei Kenntnisse der Vorgeschichte des Un-

tersuchungsmaterials vor dem Zeitpunkt des Erstarrens erforderlich sind, da man in beinahe allen Fällen sicher sein kann, daß die Speicherung der Edelgase erst nach der Erstarrung begann. Als nachteilig erweist sich die Möglichkeit des Entweichens von Argon oder Helium nach dem Erstarren durch Diffusion. Dies gilt vor allem für das Helium. Argon als mittelschweres Edelgas besitzt wesentlich klei-