

Anleitungen zum Arbeiten im Röhrenlaboratorium

von

M. Knoll

Dritter Teil

der

Anleitungen zum Arbeiten im
elektrotechnischen Laboratorium

von E. Orlich

Mit 57 Textabbildungen



Berlin

Verlag von **Julius Springer**

1937

ISBN-13: 978-3-642-89957-7
DOI: 10.1007/978-3-642-91814-8

e-ISBN-13: 978-3-642-91814-8

Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung
in fremde Sprachen, vorbehalten.
Copyright 1937 by Julius Springer in Berlin.

Vorwort.

Die vorliegenden Anleitungen enthalten typische Aufgaben aus dem 1931/32 an der Technischen Hochschule Berlin ins Leben gerufenen Laboratorium für Röhrentechnik. Die ersten Pläne zur Verwirklichung eines solchen, unseres Wissens noch nirgends bestehenden Laboratoriums und der zugehörigen Vorlesung liegen noch weiter zurück. Sie ergaben sich daraus, daß die Anwendung der verschiedenen Entladungsröhren nach dem Krieg aus dem physikalisch-laboratoriumsmäßigen in den elektrotechnischen Bereich übergang, und die röhrenherstellende Industrie ein zunehmendes Bedürfnis nach einem vorgebildeten, insbesondere experimentell vorgebildeten Ingenieurnachwuchs hatte. Aufgabe unserer Hochschulen war es also, diesen Nachwuchs heranzuziehen, die spezielle Ausbildung des röhrenbauenden Ingenieurs zu organisieren und im Rahmen dieser Aufgabe für eine genügende experimentelle Ausbildung zu sorgen.

Als einer der ersten hat unser allzu früh verstorbene Geheimrat Orlich die Notwendigkeit der Förderung dieser Disziplin an unserer Hochschule erkannt; seiner unermüdlichen Unterstützung unter Mithilfe von Dr. F. Ollendorff war es zu verdanken, daß wir vor fünf Jahren mit der Einrichtung des Laboratoriums für Röhrentechnik im Rahmen des elektrotechnischen Instituts der Technischen Hochschule Berlin beginnen konnten.

Die für ein vierstündiges Praktikum ausgewählten vierzehn Aufgaben stehen in engem Zusammenhang mit der zwei Semester umfassenden Vorlesung über den Bau elektrischer Entladungsröhren, deren Inhalt zum großen Teil in dem Buch „Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik“ (Espe und Knoll, Berlin 1936) enthalten ist. Sie stellen naturgemäß kein starres Programm dar; unumgänglich erforderlich ist lediglich, daß der Student eine möglichst vielseitige Kenntnis der zur Röhrenherstellung notwendigen Werkstoffkunde, Vakuumtechnik und Elektrotechnik sich aneignet.

Beim Aufbau des Laboratoriums und der Ausarbeitung der Aufgaben haben die Herren Dr. H. Knoblauch und Dipl.-Ing. Wendt, Bertelsmann, Bigalke, Dosse und Gundert mitgewirkt. Ihnen allen sei für ihre interessierte, intensive und wegen der ungenügenden zur Verfügung stehenden Mittel oft mühevollen Mitarbeit herzlich gedankt.

Besonderen Dank schulden wir ferner verschiedenen Firmen der röhrenherstellenden Industrie (AEG, Gladitz G. m. b. H., I. G. Farbenindustrie, Osram G. m. b. H., Rectron, Telefunken und Siemens-Röhrenwerk), die uns mit Apparaten und Modellen unterstützt haben.

Berlin, im November 1936.

M. Knoll.

Inhaltsverzeichnis.

	Seite
1. Untersuchung von Vakuumpumpen und Hochvakuumpumpenanlagen . . .	1
2. Eichung eines Mc Leod'schen Manometers	9
3. Eichung eines Wärmeleitungsmanometers	15
4. Eichung eines Ionisationsmanometers	21
5. Temperaturbestimmung mit dem Mikropyrometer	25
6. Messung der Heizfadentemperatur von Elektronenröhren mittels des Anlaufstromes	31
7. Untersuchung der Gasabgabe und Gasbindung in Entladungsröhren . . .	34
8. Bestimmung der Richardson-Konstanten für den Sättigungsstrom einer Elektronenröhre	39
9. Pumpen, Entgasen, Abschmelzen und Prüfen einer Hochvakuum-Dreipolröhre mit Wolframfaden-Kathode	43
10. Pumpen, Formieren, Aktivieren und Abschmelzen einer Hochvakuum-Dreipolröhre mit indirekt geheizter Ba-Pastekathode	48
11. Pumpen, Füllen und Aufnahme der Kennlinie einer Edelgas-Leuchtröhre	51
12. Herstellung einer Photozelle mit Na-Kathode durch Glaselektrolyse . . .	56
13. Feldbildaufnahme und Durchgriffsbestimmung am Modell einer Dreipol-Verstärkerröhre im elektrolytischen Trog	59
14. Untersuchungen am Elektronenmikroskop	62

1. Aufgabe.

Untersuchung von Vakuumpumpen und Hochvakuumpumpanlagen.

Zubehör:

Öl-Vorvakuumpumpe mit Ölfang,
Wasserstrahlpumpe mit Rückschlagventil,
Hg-Diffusionspumpe,
langes offenes Hg-Manometer,
verkürztes Hg-Manometer,
Mc Leodsches Manometer,
Dosenmanometer,
Hochfrequenz-Vakuumprüfgerät,
Thermometer,
Stoppuhr,
Glaskugel (etwa 3 l) mit aufgesetztem Geißlerrohr,
Erlenmeyerkolben mit Gummistopfen,
Glasrohre, Vakuumschlauch, Gasschlauch,
Dreiwegehahn, Schliffe,
Klebwachs, Apiezon- oder Ramsay-Fett,
Xylol, Tetrachlorkohlenstoff, Alkohol.

A. Charakteristische Daten der Hochvakuumpumpen (Lit. 1, 2, 3).

Die Leistungsfähigkeit einer Hochvakuumpumpe ist durch drei Größen gekennzeichnet.

1. **Grenzdruck** p_g . Hierunter wird der kleinste Druck¹ verstanden, der durch die Vakuumpumpe in einem abgeschlossenen Gefäß (Rezipienten) erreicht werden kann.

2. **Sekundliches Fördervolumen** F . Hierunter versteht man das pro Sekunde aus dem Rezipienten unter dem jeweils herrschenden Druck geförderte Gasvolumen.

3. **Maximaler Gegendruck** p_a (bzw. „Außendruck“ oder „Vorvakuum“). Er entspricht dem Maximaldruck am Druckstutzen der Pumpe, bei dem noch kein wesentliches Absinken des optimalen Fördervolumens der Pumpe eintritt.

B. Theoretischer Verlauf des Evakuierungsvorganges.

Eine Pumpe, die ein konstantes sekundliches Fördervolumen F und den Grenzdruck p_g habe, möge ein Gefäß vom Volumen V und einem Anfangsdruck p_0 auspumpen. Dann werden (bei Vernachlässigung des Strömungswiderstandes der Pumpleitung) in dt sec $F \cdot dt$ cm³ aus dem Gefäß gefördert. Dieses weggeschaffte „differentiale Fördervolumen“

¹ Drucke werden in Tor gemessen (1 Tor = 1 mm Quecksilbersäule bei 0 °C; nach DIN 1314).

2 1. Untersuchung von Vakuumpumpen und Hochvakuumpumpenanlagen.

$F \cdot dt$ muß nun, multipliziert mit dem zugehörigen Druck $(p - p_g)^1$ gleich sein dem Gefäßvolumen V , multipliziert mit dem zugehörigen Druckabfall dp :

$$F \cdot dt (p - p_g) = -V \cdot dp.$$

Es ist also der Druckabfall im Gefäß

$$-\frac{dp}{dt} = \frac{F}{V} (p - p_g).$$

Dies ergibt integriert

$$\ln \frac{p_0 - p_g}{p - p_g} = \frac{F}{V} \cdot t$$

oder unter Vernachlässigung von p_g gegen p_0 durch Umformung:

$$p - p_g = p_0 \cdot e^{-\frac{F}{V} \cdot t}$$

als Kurvengleichung.

Wenn $p - p_g$ als Ordinate logarithmisch aufgetragen wird, muß der durch die Kurve $p = f(t)$ dargestellte Evakuierungsvorgang eines Rezipienten also als eine Gerade verlaufen, solange der Strömungswiderstand der Pumpleitung konstant und p_g gegen p zu vernachlässigen ist.

$\frac{V}{F} = T$ ist die „Zeitkonstante“ der Evakuierungskurve $p = f(t)$; vgl. elektrische Ausgleichsvorgänge, Erwärmungs- und Abkühlungskurven.

C. Übersicht über die wichtigsten Vakuumpumpen.

1. Mechanische Pumpen (Lit. 1—4).

a) Pumpen mit hin- und hergehendem Kolben. Sie haben für die heutige Hochvakuumtechnik nur noch geringe Bedeutung.

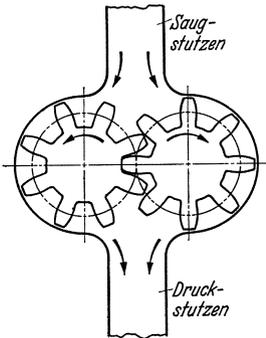


Abb. 1. Zahnradpumpe.

b) Zahnradpumpen. Sie arbeiten ähnlich wie die bekannten Zahnradkompressoren (vgl. Abb. 1). In den Kammern, die durch die Zahnlücken gebildet werden, wird die Luft vom Saugstutzen zum Druckstutzen befördert; die Abdichtung erfolgt durch einen Ölfilm. Die Zahnradpumpen arbeiten meist gegen Atmosphärendruck; ihr Grenzdruck beträgt etwa 0,1 bis 0,01 Tor. Sie werden in technischen Betrieben nur noch selten benutzt.

c) Drehschieberpumpen. Abb. 2 erläutert ihre Wirkungsweise. Der rotierende zylindrische Kolben K ist gegen die zylindrische Bohrung des Gehäuses G exzentrisch gelagert und berührt diese längs der obersten Mantellinie. Die Schieber S_1 und S_2 werden durch die Federn F gegen die Gehäusewand gedrückt. Bei Drehung des Kolbens in Pfeilrichtung wird in die sich vergrößernde

¹ Den „Grenzdruck“ p_g kann man sich dabei durch eine kleine, zusätzlich in den Rezipienten strömende Gasmenge entstanden denken, die durch eine Undichtigkeit, Verdampfung des Treibmittels oder durch den schädlichen Raum der Pumpe verursacht ist.

Kammer A_1 durch den Stutzen V_1 Luft angesaugt, nach Passieren des Schiebers S_2 bei V_1 abgeschlossen (A_2) und nach Passieren des Schiebers S_1 bei Ventil V_2 durch dieses hinausgedrückt (Kammer A_3). Die Abdichtung erfolgt durch Öl; meist wird das ganze Pumpengehäuse unter Öl gesetzt.

Die Drehschieberpumpen arbeiten gewöhnlich gegen Atmosphärendruck ($p_a = 760$ Tor) und erreichen je nach ihrer Größe beträchtliche Fördervolumina (bis $10 \text{ m}^3/\text{h}$). Ihr Grenzdruck beträgt je nach Konstruktion und je nach dem Dampfdruck des verwendeten Öles $0,1$ bis 10^{-5} Tor; sie werden in technischen Betrieben meist als Vorvakuum-pumpen, seltener als Hochvakuum-pumpen verwendet.

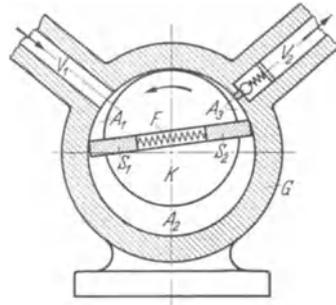


Abb. 2. Drehschieberpumpe.

d) Wälzpumpen. In Fällen, wo es auf besonders hohe Fördermengen und weniger auf niedrigen Grenzdruck ankommt, benutzt man eine andere Art rotierender Ölpumpen, die sogenannten Wälzpumpen.

Ihre Bauart zeigt Abb. 3. Um die Achse A dreht sich auf dem Kugellager B der Zylinder C , der bei D gegen das Pumpengehäuse E abdichtet. Die Reibung ist bei dieser Pumpenart deswegen besonders klein, weil der Zylinder normalerweise auf der Gehäusewand abgerollt wird, ohne daß Gleitung stattfindet. Durch eine Feder F wird ein Schieber G gegen den Zylinder gedrückt; dadurch wird das Innere der Pumpe in den Saugraum H und den Druckraum J geteilt. Das Ansaugen der Luft erfolgt durch den Saugstutzen K , das Ausstoßen durch das ölbedeckte Ventil L . Die Fördermenge dieser Pumpe ist der Umdrehungszahl proportional; das ist deswegen wichtig, weil die Wälzpumpen wegen der geringeren Reibung mit weit höheren Tourenzahlen betrieben werden können als Drehschieberpumpen gleicher Leistung, nämlich mit bis zu 700 Umdr/min. Aus demselben Grunde (geringe Reibung) brauchen selbst die größten Wälzpumpen im allgemeinen keine Wasserkühlung. Der Grenzdruck liegt gewöhnlich unter $0,01$ Tor, die Fördermenge bei 10 bis $150 \text{ m}^3/\text{h}$. Wegen des zu großen Kraftaufwandes (etwa 4 mal größer als der normale) läßt man die Wälzpumpen im allgemeinen nicht mit geschlossenem Saugstutzen anlaufen, sondern verbindet diesen so lange mit der Außenluft, bis die Betriebstourenzahl erreicht ist.

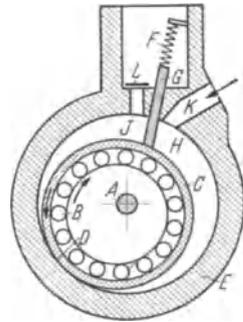


Abb. 3. Wälzpumpe.

e) Rotierende Quecksilberpumpen. Die Quecksilberpumpe nach Gaede ist ähnlich wie eine Gasuhr gebaut (Abb. 4). Das gußeiserne Gehäuse G ist durch eine Glasplatte P verschlossen, damit das Innere beobachtet werden kann. Die Porzellantrommel T enthält drei

gleiche, symmetrisch angeordnete Kammern K_1 , K_2 und K_3 , die in der Achse des Pumpengehäuses unterhalb des Hg-Spiegels kommunizieren. Jede Kammer ist durch ein Loch l mit der Vorkammer V verbunden. In diese ragt der Hochvakuumstutzen H hinein; er ist durch die Mitte der Glasplatte nach außen geführt und wird an den Rezipienten angeschlossen. Der Oberteil des Gehäuses G ist durch den Stutzen S mit dem Vorvakuum verbunden. Der Dreiweghahn H gestattet die vollständige Trennung von Vorvakuumleitung,

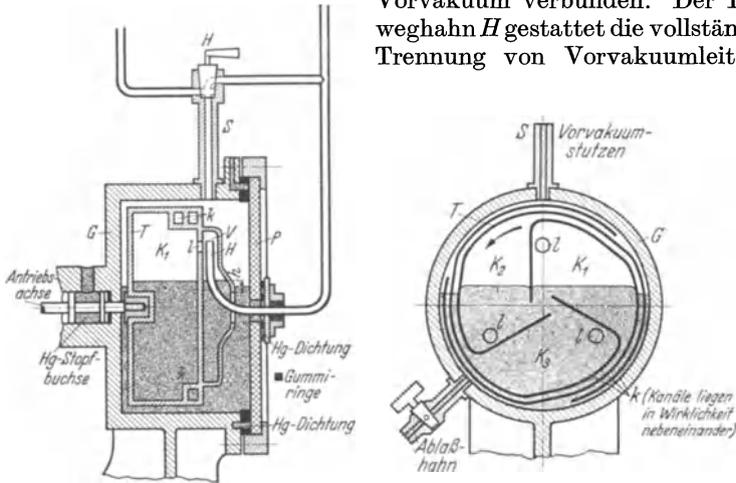


Abb. 4. Rotierende Quecksilberpumpe.

Pumpe und Hochvakuumleitung, die Verbindung aller drei zum Zweck des Auspumpens des Rezipienten und der Pumpenräume auf Vorvakuum und die Verbindung der Vorvakuumleitung mit dem Vorvakuumraum der Pumpe während des Pumpens auf Hochvakuum.

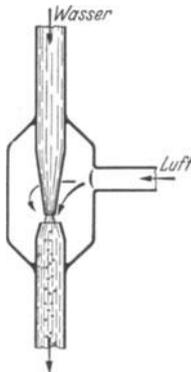


Abb. 5. Wasserstrahlpumpe.

Bei Drehung der Trommel T in Pfeilrichtung vergrößert sich der Raum der Kammer K_1 und saugt durch das Loch l , die Vorkammer V und den Hochvakuumstutzen H Gas an. Nach dem Eintauchen des Loches l in das Quecksilber (Kammer K_2) wird dieses Luftvolumen durch den Kanal k in den Vorvakuumraum befördert.

Der maximal zulässige Gegendruck der Pumpe beträgt 20 bis 25 Tor, entsprechend der Höhe des Hg-Spiegels über dem oberen Rand der Vorkammer (h). Der Grenzdruck liegt bei 10^{-4} bis 10^{-5} Tor, das größte Fördervolumen beträgt 0,1 l/sec bzw. $0,36 \text{ m}^3/\text{h}$.

2. Strahlpumpen (Lit. 1, 2, 8—16).

a) Wasserstrahlpumpen (Abb. 5). Ihre Wirkungsweise beruht auf dem Mitreißen von Luftteilchen durch einen aus einer Düse austretenden Wasserstrahl. Die Fördermenge hängt wesent-

lich von der Düsenform¹ und von der sekundlichen Durchflußmenge des Wassers ab. Die Pumpen arbeiten gegen Atmosphärendruck ($p_a = 760$ Tor); der Grenzdruck ist praktisch² gleich dem Dampfdruck des Wassers, da dieses durch den Saugstutzen in den Rezipienten hinein verdampfen kann.

b) Dampfstrahlpumpen (teilweise auch Diffusions- oder Kondensationspumpen genannt). Die Saugwirkung einer Dampfstrahlpumpe kann auf drei verschiedenen Ursachen beruhen (Abb. 6):

1. *Strahlwirkung.* Die schnell bewegten Moleküle des aus einer Düse austretenden Dampfstrahles geben den Molekülen des Rezipientengases, die sich zunächst vollständig ungeordnet im Pumpenraum *A* bewegen, durch Stoß eine überwiegende Geschwindigkeitskomponente in Richtung des Dampfstrahles und befördern dadurch die Gasmoleküle in den Raum *B*. Für die Strahlwirkung ist in erster Linie die Geschwindigkeit der Dampfmo­leküle beim Austritt aus der Düse maßgebend.

2. *Diffusionswirkung.* Im Dampfstrahl herrscht infolge der gerichteten Bewegung der Moleküle stets ein niedrigerer Partialdruck des Rezipientengases als im Rezipienten selbst. Daher diffundieren die Gasmoleküle (lediglich infolge ihrer thermischen Bewegung) in den Dampfstrahl und werden von diesem in den Vorvakuumraum der Pumpe mitgerissen. Für die Diffusionswirkung ist also hauptsächlich die Diffusionsgeschwindigkeit des Rezipientengases in den Dampf des Treibmittels maßgebend, die von den Molekular­konstanten des Rezipientengases und des Treibmittels abhängt.

3. *Kondensationswirkung.* Der Dampfstrahl des Treibmittels trifft auf die Mantelfläche des Raumes *B* (vgl. Abb. 6); das Rezipientengas wird von dort durch eine (Vorvakuum-) Pumpe abgesaugt. Bei niedrigen Drucken (große freie Weglänge der Dampfmo­leküle) muß verhindert werden, daß reflektierte Dampfmo­leküle in den Rezipienten hineindiffundieren oder die Diffusion der Gasmoleküle in den Dampfstrahl beeinträchtigen. Dies geschieht durch Kühlung der Begrenzungsfläche des Raumes *B*, wodurch die dort auf­treffenden Dampfmo­leküle durch Kondensation festgehalten werden.

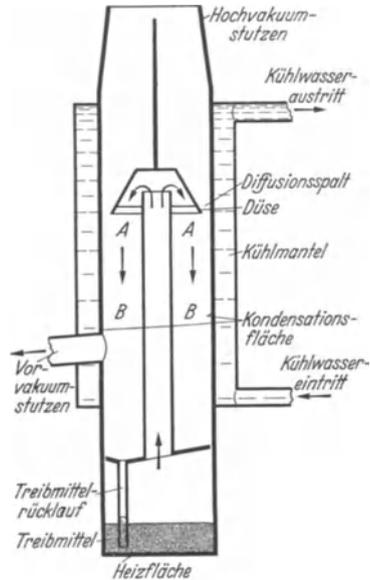


Abb. 6. Dampfstrahlpumpe.

¹ Wirbelbildung erhöht die Fördermenge.

² Infolge der gerichteten Geschwindigkeit der Wasserdampfmo­leküle kann der Grenzdruck einer Wasserstrahlpumpe grundsätzlich auch kleiner sein als der der Temperatur des Wassers zugehörige Sättigungsdruck.

6 1. Untersuchung von Vakuumpumpen und Hochvakuumpumpenanlagen.

Bei Verwendung einer Dampfstrahldüse ist zwar die Fördermenge einer Hochvakuumpumpe genügend groß, jedoch der zulässige Gegendruck sehr klein (Größenordnung 10^{-2} Tor). Um zur Herstellung des Gegendrucks einfache Vorvakuumpumpen (Grenzdruck 10 bis 0,1 Tor) benützen zu können, schaltet man zwei oder mehrere Düsen (Stufen) hintereinander.

Der Grenzdruck der Dampfstrahlpumpen auf der Hochvakuumseite ist theoretisch unbegrenzt klein und meist nur durch kleine Undichtigkeiten und Gasabgabe der Innenwandungen des Rezipienten gegeben (vgl. Aufgabe 7). Das Fördervolumen liegt je nach der Ausführungsform zwischen 0,1 und 400 l/sec (0,36 bis 1440 m³/h). Als Treibmittel kommen in erster Linie Quecksilber, Öle, Paraffine und Phtalate mit niedrigem Dampfdruck zur Verwendung.

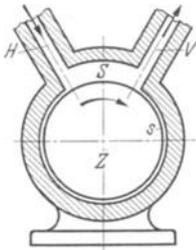


Abb. 7.
Molekularpumpe.

3. Molekularpumpen (Lit. 17). Die Wirkungsweise der Molekularpumpen beruht auf der Erzeugung einer Gasströmung in einem Spalt *S* (vgl. Abb. 7). Die Gasmoleküle werden an dem rotierenden Zylinder *Z* in dessen Drehrichtung reflektiert und so vom Stutzen *H* zum Stutzen *V* befördert. Der Abstand *s* zwischen Zylinder und Gehäuse wird möglichst klein gehalten. Die Druckdifferenz zwischen Hochvakuumsstutzen *H* und Vorvakuumsstutzen *V* ist bei hohen Drucken proportional der Umlaufgeschwindigkeit des Zylinders und der Zähigkeit des Gases (Reibungskoeffizient!).

Bei niedrigen Drucken, bei denen die Zusammenstöße der Moleküle untereinander selten sind gegen die Stöße der Moleküle gegen Wand und Zylinder, bei denen also die freie Weglänge mindestens von der Größenordnung der Spaltdimensionen ist, wird das Verhältnis: Vorvakuumdruk zu Hochvakuumdruk proportional zur Umlaufgeschwindigkeit des Zylinders. Das Fördervolumen beträgt je nach Konstruktion z. Zt. 1,5 bis 3 l/sec (5,4 bis 10,8 m³/h).

D. Untersuchung einer Wasserstrahlpumpe.

1. Aufbau der Vakuumleitung (Abb. 8). Die einzelnen Apparate werden durch möglichst kurze Stücke Vakuumschlauch und Glasrohre miteinander verbunden.

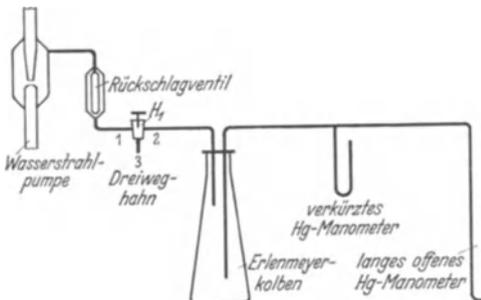


Abb. 8. Pumpschaltung für die Wasserstrahlpumpe.

Die Verbindungsfugen zwischen Vakuumschlauch und Glasrohr werden mit Klebwachs abgedichtet (vgl. Abb. 9), die Hahnschliffe mit Xylol gereinigt (altes Fett und Staubeilchen gründlich entfernen!) und mit einer dünnen Schicht Ramsay-Fett überzogen.

2. Prüfung des Vakuums.
Die fertige Vakuumleitung

wird zunächst auf Dichtigkeit geprüft. Durch H_1 wird die Wasserstrahlpumpe mit der Leitung verbunden (Stellung 1—2) und der Wasserhahn aufgedreht. Der Unterdruck in der Leitung (Differenz gegen den äußeren Luftdruck) wird am langen offenen Hg-Manometer gemessen. Unterhalb etwa 80 Tor zeigt das verkürzte Hg-Manometer den Druck in der Leitung an. Den kleinsten erreichbaren Druck (Grenzdruck) vergleiche man mit dem Sättigungsdruck des Wasserdampfes bei der herrschenden Raumtemperatur bzw. der Wassertemperatur.

3: Aufnahme der Evakuierungskurve. Für eine lange und eine kurze Vakuumleitung wird der Druckverlauf in Abhängigkeit von der Zeit aufgenommen; im Bereich von etwa 80 bis 1 Tor lese man das offene und das verkürzte Hg-Manometer ab und bestimme aus diesen Ablesungen den Barometerstand. Der Wasserdruck ist zu kontrollieren.

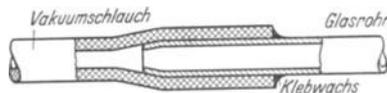


Abb. 9. Vakuumdichte Schlauchverbindung.

4. Abstellen der Wasserstrahlpumpe. Vor dem Abstellen der Wasserstrahlpumpe muß durch Hahn H_1 die Pumpleitung mit der Außenluft (Stutzen 3) verbunden werden, um das Zurückschlagen des Wassers in die Leitung zu vermeiden. Vorvakuumleitung und Erlennmeyerkolben können ebenfalls über H_1 voll Luft gelassen werden (Drosselung durch kleinen Querschnitt des Stutzens 3).

5. Auswertung. Es ist für die aufgenommenen Pumpvorgänge der gemessene Druck p als Funktion der Zeit t aufzutragen (zweckmäßig auf einfach geteiltem Logarithmenpapier) und der Verlauf der Kurven zu diskutieren (vgl. Abschnitt B).

E. Untersuchung einer Drehschieberpumpe.

1. Aufbau. Zum Versuch wird die vorhandene Vorvakuumleitung des Laboratoriums mit der angeschlossenen Drehschieberpumpe und dem Vorvakuumkessel benutzt. Der Druck wird mit dem am Kessel angebrachten Dosenmanometer gemessen.

2. Aufnahme der Evakuierungskurve. Der Druckverlauf wird in Abhängigkeit von der Zeit aufgenommen, bis der Grenzdruck der Pumpe erreicht ist. Die Druckmessung kann bis 10 Tor am Dosenmanometer des Kessels erfolgen. Um genauer ablesen und bis zum Grenzdruck der Pumpe messen zu können, wird ein Mc Leodsches Manometer¹ mit an die Vorvakuumleitung angeschlossen. Welchen Einfluß hat die relativ lange Leitung zum Mc Leodschen Manometer auf die Messung?

3. Abstellen der Pumpe. Nach Beendigung des Versuchs wird der Pumpenmotor abgestellt und der Vakuumstutzen der Pumpe mit der Außenluft verbunden, da sonst durch den äußeren Luftdruck das Öl der Pumpe in die luftleere Leitung gedrückt wird und diese verunreinigt. Der Kessel wird von der Leitung getrennt und bleibt unter Vakuum.

4. Auswertung. Wie in Abschnitt D, außerdem eine Skizze der Pumpschaltung.

¹ Vgl. Aufgabe 2.

F. Aufbau und Betrieb einer Hochvakuumpumpanlage mit Öl-Vorvakuumpumpe und einstufiger Hg-Diffusionspumpe.

1. Aufbau der Vorvakuumleitung (Abb. 10). Es wird zunächst die Vorvakuumleitung von der Ölpumpe bis zum verkürzten Hg-Manometer (M_v) zusammengesetzt. Die einzelnen Apparate werden durch möglichst kurze Stücke Vakuumschlauch verbunden, ev. unter Zwischenschaltung von Glasrohren, und die Verbindungsfugen zwischen Glasrohr und Vakuumschlauch durch Klebwachs abgedichtet (vgl. Abb. 9). Statt des Vorvakuumstutzens V.V. der Diffusionpumpe wird zunächst die Glaskugel und an deren zweiten Stutzen ein Dosenmanometer angeschlossen.

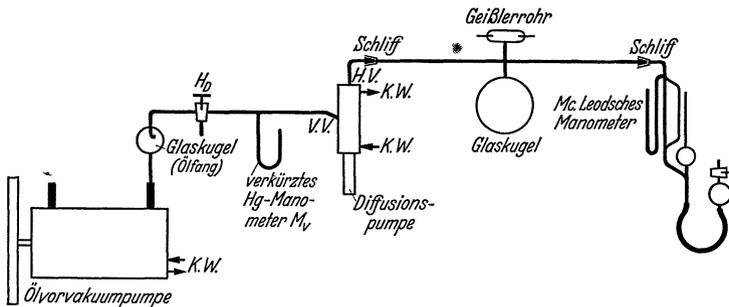


Abb. 10. Pumpschaltung für die Hg-Diffusionspumpe.

2. Prüfung des Vorvakuums. Die Vorvakuumpumpe wird eingeschaltet und der Druckverlauf abhängig von der Zeit aufgenommen (Druckablesung am Dosenmanometer und verkürzten Hg-Manometer). Vor dem Abschalten der Pumpe muß der Saugstutzen mit der Außenluft verbunden werden (Dreiweghahn H_D), da sonst bei Unterdruck in der Leitung der Außendruck das Öl der stillstehenden Pumpe in die Leitung drückt (Zerstörung der Gummischläuche und Verunreinigung des Öles!).

3. Auspumpen der Anlage auf Hochvakuum. Der Pumpstand wird nun nach Abb. 10 vollständig aufgebaut. Die Kühlwasserleitung wird vom Wasserhahn zunächst zur Diffusionspumpe und dann erst zur Vorvakuumpumpe geführt, falls für diese eine Wasserkühlung vorgesehen ist. Das Flammenschutzrohr muß vollständig über den unteren glatten Zylinder der Diffusionspumpe geschoben werden. Der Brenner soll mit seiner Mündung etwa mit dem unteren Rand des Flammenschutzrohrs abschließen.

Nach Fertigstellung des Aufbaues wird der Kühlwasserhahn langsam aufgedreht (Durchflußmenge etwa 1,5 bis 2 l/min; Achtung auf die Anschlüsse der Wasserschläuche!) und die ganze Anlage auf Vorvakuum gepumpt (Zeit bis zur Erreichung des Grenzdruckes feststellen, Vergleich mit dem Vorversuch $F2!$). Dann wird der Brenner der Diffusionspumpe angezündet. Nachdem das Quecksilber mit kräftiger Flamme zum Kochen gebracht ist (an den Erschütterungen des Pumpenkörpers festzustellen), kann es mit schwacher Flamme kochend gehalten werden.

Der Druckverlauf wird am Mc Leodschen Manometer abgelesen und gleichzeitig mit dem Hochfrequenz-Vakuumpüfgerät verfolgt.

4. Außerbetriebsetzen der Anlage. Es ist folgende Reihenfolge einzuhalten:

a) Abstellen der Heizung der Diffusionspumpe (man beobachte das Durchschlagen des Vorvakuumdruckes in die Hochvakuumleitung!).

b) Einlassen von Luft in den Saugstutzen der Vorvakuumpumpe durch langsames Öffnen des Dreiweghahnes H_D ; Abstellen der Vorvakuumpumpe.

c) Einlassen von Luft in die ganze Leitung durch Hahn H_D (beim Öffnen des Hahnes verkürztes Hg-Manometer beobachten!).

5. Auswertung. Die gemessenen Drucke p sind für Vor- und Hauptversuch als Funktion der Pumpzeit aufzutragen und mit dem theoretischen Verlauf (vgl. Abschnitt B) sowie mit den Ergebnissen aus D und E zu vergleichen.

Literatur.

Zusammenfassend: 1. Goetz: Physik und Technik des Hochvakuums (Braunschweig 1926). — 2. Dushman: Hochvakuumtechnik (Berlin 1926). — 3. Klumb: Betrieb von Hochvakuumumpen mit hochsiedenden organischen Substanzen. Naturwiss. 19 (1931) S. 612. — 4. Kaye: Vacuum practice (London 1927). — 5. Dushman: Recent advances in the production and measurement of high vacua. Gen. El. Comp. Res. Lab. (Schenectady) Nr. 561 (1931). — 6. Ebert: Das Strömen von Gasen bei niedrigen Drucken. Physik. Z. 33 (1932) S. 145. — 7. Knoll, Ollendorff und Rompe: Gasentladungstabellen, (Berlin 1935) S. 142ff.

Hg-Dampfstrahlpumpen: 8. Gaede: Die äußere Reibung der Gase. Ann. Physik 41 (1913) S. 289. — 9. Gaede: Die Diffusion der Gase durch Quecksilberdampf bei niederen Drucken und die Diffusionsluftpumpe. Ann. Physik 46 (1915) S. 357. — 10. Gaede: Die Entwicklung der Diffusionsluftpumpe. Z. techn. Physik 4 (1923) S. 337. — 11. Gaede-Keesom: Eine Hochvakuumpumpe großer Leistung. Z. Instrumentenkde. 49 (1929) S. 298. — 12. Molthan: Beiträge zur Theorie der Diffusionsluftpumpen. Physik. Z. 26 (1925) S. 712. — 13. Molthan: Die Ausbreitung eines Dampfstromes im Vakuum und deren Bedeutung für die Wirkung der Diffusionsluftpumpe. Z. techn. Physik 7 (1926) S. 377 u. 452; 8 (1927) S. 80.

Öl-Dampfstrahlpumpen: 14. Burch: Some experiments on Vacuum Distillation. Proc. Roy. Soc., Lond. 123 (1929) S. 271. — 15. Hickman und Sanford: The purification, properties and uses of certain high-boiling organic liquids. J. physic. Chem. 34 (1930) S. 637. — 16. Gaede: Die Öldiffusionspumpe. Z. techn. Physik 13 (1932) S. 210.

Molekularpumpen: 17. Gaede: Die äußere Reibung der Gase und ein neues Prinzip für Luftpumpen: Molekularluftpumpe. Physik. Z. 13 (1912) S. 864.

2. Aufgabe.

Eichung eines Mc Leodschen Manometers.

Zubehör:

Mc Leod-Gefäß,
 Waage,
 Quecksilber (etwa 1 kg),
 Meßglas,
 Becherglas,

Erlenmeyerkolben,
verkürztes Hg-Manometer,
Vorvakuumpumpe,
Gummistopfen, Glasrohre, Vakuumschlauch.

A. Aufbau.

Abb. 11 zeigt die einfachste Ausführungsform des Manometers (andere vgl. Lit. 7). Im Kompressionsraum, dem eigentlichen Meßgefäß, herrscht der zu messende kleine Druck p_x (des Rezipienten R). Hebekugel, Gummischlauch und unterer Teil des Steigrohres S sind mit Quecksilber gefüllt. Die Hebekugel ist oben offen, so daß bei kleinen Drucken p_x infolge des äußeren Luftdrucks der Hg-Spiegel im Steigrohr nahezu um Barometerhöhe über dem Hg-Spiegel in der Hebekugel steht. Durch Heben und Senken der Hebekugel kann diese Höhe des Hg-Spiegels im Steigrohr verändert werden. Das Meßgefäß bzw. der Kompressionsraum V besteht aus der Meßkugel, der oben geschlossenen Kompressionskapillare K und dem kurzen Verbindungsstück zwischen Steigrohr und Meßkugel. Dem oberen Teil des Steigrohres S ist die Ablesekapillare A , eine Kapillare von gleichem Durchmesser wie die Kompressionskapillare, parallel geschaltet, so daß die Kapillardepresion in beiden Kapillaren gleich stark ist und eine Differenz zwischen den Drucken in Kompressionskapillare K und Steigrohr S bzw. Rezipient R unmittelbar als Höhenunterschied der Hg-Kuppen in beiden Kapillaren (in Tor = mm Hg) abgelesen werden kann. Der Meßbereich der Mc Leodschen Manometer liegt zwischen 10 und 10^{-6} Tor.

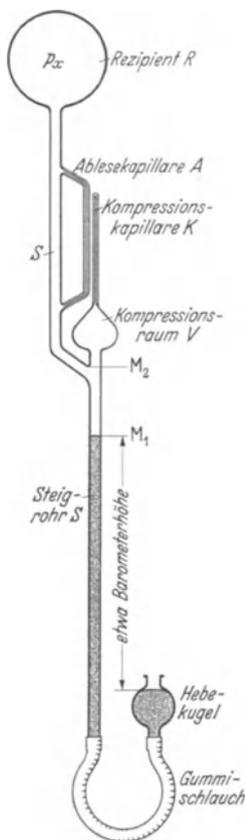


Abb. 11.
Mc Leodsches Manometer.

B. Wirkungsweise.

Vor Beginn der Messung wird die Hebekugel so weit gesenkt, daß das Quecksilber etwa bei M_1 steht und im Kompressionsraum der zu messende Druck p_x herrscht. Beim Anheben der Hebekugel steigt der Hg-Spiegel und schließt an der Stelle M_2 ein bestimmtes Gasvolumen V (Druck p_x) im Kompressionsraum ab. Bei weiterem Steigen des Quecksilbers wird diese Gasmenge in die Kapillare hineingedrückt. Dabei bleibt die Hg-Kuppe in der Kompressionskapillare sowiele Millimeter in der Ablesekapillare zurück, wie die Druckerhöhung (in Tor) des komprimierten Gases beträgt.

C. Meßverfahren.

1. Messung bei veränderlichem Kompressionsvolumen (quadratische Skala). Man läßt den Hg-Spiegel in der Ablesekapillare bis in Höhe des Endes der Kompressionskapillare (Marke M_3 , vgl. Abb. 12) steigen. Der Spiegel in der Kompressionskapillare stehe h mm tiefer. Es ist dann der Druck in der Kapillare

$$p_k = h + p_x \text{ (Tor)}$$

oder unter Vernachlässigung von p_x gegen h :

$$p_k = h \text{ (Tor)}.$$

Die eingeschlossene Gasmenge ist auf das Volumen $h \cdot F$ (F : Kapillarenquerschnitt in mm^2) zusammengedrückt. Unter der Voraussetzung, daß keine Kondensation stattgefunden hat (vgl. Lit. 2, 3), gilt dann das Boyle-Mariottesche Gesetz:

$$V \cdot p_x = h \cdot F \cdot p_k = h^2 \cdot F.$$

Hieraus ergibt sich der zu messende Druck:

$$p_x = \frac{F}{V} \cdot h^2 \text{ (Tor)}.$$

Nach einmaliger Bestimmung von F und V kann man demnach aus der Höhendifferenz h den Druck p_x finden bzw. eine quadratische Skala zur Ablesung des Druckes p_x in Tor zeichnen.

$\frac{V}{F}$ ist die Empfindlichkeit des Mc Leodschen Manometers; sie wächst mit dem Kompressionsvolumen V und fällt mit dem Kapillarenquerschnitt F .

2. Messung bei konstantem Kompressionsvolumen (lineare Skala).

(lineare Skala). Die abgeschlossene Gasmenge wird auf ein durch eine Eichmarke M_4 (vgl. Abb. 13) bestimmtes, bekanntes Kompressionsvolumen v zusammengedrückt und die Höhendifferenz h der Hg-Spiegel in Ablese- und Kompressionskapillare abgelesen. Dann ist wie oben

$$V \cdot p_x = v \cdot p_k \quad \text{und} \quad p_k \approx h,$$

und der gesuchte Druck

$$p_x = \frac{v}{V} \cdot h \text{ (Tor)}.$$

Durch Anbringen mehrerer Eichmarken für verschiedene v ist man

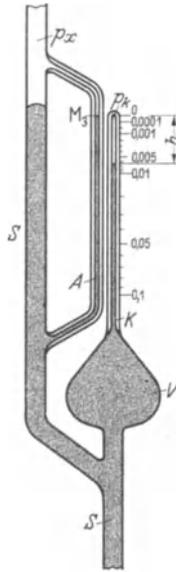


Abb. 12. Mc Leodsches Manometer mit veränderlichem Kompressionsvolumen (quadratische Skala).

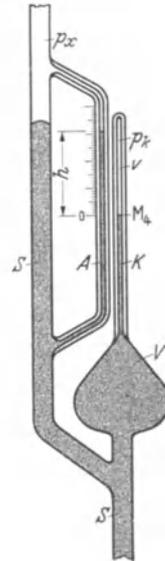


Abb. 13. Mc Leodsches Manometer mit konstantem Kompressionsvolumen (lineare Skala).

in der Lage, den Meßbereich für p_x über mehrere Zehnerpotenzen auszudehnen, während die Größe von h sich nur innerhalb einer Zehnerpotenz bewegt.

Zweckmäßig wählt man $\frac{v}{V}$ in ganzen Zehnerpotenzen; man bringt dann an der Ablesekapillare Millimeterskalen an, deren Nullpunkte an den jeweiligen Eichmarken liegen. Um den gesuchten Druck p_x zu erhalten, hat man die abgelesene Höhe h (mm) mit der entsprechenden Zehnerpotenz $\frac{v}{V}$ zu multiplizieren.

Die Empfindlichkeit ist also bei dieser Methode durch $\frac{V}{v}$ charakterisiert und hängt wie bei Methode 1 (quadratische Skala) von V und den Dimensionen der Kapillare ab; sie wächst mit dem Kompressionsvolumen V und fällt mit dem Kapillarenquerschnitt F bzw. dem Kapillarvolumen v .

3. Klebevakuuum. Bei Drucken von $\approx 10^{-6}$ Tor und darunter kann man die abgeschlossene Gasmenge auf ein unmerklich kleines Volumen zusammendrücken, ohne daß ein ablesbarer Höhenunterschied h auftritt. Die Gasschicht zwischen Quecksilber- und Kapillarenkuppe ist dann so dünn, daß die Adhäsionskräfte zwischen Quecksilber und Glaswand wirksam werden. Läßt man das Quecksilber in der Ablesekapillare dann wieder fallen, so bleibt der Hg-Faden in der Kompressionskapillare kleben und löst sich erst, nachdem der Spiegel in der Ablesekapillare einige Millimeter oder Zentimeter unter die Höhe der Kapillarenkuppe gesunken ist, plötzlich von der Kapillarenkuppe ab. Aus dem zum Abreißen erforderlichen Höhenunterschied kann man größenordnungsmäßig die Güte des Vakuums abschätzen.

D. Dimensionierungsbeispiele.

1. Unempfindliches Instrument. Ein Mc Leodsches Manometer habe ein Kompressionsvolumen $V = 20 \text{ cm}^3$ und einen Kapillarenquerschnitt $F = 2 \text{ mm}^2$ ($d = 1,6 \text{ mm}$). Dann ist $\frac{F}{V} = \frac{2}{20 \cdot 10^3} = 10^{-4} \text{ (mm}^{-1}\text{)}$, d. h. bei Eichung nach der Methode mit veränderlichem Kompressionsvolumen (quadratische Skala) würde eine Höhendifferenz von 1 mm einem Druck von

$$p_{\min} = \frac{F}{V} \cdot h^2 = 10^{-4} \text{ Tor}$$

entsprechen. Allerdings ist die Messung bei derartig kleinen Höhendifferenzen von 1 bis 2 mm nur noch größenordnungsmäßig genau, weil die Kompressionskapillare nicht bis zur Kuppe genau zylindrisch hergestellt werden kann, sondern einen abgerundeten, kugeligen Abschluß hat. Bei Anwendung der linearen Skala würde man mit $v_{\min} = F \cdot L_{\min} = 2 \cdot 1 = 2 \text{ mm}^3$ bei einer Höhendifferenz $h = 1 \text{ mm}$ als kleinsten meßbaren Druck ebenfalls

$$p_{\min} = \frac{v}{V} \cdot h = \frac{2}{20 \cdot 10^3} \cdot 1 = 10^{-4} \text{ Tor}$$

erhalten. Der größte meßbare Druck wäre mit einer Länge der Kom-

pressionskapillare von $L_{\max} = 100$ mm bei quadratischer Skala:

$$p_{\max} = \frac{F}{V} \cdot h_{\max}^2 = \frac{2}{20 \cdot 10^3} \cdot 100^2 = 1 \text{ Tor};$$

bei linearer Skala würde mit $v_{\max} = F \cdot L_{\max} = 200 \text{ mm}^3$ und $h_{\max} = 300$ mm (h_{\max} kann größer sein als die Länge der Kompressionskapillare, s. Abb. 11) der größte meßbare Druck.

$$p_{\max} = \frac{v_{\max}}{V} \cdot h_{\max} = \frac{200}{20 \cdot 10^3} \cdot 300 = 3 \text{ Tor},$$

also höher als bei quadratischer Skala, wobei auch die Ablesegenauigkeit entsprechend erhöht ist.

2. Hochempfindliches Instrument. Die Empfindlichkeit läßt sich durch Steigern des Kompressionsvolumens V bzw. durch Verkleinern des Kapillarenquerschnitts F natürlich nicht beliebig hoch treiben. Die Grenze für den Kapillarenquerschnitt liegt etwa bei $F = \frac{1}{4} \text{ mm}^2$ ($d = 0,5 \dots 0,6$ mm), da bei kleinerem Querschnitt die Reibung des Quecksilbers an den Glaswänden schon zu starke Störungen hervorruft und der Hg-Faden leicht abreißt. Für V ist etwa 500 cm^3 die obere Grenze mit Rücksicht auf die Handlichkeit der Hebekugel (6—7 kg!). Benutzt man die Methode der linearen Skala und wählt $v_{\min} = F \cdot L_{\min} = \frac{1}{4} \cdot 2 = 0,5 \text{ mm}^3$, so ist bei $h = 1$ mm der Grenzdruck

$$p_{\min} = \frac{0,5}{500 \cdot 10^3} \cdot 1 = 10^{-6} \text{ Tor}.$$

Auch hier kann nur noch von größenordnungsmäßiger Bestimmung die Rede sein, da die abgelesene Höhendifferenz von 1 mm selbst bei größter Sauberkeit der Gefäße und sorgfältigster Messung (man vergleiche Ablesung bei steigendem und fallendem Hg!) um 10 bis 20 % fehlerhaft sein kann. Der größte meßbare Druck würde hier für eine Kompressionskapillare von 100 mm Länge bei quadratischer Skala

$$p_{\max} = \frac{F}{V} \cdot h_{\max}^2 = \frac{\frac{1}{4}}{500 \cdot 10^3} \cdot 100^2 = 5 \cdot 10^{-3} \text{ Tor},$$

bei linearer Skala

$$p_{\max} = \frac{F \cdot L_{\max}}{V} \cdot h_{\max} = \frac{\frac{1}{4} \cdot 100}{500 \cdot 10^3} \cdot 200 = 10^{-2} \text{ Tor}$$

betragen, wenn für die Messung mit linearer Skala $h_{\max} = 200$ mm angenommen wird.

3. Vergleich. Man sieht, daß beide Meßverfahren nahezu denselben Meßbereich umfassen; bei linearer Skala ist nur der obere Grenzdruck $\frac{h_{\max}}{L_{\max}}$ mal so groß wie bei quadratischer Skala. Die Messung mit linearer Skala ist bedeutend genauer als die mit quadratischer Skala; diese hat dagegen den Vorzug, auf einer Skala den ganzen Meßbereich zu umfassen.

Um besonders bei hochempfindlichen Instrumenten auch noch höhere Drucke messen zu können, ordnet man zwischen Kompressionsraum V und Kompressionskapillare K ein Rohrstück vom Durchmesser des

Steigrohres¹ an und versieht es mit weiteren Eichmarken für größere Kompressionsvolumina v . Die Ablesung erfolgt dann am Steigrohr. Der größte meßbare Druck kann dadurch auf 10 bis 20 Tor erhöht werden.

E. Versuch.

Grundlage für die Eichung des Mc Leodschen Manometers sind die Größen V und F . Das Kompressionsvolumen V wird durch Füllung mit Hg (unter Atmosphärendruck²) und Abmessung der Hg-Menge im Meßglas bestimmt. F erhält man aus Länge und Volumen der Kompressionskapillare. Das Kapillarovolumen ermittelt man durch Füllung der Kapillare mit Hg unter Vakuum und Wägung der Hg-Menge.

Für den Versuch steht ein Mc Leod-Gefäß zur Verfügung, das kurz unterhalb des Dreiwegstückes (M_2) abgeschnitten und der bequemeren Handhabung wegen dort zugeschmolzen ist.

Vor dem Füllen überzeuge man sich von der Sauberkeit der Gefäße. Es wird eine zur Füllung des Kompressionsvolumens V ausreichende

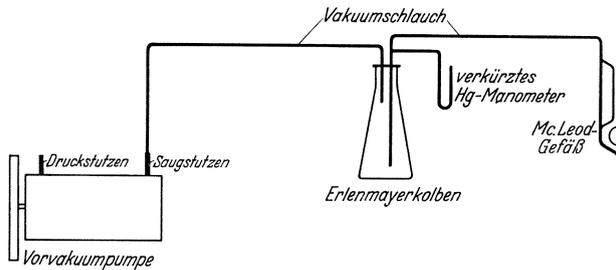


Abb. 14. Pumpschaltung.

Menge Hg mit Hilfe eines Becherglases langsam in das Steigrohr eingegossen. Dann wird das Gefäß oben geschlossen und umgedreht, so daß etwa noch vorhandene Luftblasen aus dem Raum V entweichen und der Hg-Spiegel sich gerade auf die Marke M_2 einstellt. Das im Steigrohr befindliche überschüssige Hg läßt man in das Becherglas abfließen und entleert den Raum V in das Meßglas.

Die Füllung der Kapillare erfolgt unter Anwendung eines mit der Vorvakuumpumpe hergestellten Vakuums von mindestens 1 Tor. Beim Evakuieren ist zwischen Pumpe und Mc Leod-Gefäß ein Erlenmeyerkolben zu schalten zur Sicherheit gegen Eindringen von Hg in die Pumpe. An den Erlenmeyerkolben wird zur Kontrolle des Druckes ein verkürztes Hg-Manometer angeschlossen (vgl. Pumpschaltung, Abb. 14). Reicht das Vakuum nicht aus, um die Kapillare durch Einlassen des normalen Luftdruckes in den Raum V ganz mit Hg zu füllen, so muß die Messung entsprechend korrigiert werden. Zur leichteren Entleerung der Kapillare empfiehlt es sich, einen etwas niedrigeren Druck als bei der Füllung anzuwenden.

¹ Wegen der Kapillardepression.

² Das Kapillarovolumen kann vernachlässigt werden ($\approx 0,2\%$).

F. Auswertung.

Auf Grund der gefundenen Größen V und F sind die quadratische Skala für das Meßverfahren mit veränderlichem Kompressionsvolumen und die Anordnung der Eichmarken für das Meßverfahren mit konstantem Kompressionsvolumen zu berechnen und beide Skalen im Maßstab 1 : 1 zu zeichnen.

Literatur.

1. McLeod: Apparatus for Measurement of Low pressures of Gas. Philos. Mag. 48 (1874) S. 110. — 2. Scheel und Heuse: Über scheinbare Abweichungen vom Mariotteschen Gesetz und deren Einfluß auf die Messung kleiner Drucke. Verh. dtsh. physik. Ges. 10 (1908) S. 785; über die Messung kleiner Drucke. Verh. dtsh. physik. Ges. 11 (1909) S. 1. — 3. Gaede: Die äußere Reibung der Gase. Ann. Physik 41 (1913) S. 289. — 4. Goetz: Physik und Technik des Hochvakuums (Braunschweig 1926) S. 140. — 5. Dushman: Hochvakuumtechnik (Berlin 1926) S. 103. — 6. Kleen: Messung kleiner Drucke, Übersicht der Verfahren zur Vakuummessung. Arch. techn. Messen (ATM 1933) V 1341—1. — 7. Kleen: Vakuum-Meßgeräte, Kompressionsmanometer. Arch. techn. Messen (ATM 1933) J 136—1.

3. Aufgabe.

Eichung eines Wärmeleitungsmanometers.

(Widerstandsmanometer nach Pirani, Bauart BBC).

Zubehör:

Pumpstand mit Diffusionspumpe,
Wärmeleitungs-Manometer nach Pirani (BBC),
Dewargefäß für flüssige Luft,
Akkumulator 4 Volt,
Strommesser 150 mA.

A. Allgemeines.

Die Wirkungsweise der Wärmeleitungsmanometer beruht darauf, daß die Wärmeleitfähigkeit κ eines Gases bei niedrigen Drucken vom Druck abhängt. Die Wärmeleitung erfolgt durch die Gasmoleküle, die in Gebieten höherer Temperatur kinetische Energie durch Stoß aufnehmen und diese in Gebieten niedrigerer Temperatur wieder abgeben. Da die Wärmeleitung an das Vorhandensein von Molekülen gebunden ist, muß sie bei sehr niedrigen Drucken nahezu Null sein¹. Mit wachsendem Druck, also mit steigender Zahl der Moleküle², die die Wärmeenergie übertragen, nimmt die Wärmeleitfähigkeit κ proportional dem Druck zu,

¹ Vgl. die technische Anwendung dieser Erscheinung bei doppelwandigen Gefäßen mit evakuiertem Zwischenraum: Thermosflasche, Dewargefäße für flüssige Luft.

² Denn es ist: $p = nkT$, wobei
 p (Tor): Druck,
 T (°K): absolute Temperatur,
 k : Boltzmannsche Konstante = $1,372 \cdot 10^{-16} \frac{\text{dyn} \cdot \text{cm}}{^\circ\text{K}} = 1,830 \cdot 10^{-13} \frac{\text{Tor} \cdot \text{cm}^2}{^\circ\text{K}}$
 n (cm⁻³): Zahl der Moleküle im cm³ (Gaskonzentration),
 $n_0 = 27,06 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (für 0 °C und 760 Tor) ist die Avogadrosche Zahl.

bis die freie Weglänge der Moleküle annähernd so klein wie die Dimensionen der die Wärme leitenden Gasschicht geworden ist. Von da ab ist wegen der häufigeren Zusammenstöße der Moleküle untereinander der Anstieg der Wärmeleitfähigkeit $\frac{\partial \kappa}{\partial p}$ nicht mehr konstant, sondern wird allmählich kleiner; die Wärmeleitfähigkeit strebt mit steigendem Druck einem Grenzwert zu. Liegt die Dicke der Gasschicht in der Größenordnung der Zentimeter, so erreicht die Wärmeleitfähigkeit schon bei 3 bis 5 Tor diesen Grenzwert; für Drucke über 5 Tor ist sie dann vom Druck unabhängig.

B. Meßprinzip.

Ein elektrisch geheizter Glühfaden wird in einem abgeschlossenen Glasrohr ausgespannt und dieses an das Versuchsgefäß, dessen Druck gemessen werden soll, angeschlossen. Die Änderung des Druckes im Versuchsgefäß und damit der Wärmeleitfähigkeit des Gases bedingt dann eine Änderung der Wärmeabfuhr vom Glühdraht, ändert also bei konstanter Heizung des Glühfadens dessen Temperatur. Diese Temperaturänderung kann mit einem Thermoelement (Thermokreuz-Manometer nach Voege oder Rohn, vgl. Lit. 4, 5) oder als Widerstandsänderung des Glühfadens gemessen werden (Widerstandsmanometer nach Pirani und Hale, vgl. Lit. 1, 2, 6, 8). Im folgenden soll nur von der letzteren Methode die Rede sein.

C. Empfindlichkeit.

Der praktisch brauchbare Meßbereich der Wärmeleitungsmanometer liegt je nach der Konstruktion etwa zwischen 1 Tor und 10^{-6} Tor.

Die Empfindlichkeit wird durch folgende Momente beeinflusst:

1. Glühfadentemperatur.
2. Oberfläche des Glühfadens.
3. Konstruktion der Halterung des Glühfadens.
4. Dimension des als Manometergefäß benutzten Glasrohres (Dicke der wärmeleitenden Gasschicht).
5. Länge des Glühfadens.
6. Temperaturkoeffizient für den Widerstand des Glühfadenmaterials.
7. Methode der Widerstandsmessung.

Nach diesen Gesichtspunkten erfolgt die praktische Ausführung der Widerstandsmanometer.

D. Aufbau und Meßmethode.

1. Die Temperatur des Glühfadens hängt bei konstanter Heizung nur von der Wärmeabfuhr ab; diese setzt sich zusammen aus:

- a) Wärmeableitung durch das umgebende Gas.
- b) Wärmeabstrahlung durch die Glühdrahtoberfläche.
- c) Wärmeableitung durch die Halterungen des Glühfadens im Manometergefäß.

Nur a) ändert sich mit dem Gasdruck, b) und c) sind fast konstant¹, müssen also gegen a) möglichst klein gehalten werden. Die Wärmeabstrahlung kann man durch Anwendung relativ niedriger Fadentemperaturen ($\approx 200\text{ }^\circ\text{C}$) klein gegen die Wärmeableitung halten, da diese dem Temperaturunterschied $T_2 - T_1$ zwischen Glühfaden und umgebendem Gefäß proportional ist², während sich die Wärmestrahlung mit $T_2^4 - T_1^4$ ändert.

2. Die ausstrahlende Oberfläche des Glühfadens macht man durch Verwendung sehr dünnen Drahtes und spiralförmiger Anordnung desselben möglichst klein.

3. Die Wärmeableitung durch die Halterungen wird durch Aufhängung des Glühfadens an wenigen sehr dünnen, in Glashalter eingeschmolzenen Drähten auf ein Minimum beschränkt (vgl. Abb. 17).

4. Die Abmaße des Manometergefäßes senkrecht zur Glühfadennachse werden klein gewählt, um einerseits im Gas ein starkes Wärmegefälle $\frac{\partial T}{\partial x}$ zu erhalten³, andererseits um noch bei relativ kleinen freien Weglängen der Moleküle, also bei relativ hohen Drucken merkliche Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit vom Druck zu haben (vgl. Abschnitt A).

5. und 6. Um eine große Widerstandsänderung des Glühfadens bei bestimmter Temperaturänderung zu bewirken, macht man den Glühfaden möglichst lang (Spirale) und wählt als Glühfadenmaterial ein Metall mit großem Temperaturkoeffizienten β des Widerstandes. Außerdem soll das Material chemisch möglichst wenig aktiv sein, damit man unbedenklich mit allen Gasen arbeiten kann. Man verwendet Platin ($\beta = 3,9$)⁴, Wolfram ($\beta = 4,5$)⁴, Tantal ($\beta = 3,5$)⁴ und Nickel ($\beta = 4,4$)⁴.

7. Die empfindlichste Widerstandsmessung läßt sich mit Hilfe der Wheatstoneschen Brückenschaltung ausführen, und zwar nach zwei grundsätzlich verschiedenen Arten:

a) Kompensatorschaltung (vgl. Abb. 15). Als Kompensator wird ein dem Manometergefäß genau gleiches, hoch evakuiertes Gefäß benutzt. Die Änderung des Manometerwiderstandes gegen den Kompensatorwiderstand wird nach Abgleichung der Brücke durch R_2 gemessen. Die Eichung muß empirisch durch Vergleich mit einem bereits geeichten Manometer (z. B. Mc Leodsches Manometer) erfolgen.

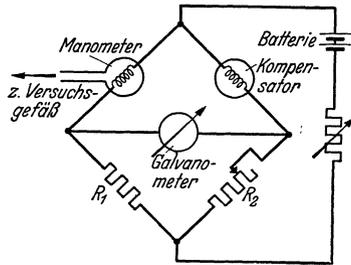


Abb. 15. Schaltung des Widerstandsmanometers mit Kompensator.

¹ Beide steigen mit der Temperatur, wirken also dem für die Messung erwünschten Effekt der Temperaturerhöhung mit fallendem Druck entgegen.

² Genauer dem Temperaturgradienten $\frac{\partial T}{\partial x}$; dieser ist aber in erster Näherung proportional $T_2 - T_1$.

³ Gilt nur bei nicht merklicher Erwärmung der Wand des Manometergefäßes.

⁴ Werte für $100\text{ }^\circ\text{C}$; vgl. Lit. 10. Pt läßt sich auch besonders leicht in das Manometergefäß einschmelzen.

Die Eichkurve ergibt den Druck $p_x = f(R_2)$ bei konstantem R_1 .

b) Widerstandsmanometer Bauart BBC (vgl. Abb. 16). Hier sind die Platinspiralen AD und BC beide im Manometergefäß (M) untergebracht, also beide an das Versuchsgefäß angeschlossen (vgl. Abb. 17). Die Zweige AB und CD bestehen ebenfalls aus Platindrähten. Dies hat den Zweck, kleinere Temperaturschwankungen der Umgebung unschädlich zu machen. Bei gleicher Temperatur besitzen alle vier Zweige denselben Widerstand. Der Heizstrom wird einer Batterie entnommen und

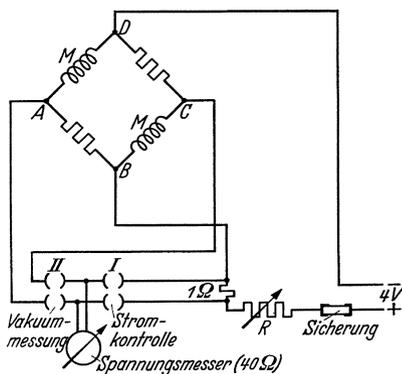


Abb. 16. Schaltung des Widerstandsmanometers Bauart BBC.

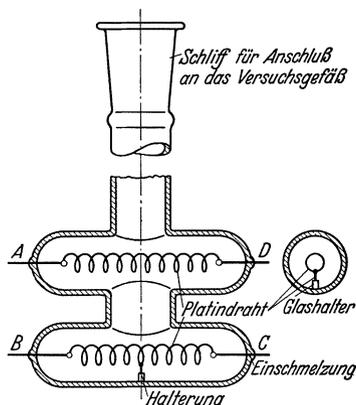


Abb. 17. Manometergefäß des Widerstandsmanometers Bauart BBC.

mit Hilfe des veränderlichen Widerstandes R konstant gehalten. Die Kontrolle des Stromes erfolgt mit dem Spannungsmesser (Steckerstellung I, vgl. Abb. 16). Mit dem Widerstand der Glühfäden AD und BC ändert sich die Spannung U zwischen A und C ; sie wird mit dem Spannungsmesser als Ausschlag α bei Steckerstellung II gemessen. Die Eichung muß wie bei der Kompensatorschaltung empirisch erfolgen; Ergebnis ist eine Eichkurve $p_x = f(\alpha)$.

E. Einfluß der Gasart.

Die Wärmeleitfähigkeit α hängt von den Eigenschaften der Gasmoleküle, insbesondere vom Molekulargewicht ab (vgl. Lit. 8, 11, 12). Daher gilt im allgemeinen für jedes Gas eine andere Eichkurve. Dies ist ein Nachteil der Wärmeleitungsmanometer, der dann besonders ins Gewicht fällt, wenn über die Zusammensetzung des zu untersuchenden Gases nichts bekannt ist, wie z. B. beim Auspumpen einer vorher nicht entgasten Versuchsapparatur; dort werden bei niedrigen Drucken adsorbierte und okkludierte Gasreste frei, deren Zusammensetzung unbekannt ist (vgl. Aufgabe 7).

F. Versuch.

1. Allgemeines. Die Eichung erfolgt am Pumpstand (vgl. Abb. 18) durch Vergleich mit einem Mc Leodschen Manometer.

Da sich in der Leitung offene Quecksilberflächen befinden (Mc Leodsches Manometer, verkürztes Hg-Manometer, Diffusionspumpe), herrscht der Sättigungsdruck des Quecksilbers in der ganzen Leitung (bei Zimmertemperatur $\approx 10^{-3}$ Tor). Das Widerstandsmanometer zeigt diesen Hg-Dampfdruck an, das Mc Leodsche Manometer dagegen nicht, weil auch in dessen Kompressionsraum bei jedem beliebigen Kompressionsgrad stets der Sättigungsdruck des Quecksilbers herrscht. Deshalb schaltet man zwischen Widerstandsmanometer und Leitung eine Ausfrierfalle F (flüssige Luft, -185°C). Im Widerstandsmanometer ist dann der Hg-Dampfdruck vernachlässigbar klein.

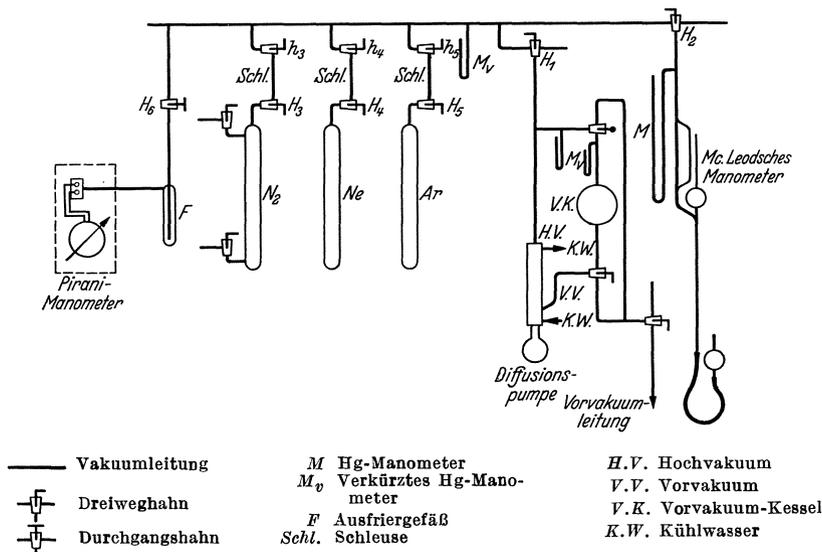


Abb. 18. Pumpschaltung.

2. Abspumpen. Die Apparatur des Pumpstandes wird zunächst auf etwa 10^{-5} Tor ausgepumpt. Dazu ist als erstes die Vorkuumpumpe in Gang zu setzen und über die Vorkuumleitung die Leitung des Pumpstandes zu evakuieren (Schleusenähne h_3 , h_4 und h_5 offen!). Sobald der Druck auf 1 bis 2 Tor gesunken ist, kann die Diffusionspumpe in Betrieb genommen werden (erst Kühlwasser vorsichtig aufdrehen, dann den Brenner anzünden!). Die Druckabnahme wird mit dem Mc Leodschen Manometer und gleichzeitig mit dem Hochfrequenz-Vakuumpüßgerät verfolgt. Bei beginnendem Klebevakuüm (etwa 10^{-6} Tor) wird der Pump-hahn H_1 geschlossen und nach $\frac{1}{2}$ min (Druckausgleich in der langen Leitung, vgl. Lit. 3) der Druck gemessen. Er soll $3 \cdot 10^{-5}$ Tor nicht überschreiten. Nach etwa 5 min wird der Druck nochmals gemessen; ist er merklich gestiegen, so muß nochmals einige Minuten gepumpt werden usw., bis der Druck nach Schließen von H_1 um nicht mehr als $1 \cdot 10^{-5}$ Tor ansteigt. Gegen Ende des Pumpprozesses wird die Ausfrier-

falle in Betrieb genommen, indem ein Gefäß mit flüssiger Luft langsam über das Ausfriergefäß F geschoben wird.

3. Einschleusen des zu untersuchenden Gases. Es soll je eine Eichkurve für Stickstoff, Argon und Neon aufgenommen werden. Als Schleusenraum wird ein Glasrohr von etwa 5 mm Durchmesser und 60 mm Länge benutzt, das an beiden Enden durch je einen Hahn mit dem Gasvorratsgefäß (H_x) bzw. mit der Leitung (h_x) verbunden werden kann. Das Einschleusen des Gases geht so vor sich, daß die Schleusenähne zunächst alle von der Leitung getrennt werden (Schließen von h_3 , h_4 und h_5), und dann die betreffende Schleuse voll Gas gelassen (Öffnen und Wiederschließen von H_x) und durch Öffnen von h_x mit der Leitung verbunden wird.

4. Einstellen und Messen der verschiedenen Drucke. Durch kurzzeitiges Öffnen des Pumphahnes H_1 wird der Druck p_x in gewissen Stufen verringert, jedesmal etwa 1 min nach Schließen des Pumphahnes (Druckausgleich!) mit dem Mc Leodschen Manometer gemessen und der Ausschlag des Widerstandsmanometers abgelesen. Der Heizstrom des Manometers muß auf 150 mA konstant gehalten werden. Zur bequemeren Kontrolle des Stromes wird in die Heizstromleitung ein Strommesser eingeschaltet, so daß kein Umstöpseln des Steckers nötig ist.

G. Auswertung.

Für die untersuchten Gase sind die Eichkurven $p_x = f(\alpha)$ zu zeichnen; (α = Skalenausschlag des Wärmeleitungsmanometers). Auf Grund der Wärmebilanz für den Heizdraht (vgl. Abschnitt D, 1) ist der Verlauf der Eichkurven zu diskutieren. Aus den Brückenwiderständen w (bei Zimmertemperatur), dem Heizstrom und der Spannung $U_{AC} = f(\alpha)$ kann die Widerstandsänderung und aus dieser mit dem Temperaturkoeffizienten (vgl. Abschnitt D, 5 u. 6) oder bequemer mit Hilfe von $T_0(\text{Pt}) = 12^\circ\text{K}$ (vgl. Abb. 19) die Heizdrahttemperatur T als Funktion des Druckes (z. B. für Stickstoff) berechnet und $T = f(p)$ gezeichnet werden.

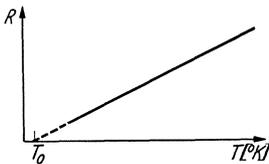


Abb. 19. Temperaturabhängigkeit des Widerstandes von Metallen.

Literatur.

1. Pirani: Selbstzeigendes Vakuum-Meßinstrument. Verh. dtsch. physik. Ges. 8 (1906) S. 686. — 2. Hale: On the measurement of very small Gas pressures. Trans. Amer. electrochem. Soc. 20 (1911) S. 243. — 3. Knudsen: Gesetze der Molekularströmung und der inneren Reibungsströmung der Gase durch Röhren. Ann. Physik 28 (1909) S. 75. — 4. Voege: Ein neues Vakuummeter. Physik. Z. (1906) S. 498. — 5. Rohn: Ein selbstzeigendes elektrisches Vakuummeter. Z. Elektrochem. 20 (1914) S. 539. — 6. Kleen: Messung kleiner Drucke. Übersicht der Verfahren zur Vakuummessung. Arch. techn. Messen (ATM 1933) V 1341—1. — 7. Kleen: Vakuum-Meßgeräte, Wärmeleitungs-Manometer. Arch. techn. Messen (ATM 1933) J 136—2. — 8. Müller-Pouillet: Lehrbuch der Physik (Braunschweig 1929), Bd. 3, Teil 2 (Kinetische Theorie der Wärme) S. 89. — 9. Dushmann: Hochvakuumtechnik (Berlin 1926) S. 137. — 10. Landolt u. Börnstein: Phys.-Chem. Tabellen, (Berlin 1923) Bd. 2, S. 1048, S. 1050/1. — 11. Handbuch d. Exp.

Physik, (Leipzig 1929) Bd. 9, Teil I (Wärme-Kälte, Wärmeleitung und -strahlung) S. 260. — 12. Handbuch d. Physik, (Berlin 1926), Bd. 9 (Theorien der Wärme) S. 407 u. 428.

4. Aufgabe.

Eichung eines Ionisationsmanometers.

Zubehör: Pumpstand mit Diffusionspumpe.

RE 11 Dreipolröhre als Ionisationsmanometer.,

A_1 Strommesser 10 mA.,

A_2 Strommesser 1 mA.,

A_3 Strommesser 1 Amp.,

V_1 Spannungsmesser 220 Volt.,

V_2 Spannungsmesser 10 Volt.,

R_1 Spannungsteiler für 220 Volt.,

R_2 Spannungsteiler für 10 Volt.,

R_3 Heizwiderstand 10Ω , 1 Amp.,

R_4 Schutzwiderstand 1000 Ohm.,

B_h Heizstromquelle.,

B_g Akkumulator 6 Volt.,

A. Allgemeines.

Bei der Messung mit dem Ionisationsmanometer wird aus der Größe des Ionenstromes einer mit dem Versuchsgefäß in Verbindung stehenden Dreipolröhre auf den darin herrschenden Druck geschlossen. Die Anzahl der von einem mit der Voltgeschwindigkeit U durch ein Gas fliegenden Elektron je Längeneinheit und Druckeinheit gebildeten Ionen ist durch die „differentiale“ Ionisierung

$$s = f(U) \text{ Ionen/cm} \cdot \text{Tor} \quad (1)$$

gegeben, worin U die Voltgeschwindigkeit der Elektronen bedeutet.

Die Anzahl der auf einer Strecke von $x = 0$ bis $x = L$ bei einem Druck von p Tor von n^- Elektronen gebildeten Ionen wird damit:

$$n^+ = n^- \cdot p \cdot \int_{x=0}^{x=L} s \cdot dx \quad (2)$$

Fließt demnach in einer Zweipolröhre (Abb. 20) ein (negativer) Elektronenstrom $i^- = n^- \cdot e$ (e : Ladung eines Elektrons) von der Kathode zur Anode (Strecke L), so erzeugt dieser nach Gl. (2) einen (positiven) Ionenstrom

$$i^+ = n^+ \cdot e = i^- \cdot p \cdot \int_{x=0}^{x=L} s \cdot dx \quad (3)$$

Hieraus ergibt sich:

$$p = \frac{i^+}{i^-} \cdot \frac{1}{\int_{x=0}^{x=L} s \cdot dx} \quad (4)$$

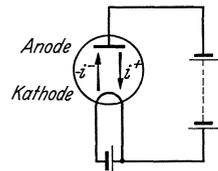


Abb. 20. Ströme in einer Zweipolröhre mit Gasfüllung.

B. Meßprinzip.

Zur getrennten Messung der Ströme i^+ und i^- benutzt man eine Dreipolröhre in der grundsätzlichen Schaltung Abb. 21. Das Gitter bekommt eine so hohe negative Vorspannung, daß kein merklicher Elektronenstrom von der Kathode auf das Gitter gelangen kann (bei Oxydkathoden: $U_g = 0 \dots -1$ Volt; bei Wolframkathoden: $U_g = -1 \dots -2$ Volt). Es nimmt dann nur positive Ionen auf, jedoch nicht den gesamten positiven Ionenstrom i^+ , sondern einen im wesentlichen durch seine geometrischen Abmessungen bestimmten Teil des Ionenstroms:

$$i_g^+ = c \cdot i^+ \quad (c < 1) \quad (5)$$

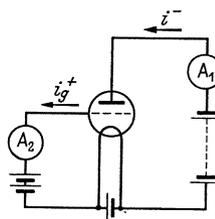


Abb. 21. Prinzipschaltung des Ionisationsmanometers.

i_g^+ wird bei A_2 gemessen. Der Elektronenstrom i^- wird unter Vernachlässigung der Stromzunahme durch die Ionisation bei A_1 gemessen. Durch Einführen der gemessenen Größen i^- und i_g^+ in Gl. (4) erhält man:

$$p = \frac{i_g^+}{i^-} \cdot \frac{1}{c \cdot \int_0^L s \cdot dx} \quad (6)$$

In Gl. (6) ist c nur von den Dimensionen der Röhre abhängig, also für ein und dieselbe Röhre konstant. Ebenso ist bei niederen Gasdrücken das Integral $\int_0^L s \cdot dx$ für eine bestimmte Röhre bei gegebener Anoden- und Gitterspannung konstant. In diesem Fall erleidet nämlich nur ein kleiner Teil der Elektronen einen Zusammenstoß; daher kann die Elektronengeschwindigkeit im betrachteten Punkte dem Potential dieses Punktes gegen die Kathode gleichgesetzt werden, das (unter Vernachlässigung von Raumladungerscheinungen) vom Druck unabhängig ist. Man kann demnach schreiben

$$p = K \cdot \frac{i_g^+}{i^-} \quad (7)$$

wo $K = \frac{1}{c \cdot \int_0^L s \cdot dx}$ für eine bestimmte Röhre bei gegebener Anoden- und Gitterspannung eine Konstante ist.

$\frac{i_g^+}{i^-}$ ist der von Barkhausen (Lit. 3) definierte „Vakuurfaktor“. Gl. (7) sagt demnach aus, daß innerhalb des Gültigkeitsbereiches der der Ableitung zugrunde liegenden Gesetze der Druck dem Vakuurfaktor proportional ist.

C. Meßbereich.

Für niedere Drucke (Lit. 4) ist der Meßbereich des Ionisationsmanometers begrenzt durch die Meßbarkeit des Gitterstromes i_g^+ . Bei einem Druck von 10^{-6} Tor ist der Vakuurfaktor (für kleinere Elektronen-

röhren mit zylindrischen Elektrodensystemen) $10^{-4} \dots 10^{-5}$, d.h. der Gitterstrom beträgt das $10^{-4} \dots 10^{-5}$ fache des Elektronenstromes. Versucht man zur besseren Meßbarkeit bei niedrigen Drucken den Gitterstrom durch Erhöhung des Elektronenstromes zu vergrößern, so wird ein größerer Teil der vorhandenen Moleküle ionisiert und wandert aus dem Entladungsraum zum Gitter ab. Da diese Moleküle nach Abgabe ihrer Ladung nur langsam in den Entladungsraum zurückdiffundieren, verarmt dieser an Molekülen, es herrscht also innerhalb des Entladungsraumes ein niedrigerer Druck als außerhalb desselben. Da durch diese Erscheinung die Proportionalität zwischen dem zu messenden (außerhalb des Entladungsraumes herrschenden) Druck und dem Vakuumfaktor gestört wird, ist es nicht möglich, durch Extrapolation einer bei höheren Drucken aufgenommenen Eichkurve quantitative Schlüsse auf den außerhalb des Entladungsraumes herrschenden Druck zu ziehen.

Nähert sich bei höheren Drucken die freie Weglänge der Elektronen und der Ionen der Größenordnung der Röhrendimensionen, so sind die Voraussetzungen von Gl. (7) bzw. (3) nicht mehr erfüllt. Es ionisiert dann ein großer Teil der Elektronen, es kann außerdem ein Elektron mehrfach ionisieren und auch die Ionen tragen in merklichem Umfang zur Ionisation bei; der auf die Anode gelangende Elektronenstrom ist also gegenüber dem von der Kathode ausgehenden um den Betrag der im Gas erzeugten Sekundärelektronen vergrößert.

Außerdem ist das Integral $\int_{x=0}^{x=L} s \cdot dx$ nicht mehr vom Druck unabhängig, da die neugebildeten Sekundärelektronen bei weiteren Stößen eine andere Geschwindigkeit besitzen, als die Primärelektronen an der gleichen Stelle des Feldes. Der Vakuumfaktor ist also dem Druck nicht mehr proportional; für höhere Drucke muß eine Eichkurve des Ionisationsmanometers aufgenommen werden. Der höchste meßbare Druck ist durch die Zündung der Glimmentladung begrenzt.

D. Art der Gasfüllung.

Mit dem Ionisationsmanometer können die Drucke von Gasen, die die Kathode chemisch angreifen (z.B. Sauerstoff, Stickstoff) nicht gemessen werden. Besonders günstig für die Druckmessung sind leicht ionisierbare Gase (z.B. Argon), da bei ihnen der Gitterstrom groß wird. Bei Hochvakuum-Elektronenröhren ist die Zusammensetzung der Restgase häufig unbekannt; man begnügt sich dann meist mit der Angabe der gemessenen $\frac{i_g^+}{i}$ -Werte, die angenähert ein relatives Maß für den gesuchten Druck angeben.

E. Versuch.

Aufbau: Die als Ionisationsmanometer dienende Röhre (*RE 11*) ist an den Pumpstand angeschmolzen (Pumpschaltung in Abb. 22). Die elektrische Schaltung ist nach Abb. 23 aufzubauen.

Versuchsfolge.

1. Auspumpen der Versuchsröhre mit der Vorvakuumpumpe (bis etwa 1 Tor).
2. Einschalten des Kühlwassers der Diffusionspumpe. Heizen der Diffusionspumpe und Auspumpen des Pumpstandes auf Klebevakuuum.
3. Ausheizen bzw. Abflammen des Glaskolbens auf etwa 400 °C zur Entfernung der Wasserhaut.
4. Ansetzen von flüssiger Luft an die Kühlfalle zur Fernhaltung von Fett- und Quecksilberdämpfen von der Röhre¹; Ausschalten der Ofenheizung nach Erreichen des Klebevakuums.
5. Einschalten des Glühfadenheizstromes ($i_h = 0,6$ Amp); Abpumpen der ausgetretenen Gase bis zum Klebevakuuum.

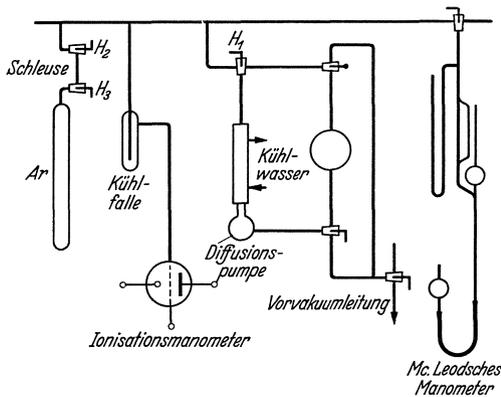


Abb. 22. Pumpschaltung.

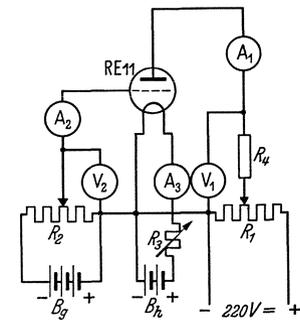


Abb. 23. Schaltung des Ionisationsmanometers.

6. Anlegen einer Anodenspannung von 200 Volt und Einstellen des Anodenstromes auf etwa 4 mA mit Hilfe des Heizstromes ($i_h = 0,5 \dots 0,6$ Amp.). Kontrolle des Klebevakuums.
7. Ausglühen der Anode durch Elektronenbombardement oder Hochfrequenz.
8. Erhöhung der negativen Gitterspannung bis zum Verschwinden des Gitterstromes (bei abgeschalteter Anodenspannung).
9. Abschalten der Pumpe durch Schließen von Hahn H_1 .
10. Einschleusen von Argon bzw. Ne, He, H_2 (nach Abschalten der Heizstromes und der Anodenspannung; die Hähne H_2 und H_3 dürfen nie zugleich geöffnet sein!).
11. Einstellen verschiedener Drucke (von 10^{-2} Tor an) durch kurzzeitiges Öffnen des Hahnes H_1 . Hierbei wird jeweils der Anodenstrom mit Hilfe des Heizstromes auf 1 ... 2 mA (kurzzeitig bis 4 mA) gebracht, wobei aber der Heizstrom nicht über den unter 6 und 8 eingestellten Wert gesteigert werden darf, da sonst wegen der höheren thermischen Austrittsgeschwindigkeit doch Elektronen auf das Gitter gelangen können. Die Anodenspannung wird auf 200 Volt, die Gitterspannung auf

¹ Der Hg-Dampfdruck wird mitgemessen; vgl. Aufgabe 3, Abschnitt F, 1.

dem unter (8) eingestellten Wert konstant gehalten. Gemessen werden Gitterstrom, Anodenstrom und Druck (mit dem Mc Leodschen Manometer).

F. Auswertung.

Aus den gemessenen Werten für den Anodenstrom (i^-) und den Gitterstrom (i_g^+) wird der Vakuurfaktor $\frac{i_g^+}{i^-}$ berechnet und der Druck in Abhängigkeit vom Vakuurfaktor aufgetragen.

Literatur.

1. Hausser-Ganswindt und Rukop: Fabrikation von Hochvakuumröhren. Telefunkenztg. 4 (1920) Nr. 19, S. 14. — 2. Buckley: An Ionisation Manometer. Proc. Nat. Acad. Sc. 2 (1916) S. 683. — 3. Barkhausen: Elektronenröhren. (Leipzig 1931) Bd. 1 S. 9. — 4. Sewig: Ionisationsmanometer bei kleinen Drucken. Z. techn. Physik 12 (1931) S. 218. — 5. Kleen: Vakuum-Meßgeräte, Ionisationsmanometer. Arch. techn. Messen (ATM 1933) J. 136/3. — 6. Rothe und Kleen: Untersuchungen über stetig steuerbare Gasentladungen und ihre Verwendung für Verstärkerzwecke. Telefunkenztg. 16 (1935) Nr. 71, S. 44.

5. Aufgabe.

Temperaturbestimmung mit dem Mikropyrometer.

Zubehör:

Mikropyrometer.

R_1 Verstärkerröhren

a) Rohr mit indirekt geheizter Oxydkathode für Versuch 1a.

b) Rohr mit Wolframfadenkathode für Versuch 1b.

R_2 Kleines Senderohr für Versuch 2.

W Heizwiderstand 10 Ohm, 3 Amp.

A_1 Strommesser 0,3/1,5 Amp.

A_2 Strommesser 100 mA.

V_1 Spannungsmesser 10/25 Volt.

V_2 Spannungsmesser 1500 Volt.

T Heiztransformator 110/28 Volt.

A. Allgemeines.

Die Bestimmung der Elektrodentemperatur von Entladungsröhren erfolgt im allgemeinen durch Strahlungsmessungen mit dem Mikropyrometer. Man kann mit dieser Methode nur Temperaturen, bei denen der betreffende Körper sichtbar strahlt, also Temperaturen oberhalb etwa 600 °C messen. Die Messung erfolgt dabei durch Vergleich der Leuchtdichte des zu untersuchenden Strahlers mit der Leuchtdichte einer Glühlampe (Wolframdrahtlampe), von der man die Beziehung zwischen Leuchtdichte und Temperatur des Drahtes kennt.

Schwarze und wahre Temperatur. Im allgemeinen ist die Leuchtdichte eines Strahlers bei einer bestimmten Temperatur kleiner

als diejenige des idealen schwarzen Körpers¹ bei derselben Temperatur; für gleiche Temperatur ist also die Leuchtdichte eines Körpers um so geringer, je niedriger sein Absorptionsvermögen A , also auch sein Emissionsvermögen ist. Bei gleicher Leuchtdichte des Strahlers und des schwarzen Körpers muß daher die Temperatur des Strahlers höher sein als die des schwarzen Körpers; dabei wird die Temperaturdifferenz um so größer sein, je kleiner das Absorptionsvermögen A oder das Emissionsvermögen des betreffenden Strahlers ist.

Man kann also jedem Strahler neben seiner wahren Temperatur (T_w) auch eine schwarze Temperatur (T_s) zuordnen und versteht darunter jeweils diejenige Temperatur, die der Strahler haben würde, wenn er bei der gleichen Leuchtdichte das Absorptionsvermögen 1 hätte, also ein schwarzer Körper wäre. Da die Pyrometer-Lampen durchweg für schwarze Temperaturen geeicht werden, fallen die mit dem Mikropyrometer gemessenen Temperaturen nur beim schwarzen Körper mit der wahren Temperatur zusammen. In allen anderen Fällen muß erst mit Hilfe der Strahlungsgesetze auf Grund des Absorptionsvermögens des zu untersuchenden Strahlers die wahre Temperatur aus der gemessenen schwarzen errechnet werden.

Bestimmung der wahren Temperatur. Nach dem Kirchhoffschen Gesetz verhalten sich Strahlungsleistung ($E_{\lambda T}$) und Absorptionsvermögen ($A_{\lambda T}$) eines beliebigen Körpers bei einer bestimmten Wellenlänge und Temperatur wie die Strahlungsleistung ($E_{s\lambda T}$) und das Absorptionsvermögen ($A_{s\lambda T}$) des schwarzen Körpers bei der gleichen Wellenlänge und Temperatur, d. h. es ist:

$$\frac{E_{\lambda T}}{A_{\lambda T}} = \frac{E_{s\lambda T}}{A_{s\lambda T}}. \quad (1)$$

Da $A_{s\lambda T}$ definitionsgemäß gleich 1 ist, kann man schreiben:

$$E_{\lambda T} = E_{s\lambda T} \cdot A_{\lambda T}. \quad (2)$$

Beim Abgleichen im Mikropyrometer wird die Strahlungsleistung des Strahlers (vom Auge des Beobachters als Leuchtdichte wahrgenommen) der Strahlungsleistung der als schwarzer Körper geeichten Pyrometerlampe angeglichen. Bei Gleichheit beider ist also

$$E_{\lambda T} = E_{s\lambda T_s} \quad (3)$$

Da $A_{\lambda T} < A_{s\lambda T}$ ist, muß $T > T_s$ sein. T ist die gesuchte wahre Temperatur T_w des Strahlers. Setzt man Gl. (3) in Gl. (2) ein, so erhält man:

$$E_{s\lambda T_s} = E_{s\lambda T_w} \cdot A_{\lambda T_w}. \quad (4)$$

Nach dem Wien-Planckschen Strahlungsgesetz ist die Strahlungsleistung eines schwarzen Körpers in Abhängigkeit von der Wellenlänge und Temperatur durch folgende Gleichung gegeben:

$$E_{s\lambda T} = 2 c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}. \quad (5)$$

¹ Der ideale schwarze Körper wird praktisch verwirklicht durch die Strahlung der Öffnung eines Hohlraumes. Er hat das Absorptionsvermögen 1.

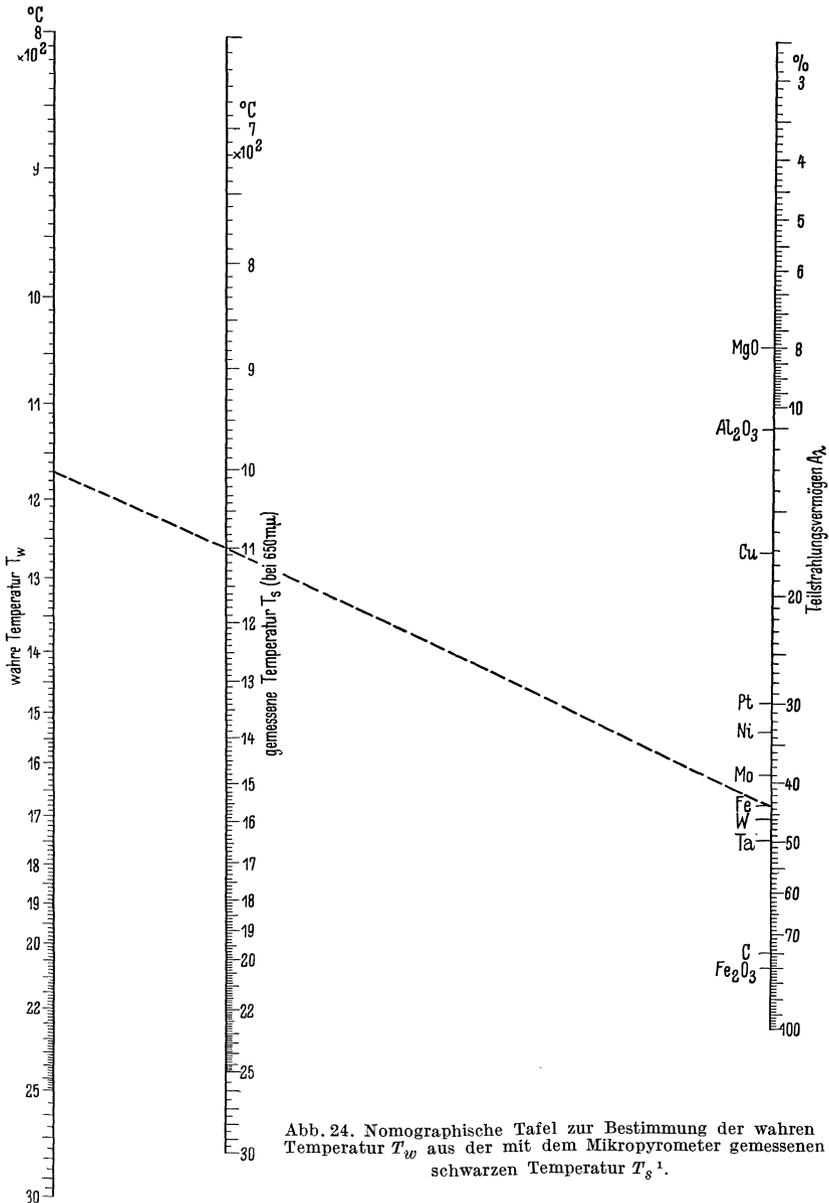


Abb. 24. Nomographische Tafel zur Bestimmung der wahren Temperatur T_w aus der mit dem Mikropyrometer gemessenen schwarzen Temperatur T_s ¹.

Gl. (4) läßt sich daher auch folgendermaßen schreiben:

$$2 c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T_s}} = 2 c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot e^{-\frac{c_2}{\lambda T_w}} \cdot A_{\lambda T_w}$$

¹ Nach H. Miething bzw. Espe-Knoll: Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik, (Berlin 1936) S. 157.

oder

$$-\frac{c_2}{\lambda T_s} = -\frac{c_2}{\lambda T_w} + \ln A_{\lambda T_w}.$$

Hieraus erhält man unter Vernachlässigung der unwesentlichen Abhängigkeit des Absorptionsvermögens von der Temperatur:

$$\ln A_{\lambda} = \frac{c_2}{\lambda} \cdot \left(\frac{1}{T_w} - \frac{1}{T_s} \right). \quad (6)$$

c_2 ist eine allgemeine Strahlungskonstante. Ihr Wert ist 1,432 cm°K.

Kennt man also das Absorptionsvermögen A_{λ} der im Mikropyrometer beobachteten Leuchtfläche und die Wellenlänge λ des ausgestrahlten Lichtes, so kann man nach pyrometrischer Bestimmung der schwarzen Temperatur der Leuchtfläche aus Gl. (6) ihre wahre Temperatur berechnen. Zur Vereinfachung der Rechnung dient die in Abb. 24 dargestellte nomographische Tafel.

B. Wirkungsweise des Mikropyrometers.

Bei den gebräuchlichen direkt anzeigenden Pyrometern wird durch eine Linse die Strahlungsquelle auf ein Thermoelement verkleinert abgebildet. Die Thermospannung wird in einem empfindlichen Instrument gemessen und gibt ein Maß für die Temperatur des Glühkörpers. Diese Apparate erfordern eine große strahlende Fläche und sind daher für Messungen an glühenden Elektroden nicht brauchbar.

Für Temperaturmessungen an kleinen Körpern benutzt man Mikropyrometer, welche die strahlende Fläche vergrößert in der Bildebene einer Vergleichsglühlampe abbilden. Die Glühdrahttemperatur der Vergleichslampe wird verändert, bis ihre Leuchtdichte gleich derjenigen des zu messenden Strahlers geworden ist. Hierzu benutzt man eine Glühlampe, für die die schwarze Temperatur ihres Glühfadens als Funktion des hindurchfließenden Stromes bekannt ist. Bei den gebräuchlichen Mikropyrometern dieser Art erfolgt die Regelung auf gleiche Leuchtdichte durch Veränderung der Stromstärke der Vergleichslampe, bis der Glühfaden auf dem leuchtenden Hintergrunde verschwindet.

Andere Mikropyrometer arbeiten mit konstanter Leuchtdichte der Vergleichsglühlampe. Bei ihnen wird die Leuchtdichte des zu messenden Strahlers in einem direkt ablesbaren Maße geschwächt, bis sie gleich derjenigen der Vergleichslampe geworden ist. Die verschiedenen Mikropyrometer dieser Art unterscheiden sich nur durch die Art dieser Lichtschwächung (Irisblende, Graukeil, Polarisationsoptik mit Nikoldrehung, Verstellung der Breite eines Beleuchtungsspaltens u. a.).

Um das für die Messungen erforderliche monochromatische Licht zu erhalten, wird ein Rotfilter in den Strahlengang geschaltet. Hierdurch gelingt es, den spektralen Schwerpunkt der Lichtstrahlung bei fast allen Temperaturen auf 650 m μ festzulegen. Bei tieferen Temperaturen (< rd. 1100 °C, z. B. Oxydkathoden) ist dies nicht erforderlich, weil dann die Körper selbst fast ausschließlich rotes Licht ausstrahlen.

C. Beschreibung der Mikropyrometer.

1. Mikropyrometer mit veränderlichem Strom (Abb. 25). Durch das Objektiv wird ein reelles Bild des Strahlers (Leuchtfläche), dessen Temperatur zu messen ist, in der Ebene der Vergleichslampe entworfen. Dieses Bild wird zusammen mit der Vergleichslampe durch das Okular betrachtet und der Strom der Vergleichslampe mit dem eingebauten Widerstand so geregelt, daß ihre Helligkeit gleich der Helligkeit des

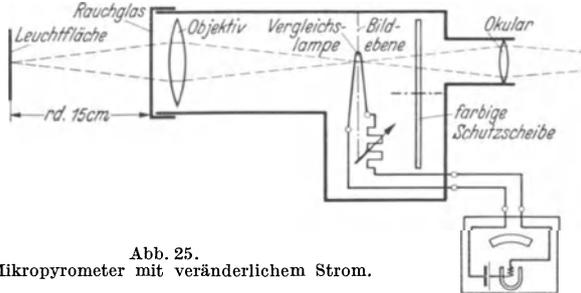


Abb. 25.
Mikropyrometer mit veränderlichem Strom.

Strahlers ist. Der Strom wird in dem zugehörigen Instrument gemessen und die zu dem betreffenden Stromwert gehörige schwarze Temperatur der Vergleichslampe der beigegebenen Eichkurve entnommen. Die Stromquelle ist im Instrument eingebaut.

Bei hohen Temperaturen wird vor das Objektiv ein Rauchglas gesetzt (besondere Eichkurve!). Zum Schutze gegen Blendung kann zwischen Vergleichslampe und Okular eine farbige Schutzscheibe geschaltet werden, wodurch die Eichkurven nicht beeinflusst werden, da die Schutz-

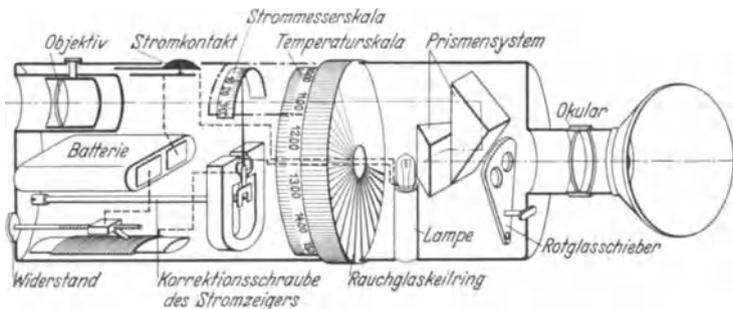


Abb. 26. Mikropyrometer mit konstantem Strom.

scheibe das Licht des Strahlers und der Vergleichslampe gleichermaßen schwächt.

2. Mikropyrometer mit konstantem Strom (Abb. 26). Der Strom der Vergleichslampe wird mit dem eingebauten Widerstand vor Benutzung auf seinen konstanten Sollwert geregelt, der an der Skala des eingebauten Strommessers kontrolliert werden kann. Die Leuchtintensität des zu messenden Körpers wird durch Verdrehung eines Rauchglas-Keilringes solange geschwächt, bis der Glühfaden der Vergleichslampe nicht mehr

auf dem Hintergrunde zu erkennen ist. Der Verdrehungswinkel des Rauchglaskeiles gibt ein Maß für die schwarze Temperatur des Körpers, die aus der dem Mikropyrometer beigegebenen Eichkurve zu entnehmen ist.

D. Versuch.

1. Messung der Temperatur von Glühkathoden. Es soll die Abhängigkeit der Kathodentemperatur von der Heizleistung bei zwei verschiedenen Glühkathodenröhren ermittelt werden (Schaltung nach Abb. 27).

a) Oxydkathode, indirekt geheizt. Die Heizspannung wird in Stufen von etwa 0,3 V bis max zum 1,4 fachen des Nennwertes gesteigert. Jedesmal werden die zugehörigen Heizstrom- und Temperaturwerte gemessen. Dabei ist zu beachten, daß sich die Temperatur der Kathode erst nach einiger Zeit (etwa 1 min) auf ihren Endwert einstellt.

b) Wolframfaden-Kathode, direkt geheizt. Die Temperatur soll in der Mitte der Kathode gemessen werden. Man regele daher den Heizstrom zunächst so ein, daß nur der mittlere Teil des Fadens glüht; dann läßt sich das Objektiv scharf auf die Heizfadenmitte einstellen. Darauf wird wieder die Abhängigkeit der Temperatur von der

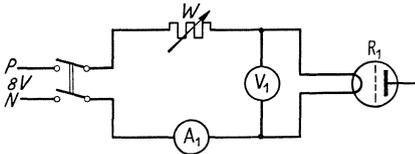


Abb. 27. Schaltung zur Messung der Temperatur von Glühkathoden.

Heizleistung gemessen. Der Nennwert des Heizstroms darf nur so weit überschritten werden, als zur Erzielung einer (wahren) Kathodentemperatur von max 2500 °C erforderlich ist.

2. Messung der zum Ausglühen der Anode eines Senderohres durch Elektronenbombardement erforderlichen Leistung. Beim Bau von Entladungsröhren ist es notwendig, die Elektroden durch Ausglühen von den eingeschlossenen Gasen zu befreien¹. Dies geschieht bei Anodenblechen oft durch Elektronenbombardement, d. h. Anodenstrom und -spannung werden so weit gesteigert, daß die auf die Anode aufprallenden Elektronen diese zum Glühen bringen. In dem Versuch (Schaltung nach Abb. 28) soll ermittelt werden, welche Anodenleistung je cm² Oberfläche

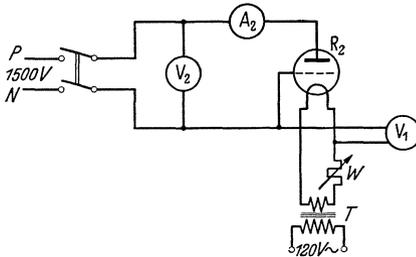


Abb. 28. Schaltung zum Ausglühen der Anode durch Elektronenbombardement.

der Anode erforderlich ist, um die Anode auch an der kältesten Stelle (z. B. am Rande) auf eine Temperatur von 900 °C (wahre Temperatur!) zu erhitzen. Die Veränderung des Anodenstromes erfolgt durch Regelung der Heizspannung. Wie hoch ist dabei die Temperatur an der heißesten Stelle der Anode? Ferner ist festzustellen, bei welcher

¹ Vgl. Aufgabe 7.

Leistungsaufnahme/cm² die Anode gerade noch schwach glüht (etwa 700 °C, Grenze der zulässigen Anodenverlustleistung im Betrieb). Welchen Einfluß hätte eine Schwärzung der Anode auf die zulässige Anodenverlustleistung ?

E. Auswertung.

1. In einem Diagramm sind die Kurven $t = f(N_h)$ bzw. $f(J_h)$ und $f(U_h)$ mit ihren Streuwerten einzutragen. Für die gemessenen schwarzen Temperaturen sind dazu aus dem Nomogramm (Abb. 24) die wahren Temperaturen zu entnehmen. Das Emissionsvermögen für Bariumoxyd (Oxydkathoden) beträgt im Mittel $A = 0,5$ bei $\lambda = 650 \text{ m}\mu$ (vgl. jedoch Lit. 4). Man schätze durch Vergleich der Ergebnisse verschiedener Messungen derselben und verschiedener Personen die prozentuale Meßgenauigkeit des Mikropyrometers. Man bestimme ferner an Hand der Kurven die mittlere Temperaturänderung bei 800 °C, die auftritt, wenn N_h , J_h , U_h um $\pm 10\%$ geändert werden. Nach welcher Größe wird man daher die Heizung der Röhren kontrollieren ?

2. Aus den gemessenen Leistungen und der Anodenoberfläche werden die spezifische Leistung (W/cm^2), die zum Ausglühen der Anode des Senderohres auf 900 °C erforderlich ist, sowie die im Betrieb zulässige Anodenverlustleistung/cm² bestimmt.

Literatur.

1. Müller-Pouillet: Lehrbuch der Physik. (Braunschweig 1929) Bd. 3, Teil 1, (Wärmelehre), S. 57. — 2. Schröter: „Allgemeine Grundlagen der Temperaturstrahlung“ und „Selektive Temperaturstrahlung“. Handb. phys. Optik, (1928), Bd. 2, 2. Hälfte, Teil 2, S. 809 bzw. S. 857. — 3. Miething: Pyrometermessungen. Meßtechn. 4 (1928) S. 180. — 4. Espe-Knoll: Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik (Berlin 1936) S. 284.

Aufgabe 6.

Messung der Heizfadentemperatur von Elektronenröhren mittels des Anlaufstromes.

Zubehör:

- ER* Zweipol-Elektronenröhre mit Wolframfadenkathode.
- B*₁, *B*₂ Akkumulator 6 Volt.
- R*₁ Schutzwiderstand 10 Megohm.
- R*₂ Spannungsteiler 400 Ohm.
- R*₃ Heizwiderstand 10 Ohm, 0,7 Amp.
- V*₁, *V*₂ Spannungsmesser 3/15/150 Volt.
- A* Strommesser 1,5 Amp.
- G* Spiegelgalvanometer.

A. Allgemeines.

Ein Metall besteht nach den heutigen Vorstellungen aus einem Gitter positiver Ionen, zwischen denen sich ein freibewegliches Elektronengas befindet. Erwärmt man das Metall, so wächst die kinetische Energie der

Elektronen an, und zwar bei einem Teil von ihnen so stark, daß sie die sog. „Austrittsarbeit“ an der Grenzschicht zwischen Metall und Vakuum leisten und in das Vakuum austreten können, wosie, wenn keine oder nur eine geringe elektrische Feldstärke vorhanden ist, eine „Raumladungswolke“ bilden. Besteht zwischen der Raumladungswolke und dem Metall thermodynamisches Gleichgewicht, was bei technischen Elektronenröhren annähernd der Fall ist, so weisen die einzelnen Raumladungselektronen die zur absoluten Tempertur T des Glühdrahtes gehörige Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung auf (Abb. 29).

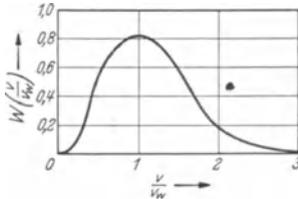


Abb. 29. Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung. W = Wahrscheinlichkeitsdichte, v_w = wahrscheinlichste Geschwindigkeit.

Bringt man die Anode auf ein gegen die Kathode negatives Potential (U_a), so können nicht alle Elektronen gegen die Anode „anlaufen“, sondern nur ein Teil von entsprechend hoher Geschwindigkeit. Der durch sie gebildete Strom heißt der „Anlaufstrom“. Im Raum zwischen Kathode und Anode nimmt dabei die Elektronenkonzentration vom Wert n_0 an der Kathode auf den Wert n_x im betrachteten Punkt x mit dem Potential $\varphi_x < 0$ nach dem Maxwell-Boltzmannschen Gesetz ab:

$$n_x = n_0 \cdot e^{\frac{q_0 \varphi_x}{kT}} \tag{1}$$

$q_0 = 1,57 \cdot 10^{-19}$ (Clb): Elektronenladung,

$k = 1,361 \cdot 10^{-23}$ (Wattsek/Grad): Boltzmannsche Konstante.

Wegen der im ganzen Gebiet einheitlichen Geschwindigkeitsverteilung, ist die Stromdichte

$$i = \frac{1}{4} q_0 \cdot n_x \cdot v, \tag{2}$$

die an einer Stelle x der Elektronenwolke einseitig entzogen werden kann (vgl. Abb. 30), der dort vorhandenen Elektronenkonzentration proportional. Legen wir diese Stelle x einmal in die Kathode ($\varphi = 0$, daher $n_x = n_0$), das andere Mal in die Anode ($\varphi = U_a < 0$), so sehen wir, daß die an der Anode gemessene Stromdichte i_a im Verhältnis

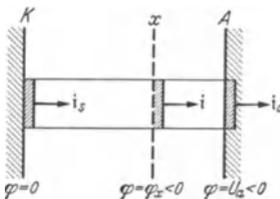


Abb. 30. Stromdichte in einer Elektronenröhre.

$e^{\frac{q_0 U_a}{kT}}$ kleiner ist als diejenige Stromdichte i_s , welche unmittelbar der Kathode entzogen werden kann:

$$i_a = i_s \cdot e^{\frac{q_0 U_a}{kT}}. \tag{3}$$

Bei planparallelen Platten ist auch das Verhältnis der Ströme das gleiche:

$$I_a = I_s \cdot e^{\frac{q_0 U_a}{kT}}. \tag{4}$$

Der hierdurch definierte Strom I_s ist der (ideelle) Sättigungsstrom der Elektronenröhre.

Schreibt man die obige Gleichung in der Form :

$$\ln I_a - \ln I_s = \frac{q_0 U_a}{k T}, \quad (5)$$

so sagt sie folgendes aus:

Mißt man den Anodenstrom I_a bei veränderlicher (negativer) Anodenspannung U_a und trägt $\ln I_a$ als Funktion von U_a auf (vgl. Abb. 31), so ergibt die entstehende Gerade durch ihre Neigung gegen die Abszissenachse die Größe $\frac{q_0}{k T}$, aus welcher mittels der universellen Konstanten q_0 und k die absolute Temperatur T berechnet werden kann.

B. Meßgenauigkeit.

Der Ableitung des Gesetzes sind planparallele Platten und eine Äquipotentialkathode zugrunde gelegt. Es läßt sich zeigen, daß die Neigung der Geraden durch einen Spannungsabfall längs der Kathode nicht beeinflusst wird. Dagegen erhält man bei Anwendung der Gl. (5) auf zylindrische Elektrodenanordnungen eine um etwa 10 % zu hohe Temperatur (Lit. 3).

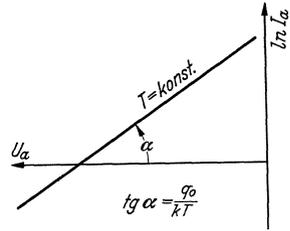


Abb. 31.
Verlauf des „Anlaufstromes“.

Die experimentell gefundenen Abweichungen zwischen den mittels Anlaufstrom und den mittels Mikropyrometer gemessenen (und auf wahre Temperatur umgerechneten) Temperaturwerten werden folgenden Ursachen zugeschrieben:

1. Die abgeleiteten Gleichungen gelten nur, solange sich zwischen den Elektroden durch die anwesende Raumladung kein Potentialminimum ausgebildet hat (Lit. 3, 4). Die Raumladung ist um so größer, je höher die Temperatur des Glühdrahtes ist; aus diesem Grunde treten die größten Abweichungen bei den höchsten Temperaturen auf.

2. Die kurzweilige Strahlung der Kathode löst aus der Anode Photoelektronen aus, welche den Strom vergrößern.

3. Ein Teil der Anlaufelektronen wird von der Anode reflektiert und fällt, dem elektrischen Felde folgend, wieder auf die Kathode zurück.

4. Geringe Gasmengen (besonders Wasserstoff) verursachen eine Erhöhung der Elektronengeschwindigkeit (vorläufig ungeklärte Erscheinung, Lit. 6).

C. Versuch.

Da es sich um außerordentlich kleine Meßströme handelt, wird zur Strommessung ein hochempfindliches Spiegelgalvanometer benutzt. Um es vor zu großen Strömen zu schützen, wird ihm der Schutzwiderstand R_1 (vgl. Abb. 32) vorgeschaltet. Dieser darf unter keinen Umständen entfernt werden. Zunächst ist die Größe dieses Schutzwiderstandes durch eine Strom- und Spannungsmessung zu bestimmen. Zu diesem Zweck schließt man in der Schaltung (Abb. 32) bei fehlender Röhre die Anoden- und Kathodenklemme a bzw. b des Röhrensockels kurz und liest den

Strom am Galvanometer G , die Spannung am Spannungsmesser V_1 ab. Darauf löst man diese Verbindung und mißt den Isolationswiderstand R_i des Röhrensockels auf gleiche Weise (bei Änderung der Schaltung Schalter S zunächst öffnen!). Jetzt wird die Röhre eingesetzt, und der Strom I (an G) in Abhängigkeit von der Spannung U (an V_1) aufgenommen. Dabei hält man den Heizstrom konstant, und zwar am besten

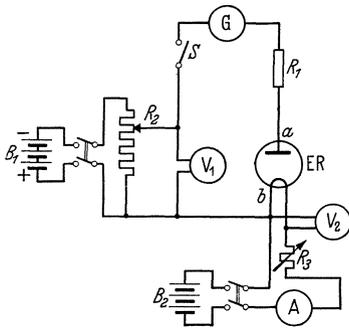


Abb. 32.
Schaltung zur Anlaufstrommessung.

der Reihe nach auf 0,4, 0,45, 0,50, 0,55 und 0,60 Amp. (bei einem Nennwert des Heizstromes von 0,5 . . . 0,55 Amp.). Die Konstanzhaltung des Stromes wird am besten durch den empfindlicher anzeigenden Spannungsmesser V_2 kontrolliert. Die an der Röhre liegende Anodenspannung ist

$$U_a = U - I \cdot R_1,$$

der durch die Röhre fließende Emissionsstrom

$$I_a = I - U_a/R_i.$$

Man achte auf die Vorzeichen!

D. Auswertung.

Aus diesen Werten ist nach dem Obengesagten die Temperatur T des Fadens zu ermitteln und als Funktion des Heizstromes aufzutragen; mit dem Mikropyrometer ist eine Kontrollkurve aufzunehmen.

Literatur.

1. Richardson und Brown: The Kinetic Energy of the Negative Electrons emitted by hot Bodies. *Philos. Mag.* 17 (1908) S. 343. — 2. Richardson: Thermionics. *Philos. Mag.* 17 (1909) S. 818. — 3. Schottky: Über den Austritt von Elektronen aus Glühdrähten bei verzögernden Potentialen. *Ann. Physik* 44 (1914) S. 1011. — 4. Davidson: A Notes on Schottkys Method of Determining the Distribution of Velocities among Thermionic Electrons. *Physic. Rev.* 25 (1925) S. 808. — 5. Germer: The Distribution of Initial Velocities among Thermionic Electrons. *Physic. Rev.* 25 (1925) S. 584, 795. — 6. Congdon: The Kinetic Energy of Elektrons emitted from a Hot Tungsten Filament in an Atmosphere of (a) Argon (b) Hydrogen. *Philos. Mag.* 47 (1924) S. 458. — 7. Handbuch d. Physik (Berlin 1927) Bd. 14 (Elektrizitätsbewegung in Gasen), S. 99.

Aufgabe 7.

Untersuchung der Gasabgabe und Gasbindung in Entladungsröhren.

Zubehör:

- Pumpstand mit Diffusionspumpe.
- Ausheizofen.
- Wärmeleitungsmanometer.

Thermometer bis 500 °C.

Glaskugel.

Verschiedene auf Gasabgabe zu untersuchende Bleche
(Ni, Fe, Cu, Mo).

Gettermaterial (Ba-, Mg-, Sr-Pillen).

Glühender.

Bechergläser, Pinzette.

A. Allgemeines.

1. Begriffserklärung. Man faßt alle Erscheinungen der Bindung von Gasen durch feste und flüssige Körper unter dem Namen „Sorption“ zusammen und unterscheidet:

a) Adsorption: Bindung von Gas an der Oberfläche eines Körpers durch die Feldkräfte der Grenzschicht (die auch chemischer Natur sein können; vgl. Lit. I S. 182).

b) Absorption: Aufnahme von Gasen in das Innere eines festen Körpers unter gleichmäßiger Verteilung über sein ganzes Volumen.

c) Lösung: Aufnahme von Gasen in das Innere eines flüssigen Körpers unter gleichmäßiger Verteilung über sein ganzes Volumen.

d) Okklusion: Ungleichmäßige Verteilung größerer Gasmengen im Innern eines festen Körpers.

Der Mechanismus der Sorptionserscheinungen ist zur Zeit noch nicht eindeutig geklärt. Die oben gegebenen Unterscheidungen sind deshalb nicht als zureichende Definition der Sorptionsvorgänge anzusehen. Häufig sind diese auch nicht scharf voneinander zu trennen.

2. Gesetzmäßigkeiten. Absorptionsfähigkeit und Lösungsvermögen steigen, die Adsorptionsfähigkeit dagegen sinkt mit wachsender Temperatur, ähnlich wie das Gleichgewicht zwischen Kondensation und Verdampfung an einer Oberfläche sich mit steigender Temperatur in Richtung stärkerer Verdampfung verschiebt. Über quantitative Zusammenhänge vgl. Lit. I S. 155.

B. Bedeutung der Sorptionserscheinungen für die Technik der Entladungsröhren.

1. Ausheizen. Würde man eine Röhre ohne Rücksicht auf die Gasabgabe der im Vakuum liegenden Oberflächen auspumpen und abschmelzen, so würden, besonders bei Erwärmung im Betrieb, die an der Glaswand und an den Elektroden adsorbierten Gase frei werden und das Vakuum verschlechtern („Weichwerden“ der Röhre). Die frei werdenden, meist unedlen Gase verändern die Eigenschaften der Röhre in der Regel bis zur Unbrauchbarkeit (Zerstörung der emittierenden Erdalkalischicht, Rückzündungen, Durchschlag, Lichtbogen).

Aus diesem Grunde werden die Röhren vor dem Abschmelzen während des Pumpens in besonderen Öfen auf etwa 400 °C erhitzt, um zunächst die Glaswände von den adsorbierten Gasen zu befreien und die Elektroden vorzuentgasen. Anschließend werden die im Betrieb heiß werdenden Metallteile durch starke Strombelastung (Elektronenbom-

bardement) oder durch Hochfrequenzheizung zum Glühen gebracht und dadurch weiter entgast. Dabei ist schnelles Abpumpen der frei werdenden Gase notwendig, damit die relativ kühlen Glaswände und Metallteile nicht wieder Gas adsorbieren (kurzes, stoßweises Ausheizen). Erst nachdem die adsorbierten Gase entfernt sind, darf die Röhre abgeschmolzen werden. (Vgl. Aufgabe 9 u. 10).

2. Zusammensetzung der frei werdenden Gase. Die frei werdenden Gase bestehen in erster Linie aus Wasserstoff, ferner aus Stickstoff, Sauerstoff, Kohlenoxyd und Kohlendioxyd. An Glasoberflächen wird vorzugsweise Wasserdampf adsorbiert. (Vgl. Lit. 1 S. 180).

3. Gasbindungsmittel (Getter). Um auch nach dem Abschmelzen einer Entladungsröhre die später im Betriebe frei werdenden Gase unschädlich zu machen, bringt man an einer, der Erhitzung von außen zugänglichen Stelle des Elektrodensystems ein kleines Stück Metall von hoher Adsorptionsfähigkeit, das sog. Getter, an (Mg, Ba, Sr und ihre Legierungen).

Das Getter muß bis zum Ende des Auspump- und Ausheizvorganges durch eine Hülle aus Paraffin oder Metall (z. B. Cu- oder Ni-Rohr) gegen Oxydation und Gasaufnahme geschützt sein. Nach dem Abschmelzen der Röhre wird das Getter durch Hochfrequenzerhitzung, Elektronenbombardement oder durch Erhitzung mit einem Glühdraht „abgefeuert“. Das verdampfte Metall schlägt sich in feiner Verteilung auf der Glaswand nieder (große Oberfläche!) und bindet dabei die vorhandenen Gasreste. Bei Versuchsröhren verwendet man häufig Holzkohle als Getter; sie wird vor der Verwendung ausgeglüht und kann bei Kühlung mit flüssiger Luft bis zum 750fachen ihres Volumens an Gas aufnehmen. (Vgl. Lit. 1 S. 165).

C. Versuch.

1. Untersuchung der Gasabgabe einer Glaswandung (Abb. 33). Es soll die Gasabgabe einer Glaswandung abhängig von der Heiztemperatur bestimmt werden. Verwendet wird eine im Ofen ausheizbare Glaskugel von etwa 15 cm Durchmesser. Die ganze Leitung des Pumpstandes steht bei Beginn des Versuches seit etwa 24 Stunden mit der Außenluft in Verbindung (Hähne in der gez. Stellung). Die Glaskugel wird zunächst auf 10^{-5} Tor ausgepumpt.

Versuchsfolge:

1. Vorvakuumpumpe einschalten.
2. Durch Umschalten von Hahn H_4 und H_3 auf Vorvakuum pumpen. Bei etwa 2 Tor (am verkürzten Hg-Manometer abzulesen):
3. Kühlwasser der Diffusionspumpe anstellen.
4. Brenner der Diffusionspumpe anzünden.
5. Öffnen des Hahnes H_5 des Mc Leodschen Manometers. Fortlaufende Druckkontrolle während des Pumpvorganges.
6. Nach Erreichen des Klebevakuums Pumphaahn H_2 schließen; nach $\frac{1}{2}$ min (Druckausgleich in der Leitung) Druck messen. Er soll höchstens $2 \cdot 10^{-5}$ Tor betragen. Nach 5 min Druckmessung wieder-

holen. Ist der Druck über $3 \cdot 10^{-5}$ Tor gestiegen, muß nochmals einige Minuten gepumpt, dann H_2 geschlossen werden.

7. Durch ein auf dem Deckel des Ofens befindliches Loch in der Nähe der Glaskugel wird das Thermometer eingeführt und die Gasflammen des Ofens angezündet (Flammen zunächst sehr klein stellen). Nun wird der Ofen durch Herunterziehen des Ofenkastens geschlossen und durch Regulierung der Gasflammen und Öffnung der mit Glimmerplatten verschließbaren Ofenfenster eine Temperatur von 100°C eingestellt und $\frac{1}{2}$ Stunde konstant gehalten. Dann wird der durch das Ausheizen angestiegene Druck gemessen; anschließend werden die ausgeheizten Gase abgepumpt. Der zweite Pumpvorgang ist wie unter 6. durchzuführen. Dann wird wie unter 7. bei 200°C , 300°C und 400°C je

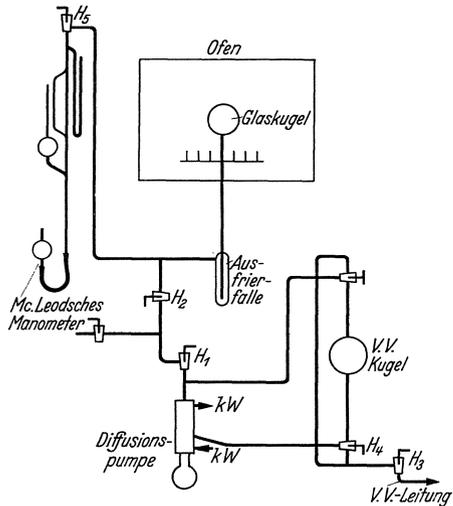


Abb. 33. Pumpschaltung zur Untersuchung der Gasabgabe einer Glaswandung.

$\frac{1}{2}$ Stunde ausgeheizt und jedesmal der zugehörige Druckanstieg gemessen.

Nach Beendigung des Versuches stellt man das Gas ab und läßt den Ofen in geschlossenem Zustand abkühlen, damit die Glaskugel keine mechanischen Spannungen bekommt (Glassprünge!).

Auswertung. Aus dem gemessenen Druckanstieg und dem Volumen der Kugel und der Leitung einschließlich Mc Leod-Gefäß und Ausfrierfalle bis zum Hahn H_2 sind die bei den verschiedenen Temperaturen freige gewordenen Gasmengen, bezogen auf 760 Tor und 20°C , zu berechnen. Die freige wordene Gasmenge ist in Abhängigkeit von der Ausheiztemperatur graphisch darzustellen. Zur Diskussion der Kurve vgl. Lit. 1 S. 195. Ferner ist die mittlere Dicke der adsorbierten Gasschicht in Moleküldurchmessern zu berechnen, wobei vorausgesetzt wird, daß die Moleküle in adsorbiertem Zustand dicht aneinander gepackt sind (Moleküldurchmesser etwa $3 \cdot 10^{-8}$ cm).

2. Untersuchung der Gasabgabe von Metallen (Abb. 34). Die Probebleche (etwa 10cm^2) werden, um sie mit dem Glühender erhitzen zu können, zu Zylindern gebogen, gefalzt und am Deckel eines zylindrischen Ausheizkolbens aufgehängt. Zylinder und Aufhängevorrichtung müssen mit Xylol und Tetrachlorkohlenstoff gut gereinigt werden; die in das Vakuum kommenden Teile dürfen danach nur noch mit der Pinzette, keinesfalls aber mit den Händen angefaßt werden. Der Deckel wird mit Xylol gereinigt und gefettet, der Zylinder mit der Aufhängevorrichtung angehängt und der Ausheizkolben mit dem Deckel verschlossen.

Dann wird bis zur Erreichung eines Druckes von etwa 10^{-5} Tor gepumpt. Die Heizspule des Glühenders wird über den Ausheizkolben geschoben und so am Stativ befestigt, daß sich der Probezylinder ganz im Innern der Spule befindet. Ist das Vakuum ausreichend, so wird Hahn H_2 geschlossen und der Glühender eingeschaltet. Es wird solange ausgeheizt, bis der Druck nicht mehr ansteigt (höchstens jedoch einige Minuten mit Rücksicht auf Erwärmung des Senders); der Druckanstieg wird gemessen und das frei gewordene Gas abgepumpt. Danach wird erneut erhitzt, bis kein Druckanstieg mehr stattfindet. Untersucht werden Bleche aus Ni, Fe, Mo und Cu von verschiedener Stärke und Oberfläche.

Außer dem Druckanstieg ist das Verhalten jedes dieser Metalle zu beobachten (Glühtemperaturen, Verlauf des Glühvorganges, Änderung

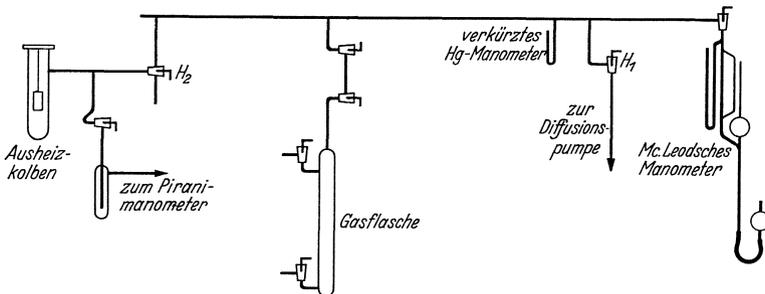


Abb. 34. Pumpschaltung zur Untersuchung der Gasabgabe und Gasbindung durch Metalle.

der mechanischen Eigenschaften durch das Glühen). Die Leistungsaufnahme eines im Hochfrequenzfelde geheizten Zylinders ist nach Reche (Lit. 3, 4)

$$N_e = 2,81 \cdot 10^{-6} \cdot G \cdot z^2 \sqrt{f \cdot \mu \cdot \varrho_r} \quad (W).$$

Hierin bedeutet: z : Ampèrewindungen.

f : Frequenz (Hz).

μ : Permeabilität.

ϱ_r : Spez. Widerstand ($\Omega \cdot \text{mm}^2/\text{m}$).

G : Konstante, abhängig von Spulendurchmesser, Spulenhöhe und Zylinderdurchmesser (aus Kurventafel Lit. 4 S. 129).

Zu beachten ist, daß die magnetischen Stoffe bei Überschreitung einer bestimmten Temperatur ihre magnetischen Eigenschaften verlieren (μ wird nahezu 1). Dieser „magnetische Umwandlungspunkt“ liegt für reines Eisen bei 800°C , für Nickel bei 360°C . Bei ausreichender Zeit kann die Beharrungstemperatur mit dem Mikropyrometer gemessen werden.

Auswertung. Die frei gewordenen Gasmengen sind auf 760 Tor und 20°C zu reduzieren. Ferner ist, wie in Abschnitt C 1, die mittlere Dicke der adsorbierten Gasschicht in Moleküldurchmessern zu berechnen.

3. Versuche über Gasbindung (Abb. 34). Das Gettermaterial (Ba, Mg, Sr und Legierungen dieser Metalle) steht in Form von Pillen zur Verfügung, die in kleinen, mit der Hochfrequenzspule zu heizenden Metall-

näpfchen, den Getterhaltern, im Vakuum verdampft werden. Der Getterhalter gibt bei der Erhitzung Gas ab, das vor dem Abfeuern des Getters beseitigt werden muß, da sonst eine Beeinträchtigung der Getterwirkung eintritt. Man heizt deshalb bei laufender Pumpe mehrmals bis dicht unter die Verdampfungstemperatur des Getters; dann erst wird es zur Verdampfung gebracht. Um für den Versuch nicht besonders Gas in die Apparatur einlassen zu müssen, wird das aus dem Getterhalter ausgeheizte Gas benutzt. Dieses wird in die Pumpleitung gelassen (Pumphahn H_1 geschlossen) und der Druck durch entsprechende Bemessung des Leitungsvolumens (Zuschalten der Gasflasche) und durch kurzzeitiges Abpumpen während des Ausheizens des Getterhalters auf etwa $1 \cdot 10^{-2}$ Tor geregelt. Um bei dem nun folgenden Abfeuern des Getters die Getterwirkung einigermaßen quantitativ erfassen zu können, muß das Wärmeleitungsmanometer bei Beginn der Getterung im Gleichgewicht sein. Sobald der Niederschlag des Gettermetalls auf der Glaswand erscheint, wird Hahn H_5 geschlossen (kleineres Volumen, stärkere Druckänderung) und der Druckabfall abgelesen.

Auswertung: Die beobachteten Erscheinungen sind zu beschreiben und zu erklären.

Literatur.

1. Dushman: Grundlagen der Hochvakuumtechnik (Berlin 1926). — 2. Es-march: Zur Theorie der kernlosen Induktionsöfen. Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 10 (1931) S. 172. — 3. Reche: Theoretische und experimentelle Untersuchungen über den kernlosen Induktionsofen. Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 12 (1933) S. 1. — 4. Espe und Knoll: Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik (Berlin 1936).

Aufgabe 8.

Bestimmung der Richardson-Konstanten für den Sättigungsstrom einer Elektronenröhre.

Zubehör: Spezialröhre mit Wolframkathode.

Mikropyrometer 1100 . . . 3000 Grad.

Heizwiderstand 10 Ohm, 2 Amp.

Strommesser 1,5 Amp.

Strommesser 4,5 mA.

Strommesser 6/30 mA.

Schutzwiderstand: 4 Lampen 120 Volt, 200 Watt.

Spannungsteiler 4500 Ohm, 0,2 Amp.

Galvanometer $1^\circ = 10^{-6}$ Amp.

A. Allgemeines.

1. Definition des Sättigungsstromes. Wird ein metallischer Körper erhitzt, so sendet er Elektronen aus, die, wenn keine hinreichend große absaugende elektrische Feldstärke vorhanden ist, eine „Raumladungswolke“ bilden. Diese Raumladungswolke erschwert den Austritt weiterer Elektronen aus dem Metall und bewirkt, daß ausgetretene Elektronen wieder ins Metall zurückkehren. Macht man das glühende Metall zur Kathode einer Zweipolröhre, so wandern die Elektronen der Raum-

ladungswolke zur Anode; die Raumladung wird mit steigender Anodenspannung U_a verringert. Es fließt ein Strom, der dem Langmuirschen Gesetz folgt:

$$I_a = c \cdot U_a^{3/2} \quad (\text{Lit. 1})$$

c bedeutet hier eine Konstante, die nur von den geometrischen Abmessungen der Röhre abhängt. Der Strom hängt praktisch nicht von der Heizleistung ab.

Wird die Anodenspannung immer höher gemacht, so tritt schließlich der Zeitpunkt ein, wo alle Elektronen, die die Kathode bei der betreffenden Temperatur abzugeben vermag, sofort zur Anode gezogen werden, so daß sich eine Raumladungswolke nicht ausbilden kann. Der Strom steigt jetzt bei wachsender Anodenspannung praktisch nicht weiter an (Sättigungsstrom). Er hängt nur von der Temperatur und dem Material der Kathode nach dem Richardsonschen Gesetz ab (vgl. unten).

2. Austrittsarbeit und Bildkraft. Ein Metall besteht aus einem Raumgitter positiver Ionen, zwischen denen sich ein Elektronengas befindet. Die auf die Metalloberfläche von innen her auftreffenden Elektronen können nicht ohne weiteres austreten, sondern nur dann, wenn sie eine entsprechend große kinetische Mindestenergie besitzen („Austrittsarbeit“). Erwärmt man das Metall, so wird die Geschwindigkeit der Elektronen größer und eine größere Anzahl der Elektronen kann die „Austrittsarbeit“ leisten und die Kathode verlassen; der Sättigungsstrom wird größer.

Ein Teil der Austrittsarbeit beruht auf der sog. „Bildkraft“. Das ist die Kraft, die ein bereits aus dem Gitterbereich, also aus dem Metall ausgetretenes Elektron, in das Metall zurückzuziehen versucht. Ihre Größe erhält man nach dem bekannten Spiegelungsprinzip der Elektrostatik, indem man die Ladung des Elektrons mit umgekehrtem Vorzeichen an der Metalloberfläche spiegelt. Diese Kraft bewirkt, daß auf der Strecke zwischen Kathode und Anode ein Potentialminimum auftritt. Steigert man die Anodenspannung immer mehr, so kann die Bildkraft durch die Kraft, die das Elektron zur Anode zieht, teilweise kompensiert werden, die „Austrittsarbeit“ wird kleiner. In der Messung kommt dies dadurch zum Ausdruck, daß der Strom auch nach dem Eintritt der Sättigung nicht konstant bleibt, sondern mit der Spannung langsam ansteigt. Ein weiterer Grund für den leichten Anstieg der $I_a = f(U_a)$ -Kurve oberhalb der Sättigungsspannung ist, daß die Elektronen aus kleinen Vertiefungen der Kathode infolge von Raumladungserscheinungen erst bei höherer Anodenspannung austreten.

B. Richardsonsches Gesetz.

Die Richardsonsche Gleichung für den Sättigungsstrom einer Elektronenröhre lautet:

$$I_s = FA T^2 e^{-B/T} \quad (\text{Amp}) \quad (1)$$

Hierin bedeuten:

T : Temperatur ($^{\circ}\text{K}$).

F : Emittierende Oberfläche der Kathode (cm^2).

A : Universelle Konstante ($\text{Amp/cm}^2 \cdot \text{°K}^2$).

B : Austrittsarbeit (°K).

Die Konstante A ergibt sich auf Grund des Nernstschen Wärmethorems für reine Metalloberflächen ohne Unterschied der Metallart zu $60,2$ ($\text{Amp/cm}^2 \cdot \text{°K}^2$). Dieser Wert ist für Wolfram, Tantal und Molybdän experimentell bestätigt; dagegen wurden bei Oxydkathoden starke Abweichungen gefunden.

Die Austrittsarbeit B (°K) läßt sich durch Einführung des elektrischen Elementarquantums ($q_0 = 1,565 \cdot 10^{-19}$ Clb) und der Boltzmann-Konstanten ($k = 1,372 \cdot 10^{-23}$ Joule/ °K) auch in Volt ausdrücken nach der Beziehung:

$$B = q_0 \varphi / k. \quad (2)$$

Die Austrittsarbeit φ (Volt) entspricht dann derjenigen Geschwindigkeit, welche die Elektronen haben müssen, um entgegen den Anziehungskräften der Metallatome aus der Metalloberfläche austreten zu können. Die Austrittsarbeit hängt von dem Material der Kathode ab; sie beträgt für Wolfram $B = 52600 \text{°K}$. Hieraus ergibt sich nach Gl. (2) als theoretischer Wert für φ :

$$\varphi = 4,53 \text{ Volt.}$$

Ziel der Messung ist es, die Konstanten A und B des Wolframs an einer Elektronenröhre experimentell zu bestimmen.

C. Meßprinzip.

Die Ermittlung von A und B erfolgt am einfachsten auf folgende Weise:

Durch Logarithmieren und Umstellen ergibt sich aus Gl. (1):

$$\log I_s - 2 \log T = \log FA - \frac{1}{T} B \log e \quad (3)$$

das ist eine Gleichung von der Form einer Geraden:

$$y = a - bx. \quad (4)$$

Trägt man mit Hilfe der im Versuch gemessenen Werte von I_s und der zugehörigen Temperatur T den Betrag

$$y = \log I_s - 2 \log T$$

über $x = 1/T$ auf, so erhält man Geraden (vgl. Abb. 35), aus denen sich für $x = 1/T = 0$ die Größe $\log FA$ und daraus die gesuchte Konstante A ergibt. Die Austrittsarbeit B erhält man aus der Neigung der Geraden, denn es ist $\text{tg } \alpha = b = B \cdot \log e$, woraus sich

$$B = 2,3 \text{ tg } \alpha \text{ (°K)} \quad (5)$$

und daraus die Austrittsarbeit φ in Volt ergibt.

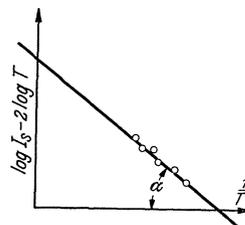


Abb. 35. Richardson-Gerade.

D. Versuch.

1. Beschreibung der zu verwendenden Röhre. Die Elektrodenanordnung des für den Versuch besonders hergestellten Rohres (vgl. Lit. 3 u. 4) zeigt

Abb. 36. Um Störungen durch die Abkühlung der Enden des Glühfadens und durch die dort auftretenden Feldverzerrungen zu vermeiden, ist die Anode in drei getrennt ausgeführte Einzelsegmente unterteilt, von denen nur das mittlere zur Messung benutzt wird (Schutzanodenprinzip). Die

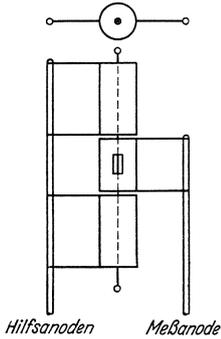


Abb. 36. Elektrodenanordnung zur Ermittlung der Richardsonkonstanten.

Kathode besteht aus einem dünnen Wolframdraht.

Die Messung der Temperatur erfolgt mit dem Mikropyrometer durch ein in der Meßanode vorgesehenes Fenster. Zur Umrechnung der schwarzen Temperatur in die wahre Temperatur kann das Nomogramm Abb. 24 benutzt werden.

2. **Schaltung und Messung.** Wie aus Abschnitt C hervorgeht, ist zur Bestimmung der Konstanten A und B die Ermittlung des Sättigungsstromes in Abhängigkeit von der Temperatur der Kathode erforderlich. Dementsprechend ist die Meßschaltung zu entwerfen. Alle Anoden erhalten die gleiche Spannung; gemessen wird jedoch nur der Strom der mittleren Anode. Der Heizstrom darf nur bis zu einer Kathodentemperatur von $2700\text{ }^{\circ}\text{K}$ gesteigert werden. Der Sättigungsstrom erreicht bei etwa $1800\text{ }^{\circ}\text{K}$ einen bereits gut meßbaren Wert. Man teilt sich den Meßbereich von $1900 \dots 2500\text{ }^{\circ}\text{K}$ zweckmäßig in $6 \dots 8$ Teile, stellt das Mikropyrometer jeweils auf die zugehörige schwarze Temperatur ein und regelt den Heizstrom des Rohres so lange, bis der Glühfaden des Mikropyrometers verschwindet. Dann wird die Anodenspannung so weit gesteigert, bis die Sättigung erreicht ist, d. h. bis eine weitere Steigerung keinen merkbaren Anodenstromzuwachs mehr zeigt, und der zugehörige Sättigungsstrom abgelesen. Da der Sättigungsstrom in dem angegebenen Temperaturbereich maximal nur 1% des Heizstromes beträgt, können Heizwirkung bzw. Abkühlereffekt durch den Anodenstrom vernachlässigt werden. Besondere Sorgfalt ist auf eine genaue Messung der Kathodentemperatur zu legen, weil von ihrer Genauigkeit das Meßergebnis in starkem Maße abhängt.

E. Auswertung.

Für die Auswertung des Meßergebnisses ist folgende Tabellenanordnung zweckmäßig:

1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.
T_w	t_w	t_s	I_s	$\log I_s$	$2 \log T_w$	$\log I_s - 2 \log T_w$	$10^8/T_w$
$^{\circ}\text{K}$	$^{\circ}\text{C}$	$^{\circ}\text{C}$	A				
1900							
2500							

Die Werte der Spalten 7 und 8 sind entsprechend Abb. 35 graphisch darzustellen und daraus die Richardsonsche Gerade zu zeichnen und die

zur Berechnung von A und B erforderlichen Werte zu entnehmen. Die emittierende Oberfläche läßt sich aus Kathodendurchmesser und Länge der Meßanode bestimmen. Ferner ist die Austrittsarbeit in Volt für Wolfram zu berechnen.

Literatur.

1. Knoll, Ollendorff und Rompe: Gasentladungstabellen (Berlin 1935) S. 107. — 2. Barkhausen: Elektronenröhren (Leipzig 1931) Bd. 1, S. 15. — 3. Espe: Über den Emissionsmechanismus von Oxydkathoden. Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 5 (1927) S. 29. — 4. Espe: Die Austrittsarbeit von Elektronen aus Erdalkali-Oxydkathoden. Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 5 (1927) S. 46. — 5. Espe-Knoll: Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik (Berlin 1936) S. 256.

Aufgabe 9.

Pumpen, Entgasen, Abschmelzen und Prüfen einer Hochvakuum-Dreipolröhre mit Wolframfaden-Kathode.

Zubehör:

- Pumpstand mit Diffusionspumpe.
- Ausheizofen.
- Glühsender.
- E Elektronenröhre mit Wolframkathode (z. B. RE28).
- T Heiztransformator 220/8 Volt, 10 Amp.
- R_1 Spannungsteiler 200 Ohm, 1,2 Amp.
- R_2 Heizwiderstand 7 Ohm, 3 Amp.
- L Glühlampen zur Strombegrenzung.
- A_1 Strommesser 30 mA.
- A_2 Strommesser 1 Amp.
- A_3 Strommesser 150 mA.
- V_1 Spannungsmesser 6/30/300 Volt.
- V_2 Spannungsmesser 1500 Volt.
- G Galvanometer.

A. Allgemeines.

Das Pumpen und Entgasen einer Hochvakuum-Elektronenröhre muß in der Regel so vor sich gehen, daß nicht nur während des Pumpprozesses ein gutes Vakuum ($<10^{-6}$ Tor¹) erreicht wird, sondern daß dieses auch in der abgeschmolzenen Röhre bei Belastung dauernd erhalten bleibt. Denn eine Verschlechterung des Vakuums im Betrieb (das sogenannte „Weichwerden“) führt zu undefinierten Änderungen der Charakteristik und zur Herabsetzung der Lebensdauer. Ursache für die Vakuumverschlechterung sind Gasreste, die entweder aus der an der Innenfläche des Kolbens adsorbierten Wasserhaut oder aus im Betrieb sich erwärmenden Metallteilen der Elektroden austreten. Zur Beseitigung der an der Innenwand des Glaskolbens adsorbierten Gasreste ist es notwendig, diesen zu Beginn des Pumpprozesses in der Flamme oder im Heizofen nahe bis an den Erweichungspunkt des Glases (350 bis 450 °C, je nach der Art des verwendeten Glases) zu erhitzen. Zur Entgasung der Metall-

¹ Höhere Drucke kommen nur bei der vollautomatischen Röhrenherstellung vor.

teile des Elektrodensystems müssen diese bereits an der Pumpe auf Temperaturen gebracht werden, die erheblich über denjenigen liegen, welche später im Betrieb der Röhre auftreten. Die dabei austretenden Gasmengen müssen abgepumpt werden. Da die Glühtemperaturen der Metallteile wesentlich höher als die Schmelztemperatur des Glases sind, müssen zum Erhitzen der Elektroden andere Methoden angewandt werden als zum Entgasen der Glaswände (Hochfrequenzheizung, Elektronenbombardement).

B. Versuch.

1. Anschmelzen des Röhrenkolbens an die Pumpgabel. Pumpgabelansatz und Pumpstengel der Röhre werden mittels Glasmesser und erhitztem Glasstab sauber abgeschnitten. Etwa an der Schnittfläche noch hervorstehende Zacken werden bis auf Gelbglut erwärmt und mit der Pinzette abgezogen. Besitzen Pumpgabelansatz und Pumpstengel verschiedene Durchmesser, so lasse man den weiteren Durchmesser auf den engeren in der Flamme zusammenfallen. Nach dem Abschneiden werden beide Schnittflächen gleichzeitig in der leuchtenden Flamme vorgewärmt, in der blauen Flamme auf Rotglut erhitzt und die zusammengehefteten Röhrenenden verblasen. Zum Schluß wird die Ansatzstelle mit der leuchtenden Flamme des Gasbrenners gekühlt, um Spannungen des Glases zu vermeiden.

2. Ausheizen der Röhre im Gasofen. Sobald die Ansatzstelle des Pumpstengels vollkommen abgekühlt ist, wird die Röhre¹ bis zu einem Druck von mindestens $1 \cdot 10^{-4}$ Tor ohne flüssige Luft an der Ausfrierfalle evakuiert. Sodann ist der Gasofen anzuheizen, über den Kolben herabzuziehen und die Temperatur langsam (in etwa 30 min) bis auf 350°C zu steigern. Die Heizung wird so lange fortgesetzt, bis der Druck auf etwa $2 \cdot 10^{-5}$ Tor gesunken ist (Kontrolle am Mc Leodschen Manometer, Zeitdauer je nach der Fördermenge der Hochvakuumpumpe 1—2 Stunden). Hierauf ist flüssige Luft unter die Kühlfalle zu setzen und so lange weiter zu heizen, bis Klebevakuum ($< 10^{-6}$ Tor) erreicht ist (je nach Röhrenvolumen, Fördervolumen der Pumpe und Elektrodenoberfläche 1 bis 8 Stunden). Erst dann ist mit Sicherheit die Wasserhaut an der Kolbenwand entfernt. Nach Abstellen des Ofens läßt man die Temperatur allmählich bis auf etwa 100°C sinken und zieht hierauf den Ofen hoch. Ein Hochziehen des Ofens bei höherer Temperatur verursacht durch zu schnelle Abkühlung Spannungen im Glaskolben, die zu Kolbensprüngen führen können.

3. Entgasen der Elektroden mit Hochfrequenz. Die vom Glühender erregte Hochfrequenzspule wird über den Kolben geschoben und der Sender eingeschaltet. Die Elektroden werden mehrmals kurzzeitig auf helle Rotglut erwärmt, wobei sich das Freiwerden größerer Gasmengen durch blaues Leuchten der Röhre anzeigt. Das Ausglühen muß stoßweise erfolgen, damit die freiwerdenden Gasmengen in der Zwischenzeit von der Pumpe abgeführt werden können (erkennbar am Verschwinden

¹ Material: Bleiglas oder Magnesiaglas.

der leuchtenden Entladung) und die entgaste Glasoberfläche nicht von neuem mit Gas beladen wird. Die Entgasung ist so lange fortzusetzen, bis keine Leuchterscheinung mehr auftritt und Klebevakuum erreicht ist.

4. Entgasung des Gitters und der Anode durch Elektronenbombardement, der Kathode durch direkte Heizung. Durch die Hochfrequenzentgasung wird der Heizfaden sowie das innerhalb der Anode liegende und durch dieses abgeschirmte Steuergitter nicht erfaßt; deshalb muß der Heizfaden durch direkte Heizung, das Gitter durch Elektronenbombardement weiter entgast werden. Dabei werden Teile der freiwerdenden Gasmengen wieder auf der Anode gebunden, die ebenfalls wieder von deren Oberfläche entfernt werden müssen.

Beim Ausheizen sind die an den Elektroden liegenden Spannungen bzw. der Glühsender kurzzeitig einzuschalten und sofort abzuschalten, wenn die Elektroden helle Rotglut erreicht haben. Glüht man die Elektroden nicht stoßweise, so ist die Pumpe nicht imstande, die freiwerdenden

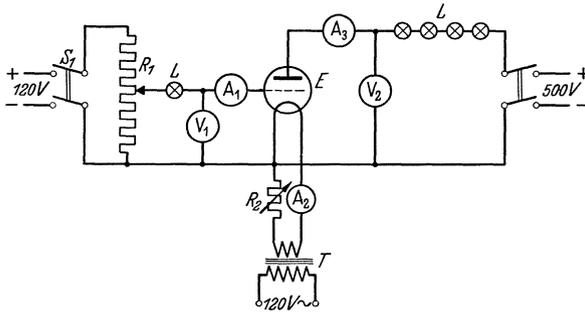


Abb. 37. Schaltung zum Ausheizen des Gitters und der Anode durch Elektronenbombardement.

den Gasreste abzusaugen und diese schlagen sich auf der Kolbenwand oder auf kalten Elektroden nieder, wodurch eine Wiederholung oder Verlängerung des Pumpprozesses erforderlich wird. Anoden- bzw. Gitterstrom steigen beim Ausheizen kurz nach dem Einschalten zunächst langsam, dann schneller an, da der innere Widerstand der Röhre infolge der Druckerhöhung durch die freiwerdenden Gasmengen sinkt. Bei rascher Zunahme des Stromes sind Gitter- bzw. Anodenspannung sofort abzuschalten, da sonst die Röhre durch Lichtbogenbildung zwischen den Elektroden zerstört wird (negative Kennlinie der Ionenröhre). Bei fortschreitender Entgasung sinkt der Strom wieder langsam ab und erreicht seinen kleinsten Wert, wenn Klebevakuum erreicht ist.

a) Schaltung der Elektroden (vgl. Abb. 37). Die Kathode wird aus einem 8 Volt Heiztransformator T geheizt; der Heizstrom wird mit dem Widerstand R_2 geregelt. Die Gitterspannung wird am Spannungsteiler R_1 abgegriffen, der über Schalter S_1 an 120 Volt Gleichspannung gelegt ist. Um zu verhindern, daß der Gitterstrom bei Gasausbrüchen oder Elektrodenkurzschlüssen in der Röhre unzulässig hohe Werte annimmt, ist eine Glühlampe in den Gitterkreis eingeschaltet. Die

Anodenspannung wird durch eine Gleichstrommaschine erzeugt und durch Feldregelung dieser Maschine geregelt. Zur Anodenstrombegrenzung sind 4 Glühlampen in den Anodenkreis geschaltet.

b) Ausheizen des Glühfadens. Der Glühfaden wird zunächst bei Nennheizstrom (für die Röhre RE 28 etwa 0,5 Amp.), dann bei 10 % Überlast ausgeheizt, bis Klebevakuüm erreicht ist (Temperatur evtl. durch Mikropyrometermessung kontrollieren).

c) Ausheizen des Gitters. An das Gitter werden etwa +120 Volt gelegt, bis es sich auf helle Rotglut erwärmt. Da der Glühfaden heller leuchtet als das glühende Gitter, sind dabei Gitter- und Heizspannung kurzzeitig auszuschalten, um die Gittertemperatur abschätzen zu können. Der Gitterstrom beträgt hierbei bei der Röhre RE 28 etwa 30 mA. Das Ausheizen durch stoßweises Ein- und Ausschalten ist so lange fortzusetzen, bis Klebevakuüm erreicht ist.

d) Ausheizen der Anode. Neben der Ausheizung durch den Glühsender kann die Anode auch durch Elektronenbombardement geglüht werden. Die dazu notwendige maximale Anodenspannung beträgt für die Röhre RE 28 etwa 500 Volt, die gleichzeitig angelegte Gitterspannung etwa +120 Volt, der Heizstrom etwa 0,5 Amp. Die Anode wird bis auf helle Rotglut erwärmt und dies stoßweise so lange fortgesetzt, bis Klebevakuüm erreicht ist.

5. Messung des Vakuümfaktors (vgl. Aufgabe 4). Die genaue Bestimmung des Röhrenvakuüms, die im Gegensatz zur Messung mit dem Mc

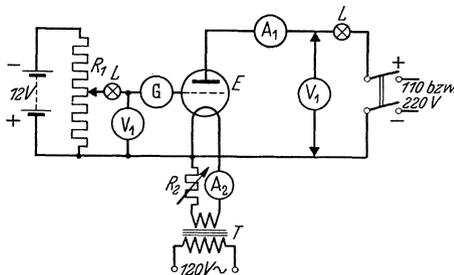


Abb. 38. Schaltung zur Messung des Vakuümfaktors und Aufnahme der Kennlinie.

Leodschen Manometer auch an der abgeschmolzenen Röhre vorgenommen werden kann, beruht auf der Messung des Gitterionenstroms, der dem Gasdruck in der Röhre proportional ist.

An das Gitter der Röhre wird eine negative Spannung von -1 bis -5 Volt gelegt (Schaltung Abb. 38). Bei gutem Vakuüm, normal geheizter Kathode und normaler

Anodenspannung soll der positive Ionenstrom, der an dem Galvanometer G abgelesen wird, bei kleineren Verstärkerröhren nicht mehr als $2 \cdot 10^{-6}$ Amp. betragen.

6. Abziehen des Kolbens von der Pumpgabel. Die Pumpstengelkapillare wird sorgfältig und gleichmäßig von allen Seiten mit der leuchtenden Flamme vorgewärmt. Mit kleiner spitzer Stichflamme wird dann die Kapillare von allen Seiten gleichmäßig auf Rotglut erhitzt und das Rohr im Augenblick des Zusammenfallens der Kapillare abgezogen. Hierbei bildet sich ein dünner Glasfaden, der mit der Flamme abgeschmolzen wird. Die Kapillarspitze verschmilzt man zu einem Kugelchen und kühlt sie in der leuchtenden Flamme, um nachträgliche Sprünge zu vermeiden.

7. Prüfung der abgeschmolzenen Röhre. An der abgeschmolzenen Röhre wird noch einmal der Vakuumfaktor gemessen (vgl. Abschnitt 5) und dann nach bekannten Methoden die Röhrenkennlinie $I_a = f(U_g)$ für die Anodenspannungen $U_a = 110$ und 220 Volt aufgenommen (Schaltung Abb. 38, jedoch ohne Galvanometer im Gitterkreis).

C. Auswertung.

Aus den Kennlinien werden Durchgriff, Steilheit und Sättigungsstrom der Röhre entnommen. Außerdem sollen Durchgriff, Steilheit und Raumladungsstrom aus den geometrischen Abmessungen des Elektroden-systems berechnet werden. Diese sind an einer offenen Röhre derselben Type zu ermitteln.

Elektrodenabmessungen der Röhre RE 28.

Gitterradius	$r_g = 0,163$ cm.
Radius der Gitterdrähte	$r_d = 0,008$ cm.
Anodenradius	$r_a = 0,365$ cm.
Abstand Anode — Gitter	$a = 0,202$ cm.
Abstand der Gitterdrähte voneinander	$d = 0,200$ cm.
Zahl der Gitterwindungen pro cm Gitterlänge	$n = 5$ Windungen/cm.
Emittierende Kathodenlänge ¹	$l =$ etwa $1,5$ cm.

Die Formel für den Durchgriff einer Dreipolröhre mit zylindrischem System und Wendegitter (nur für $r_d \ll d \ll a$ und Kathoden-Gitterabstand $> d$ gültig!) lautet (Lit. 1):

$$D = \frac{1}{2 \pi r_g n} \cdot \frac{\ln \frac{1}{2 \pi n r_d}}{\ln \frac{r_a}{r_g}}. \quad (1)$$

Der Raumladungsstrom ergibt sich aus:

$$I_r = 1,47 \cdot 10^{-2} \frac{1}{r_g} \cdot U_{st}^{3/2} \quad (\text{mA}), \quad (2)$$

wobei die Steuerspannung $U_{st} = U_g + D \cdot U_a$ ist.

Die Steilheit ist:

$$S = 3/2 \cdot 1,47 \cdot 10^{-2} \frac{1}{r_g} \sqrt{U_{st}} \quad (\text{mA/V}). \quad (3)$$

Die berechneten Werte von D , I_r und S sollen mit den aus der Kennlinienschar entnommenen verglichen und die prozentualen Abweichungen angegeben werden.

Literatur.

1. Knoll, Ollendorff und Rompe: Gasentladungstabellen (Berlin 1935) S. 107 u. 102 (Endkorrekturen für Wolframstabkathoden nach Worthing). —
2. Espe-Knoll: Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik (Berlin 1936) S. 118 u. 256.

¹ Vgl. Lit. 1 (Worthing).

Aufgabe 10.

Pumpen, Formieren, Aktivieren und Abschmelzen einer Hochvakuum-Dreipolröhre mit indirekt geheizter Ba-Pastekathode.

Zubehör:

- Pumpstand mit Diffusionspumpe.
- Ausheizofen.
- Glühsender.
- E Versuchsröhre mit Pumpstengel.
- A_1 Strommesser 0,3 Amp.
- A_2 Strommesser 0,1 Amp.
- V_1 Spannungsmesser 300 Volt.
- V_2 Spannungsmesser 150 Volt.
- V_3 Spannungsmesser 10 Volt.
- R_1 Spannungsteiler 2300 Ohm 0,3 Amp.
- R_2 Spannungsteiler 2300 Ohm 0,3 Amp.
- R_3 Heizwiderstand 10 Ohm 3 Amp.
- L_1 Glühlampe 100 Watt 220 Volt.
- L_2 Glühlampe 40 Watt 220 Volt.

A. Allgemeines.

In den heutigen Verstärker- und auch in kleineren Senderöhren werden im allgemeinen dünne, auf 700 . . . 900 °C erhitzte Bariumschichten wegen ihrer geringen Austrittsarbeit als Elektronenemissionsquelle verwendet. Praktisch sind zwei Herstellungsverfahren üblich:

1. Dampferverfahren. Es wird fast ausschließlich bei direkt geheizten Kathoden angewendet und besteht darin, daß die Ba-Schicht durch Verdampfung auf den Glühdraht aufgebracht wird. Meist wird der Glühdraht vorher oxydiert (z. B. W-Drahtkathoden mit W_2O_3). Zur Erzeugung des Ba-Dampfes dient entweder reines metallisches Ba oder BaO mit Al-Pulver gemischt, das (durch Paraffinüberzug oder durch geeignete Umhüllung gegen Luftsauerstoff geschützt) in kleinen Mengen schon vor dem Zusammenbau der Röhre an der Innenseite der Anode angebracht wird. Nach dem Ausheizen der Röhre, dem Entgasen der Kathode (bei W-Kathoden nicht über 950 °C wegen Zerstörung der W_2O_3 -Schicht!) und dem Vorentgasen des übrigen Elektrodensystems durch Hochfrequenz wird die Verdampfung folgendermaßen durchgeführt: Zuerst wird die Kathode auf die normale Betriebstemperatur (750 . . . 800 °C) gebracht. Dann wird zwischen Kathode und alle übrigen (miteinander verbundenen) Elektroden eine niedrige Spannung (bei Verstärkerröhren 30 . . . 40 V) gelegt. Wird nun die Anode durch Hochfrequenzstrom erhitzt, so verdampft das Ba und die durch das Hochfrequenzfeld bzw. durch das Elektrodenfeld ionisierten Ba-Atome wandern zur Kathode (äußerlich erkennbar durch grünes Aufleuchten des angeregten Ba-Dampfes). Nach kurzer Zeit hat sich auf der Kathode eine wenige μ starke Schicht gebildet, die an ihrer dem W_2O_3 zugekehrten Seite aus

BaO, an der Oberfläche aus reinem Ba besteht. Die „Aktivierung“ erfolgt bei $0,5 \dots 1 \text{ A/cm}^2$ Kathodenoberfläche. Wegen der großen Gleichmäßigkeit der aufgedampften Schichten (Fehlen von Glühinseln!) zeigt die Kennlinie der Dampfkathode einen ausgeprägteren Sättigungscharakter als die der Pastekathoden.

2. Pasteverfahren. Es wird bei direkt und indirekt geheizten Kathoden angewendet.

a) Oxydkathoden (Wehnelt-Kathoden). Auf die Kathode wird eine Paste, die aus einem Gemisch von BaO + SrO (suspendiert in Paraffinöl, Amylacetat oder anderen Bindemitteln) besteht, in einer oder mehreren Schichten durch Aufstreichen oder Spritzen aufgetragen und dann an Luft, häufig unterstützt durch schwache Heizung, getrocknet. Die Gesamtdicke der Schicht beträgt etwa $30 \dots 100 \mu$, ist also bedeutend größer als die der Dampfkathoden. Die Kathoden müssen innerhalb einer Stunde ins Vakuum gebracht werden, da sonst das BaO mit dem Wasserdampf der Luft in Bariumhydroxyd ($\text{Ba}(\text{OH})_2$) bzw. mit CO_2 (Atemluft) in Bariumkarbonat (BaCO_3) übergeht. Nach Ausheizen der Röhre wird die Kathode durch langsames Hochheizen (bis auf $1200 \text{ }^\circ\text{C}$) „formiert“¹ und bei einer Stromdichte von $0,5 \dots 1,2 \text{ A/cm}^2$ „aktiviert“, wobei das Bariumoxyd durch einen elektrolytischen Prozeß in metallisches Barium und Sauerstoff zerfällt. Der Sauerstoff wird von der Pumpe bzw. vom Getter entfernt, das Ba gelangt durch Rückdiffusion an die Oberfläche und bildet dort die eigentlichen Emissionszentren. Die Elektronenemission der gesamten Kathode wird bestimmt durch den „Bedeckungsgrad“ ihrer Oberfläche mit Ba, ihre Lebensdauer durch den Gesamtvorrat der Oxydschicht an Ba.

b) Karbonatkathoden. Die Kathodenschicht besteht aus einer in alkoholischer Kollodiumlösung, Amylacetat oder H_2O suspendierten Mischung von Bariumkarbonat und Strontiumkarbonat ($\text{BaCO}_3 + \text{SrCO}_3$), welche gegenüber den BaO-Pasten den Vorzug nahezu unbegrenzter Lagerfähigkeit an Luft besitzt. Die Trocknung der aufgetragenen Paste (Schichtdicke $30 \dots 100 \mu$) erfolgt meist bei Zimmertemperatur. Nach dem Ausheizen der Röhre wird die Kathode in derselben Weise wie eine Oxydkathode formiert. Dabei beginnt bei etwa $900 \text{ }^\circ\text{C}$ das BaCO_3 in $\text{BaO} + \text{CO}_2$ zu zerfallen; bei etwa $1100 \text{ }^\circ\text{C}$ ist dieser Vorgang beendet. Während der darauffolgenden „Aktivierung“ (Stromdichte $0,5 \dots 1 \text{ A/cm}^2$) wird wie bei der Oxydkathode das BaO an der Kathodenoberfläche durch Elektrolyse des die Schicht durchquerenden Emissionsstromes in metallisches Barium und Sauerstoff zerlegt. Weiterer Verlauf des Prozesses wie unter 2a.

B. Versuch.

Es soll eine Verstärkerröhre mit indirekt geheizter Bariumkarbonatkathode (im allgemeinen $U_h = 4 \text{ V}$) gepumpt, formiert, aktiviert und abgezogen werden. Gleichzeitig soll die praktische Anwendung eines

¹ Bei der Oxydkathode besteht der Formiervorgang hauptsächlich in einer Entgasung des BaO und SrO, daneben in einer Zurückverwandlung des evtl. entstandenen Hydroxydes bzw. Karbonates in BaO.

Getters geübt werden. Der Getter (vgl. Aufgabe 7) besteht aus einem etwa 5 mm langen, mit reinem Ba-Metall gefüllten Metallröhrchen, das an beiden Enden mit der Zange abgekniffen und zur besseren Fernhaltung des Luftsauerstoffs in Paraffinöl getaucht ist. Der Getter ist in einem gleichzeitig zur Hochfrequenzerhitzung dienenden Halter im unteren Teil der Röhre so angebracht, daß das verdampfende Ba sich nicht auf den Quetschfuß niederschlagen und dort die Isolation der Elektroden herabsetzen kann.

1. Pumpen der Röhre. Nach dem Anschmelzen wird zunächst auf 10^{-5} Tor evakuiert, dann der Ofen in Betrieb genommen und bei 400°C so lange geheizt, bis der Druck mindestens wieder auf 10^{-5} Tor gefallen ist. Dann wird die Kühlfalle mit flüssiger Luft beschickt und möglichst

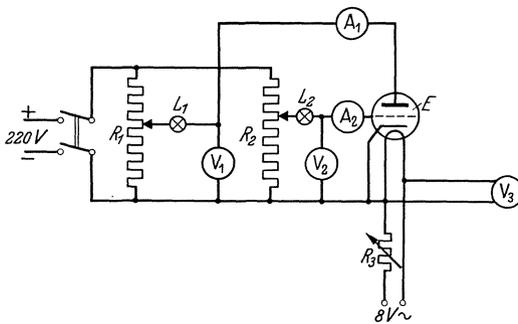
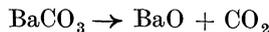


Abb. 39. Schaltung der Röhre zur Aktivierung und Aufnahme der Kennlinie.

bis zum Klebevakuüm weitergepumpt. Darauf wird der Ofen abgestellt und die Röhre langsam abgekühlt (vgl. Aufgabe 9). In der Zwischenzeit wird die Schaltung nach Abb. 39 aufgebaut.

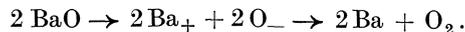
Nach der Abkühlung werden die Metallteile soweit wie möglich mit dem Glühender durch Hochfrequenz entgast.

2. Formierung. Zunächst ist durch seitliches Heranföhren der Hochfrequenzspule ein geringer Teil des Getters zu verdampfen. Das hat den Zweck, Reste vom Paraffinüberzug des Getters und die von seiner Umhüllung abgegebenen Gase zu beseitigen, da die Bariumverbindungen in heißem Zustand sehr empfindlich gegen Kohlenwasserstoffe sind. Dann wird mit der Heizung der Kathode (von $U_h = 1,5\text{ V}$ ab) begonnen, und durch langsames Höhergehen mit der Heizspannung (max. 7 V innerhalb etwa 20 min) eine Endtemperatur von etwa 1100°C auf der Kathode hergestellt. Der bei 900°C beginnende Zerfall des BaCO_3



ist praktisch bei dieser Heizspannung beendet. Die freigewordene Kohlen-säure wird abgepumpt. Die langsame Aufheizung vermeidet das sonst auftretende Platzen der Oxydschicht und bewirkt außerdem ein besseres Sintern der Al_2O_3 -Schicht, mit der die Bifilarwendel bestrichen ist (Lebensdauer des W-Fadens, Kratzgeräusche).

3. Aktivierung. Hierbei wird das Bariumoxyd in metallisches Barium überführt:



Gleichzeitig werden die Elektroden durch Elektronenbombardement entgast.

Bei konst. Heizspannung ($U_h = 6\text{ V}$) werden Anoden- und Gitterspannung angelegt und langsam gesteigert (Beginn bei $U_a = +50\text{ V}$ und $U_g = +30\text{ V}$). Bei heftigen Gasausbrüchen (Vorstromentladung, blaues Aufleuchten) werden U_a und U_g abgeschaltet und durch leichtes Gettern der Pumpprozeß beschleunigt. Bei einsetzender Glimmentladung (Strombegrenzung durch Schutzwiderstände $L_1, L_2!$) ist sofort abzuschalten und anschließend zu gettern. Nach etwa fünfmaliger Wiederholung dieses Vorganges ist die Aktivierung beendet; dies ist daran erkennbar, daß die Röhre auch bei rotglühender Anode und rotglühendem Gitter kein Aufleuchten des Gasinhalts mehr zeigt. Dabei betragen $U_a = 200\text{ V}$, $I_a \text{ max} = 200\text{ mA}$, $U_g \text{ max} = +70\text{ V}$, $I_g \text{ max} = 80\text{ mA}$. Die Röhre wird jetzt mittels kleiner Stichflamme vorsichtig abgezogen und kann „eingebraunt“ werden. Das Einbrennen hat den Zweck, die Elektrolyse des Bariumoxydes zu vervollständigen und noch vorhandene Gasreste durch den dabei warm werdenden Getter zu binden. Er erfolgt bei $U_h = 4,2\text{ V}$; $U_a = 150\text{ V}$, $U_g = 0\text{ V}$ und dauert 10 . . . 15 Std. Je nach der Führung des Aktivierungsprozesses tritt dabei noch eine mehr oder weniger große Erhöhung der Steilheit der Röhre ein.

4. Aufnahme der Kennlinie. Zur Prüfung der Röhre ist die Kennlinie $I_a = f(U_g)$ bei $U_a = 110$ und 220 Volt aufzunehmen. Heizspannung $4,0\text{ Volt}$.

C. Auswertung.

Es sind die während des Versuchs auftretenden Erscheinungen zu beschreiben (Pumpzeit, Druck, Aktivierungsspannungen und -ströme) und die Kennlinie $I_a = f(U_g)$ zu zeichnen.

Literatur.

1. Espe: Über den Emissionsmechanismus von Oxydkathoden. Wiss. Veröff. Siemens-Konz. 5 (1927) S. 29, 46. — 2. Heinze: Bestimmung der Austrittsarbeit an Oxydkathoden. Ann. Physik 16 (1933) S. 41. — 3. Statz: Technische Herstellung von Oxydkathoden. Z. techn. Physik 8 (1927) S. 451. — 4. Knoll, Ollendorff und Rompe: Gasentladungstabellen (Berlin 1935) S. 100.

Aufgabe 11.

Pumpen, Füllen und Aufnahme der Kennlinie einer Edelgas-Leuchtröhre.

Zubehör:

- Pumpstand mit Diffusionspumpe.
- P Spannungsteiler 8000 Ohm , $0,3\text{ Amp.}$
- R Schutzwiderstand $20\ 000\text{ Ohm}$, $0,1\text{ Amp.}$
- $V_1 - V_3$ Statische Spannungsmesser $500, 750$ und 2000 Volt.
- E Entladungsröhre.
- S Glühender.
- A Strommesser $6/30/300\text{ mA.}$
- G Glimmlampe.

A. Allgemeines.

Die in den Leuchtröhren auftretenden Erscheinungen gehören dem Gebiet der Gasentladungen an. Die Leuchterscheinung beruht bei den Leuchtröhren auf Stoßvorgängen zwischen Elektronen, neutralen Gasatomen und den (hauptsächlich positiven) Ionen des Füllgases.

1. Zündvorgang. Für das Zustandekommen einer Entladung ist das Vorhandensein einer Anzahl freier Elektronen¹ Vorbedingung. Durch die an der Röhre liegende Spannung werden diese Elektronen zur Anode beschleunigt und treffen auf ihrem Wege auf Gasatome. Ist die Anodenspannung und damit die Geschwindigkeit der Elektronen sehr klein, so ist dieser Stoß auf den inneren Aufbau des Atoms wirkungslos. Die Elektronen prallen ab, nachdem ein Teil der Stoßenergie in Wärme übergeführt ist. Wird die Anodenspannung weiter erhöht, so genügt die größere Geschwindigkeit, also die erhöhte Energie einzelner Elektronen zur Aufspaltung neutraler Gasatome in positive Ionen und (Sekundär-) Elektronen. Die positiven Ionen wandern in Feldrichtung zur Kathode und lösen beim Auftreffen auf die Kathodenoberfläche dort neue Elektronen aus. Diese Sekundärelektronen wandern in entgegengesetzter Richtung zur Anode und erzeugen bei genügender Beschleunigung auf ihrem Wege eine Anzahl weiterer Ionenpaare. Dadurch wächst der Strom lawinenartig bis zu dem durch den Vorwiderstand gegebenen Begrenzungswert an.

2. Anregung. Die Geschwindigkeit der Elektronen beim Zusammenstoß mit Gasatomen und damit ihre Wirkung auf diese ist verschieden je nach der vorher zurückgelegten freien Weglänge. Bei einer bestimmten Mindestgeschwindigkeit („Anregungsspannung“) des Elektrons kann es ein im Wege befindliches Gasatom in seinem inneren Aufbau für kurze Zeit verändern: das Atom wird „angeregt“. Man hat sich den Anregungsvorgang in der Weise vorzustellen, daß durch die Stoßenergie des Elektrons ein den Atomkern umkreisendes Atomelektron von seiner Bahn auf eine größere Bahn überspringt und nach etwa 10^{-8} sec wieder auf die ursprüngliche Bahn zurückkehrt. Die bei der Rückkehr freiwerdende Energie wird als Strahlungsenergie abgegeben (Anregungsleuchten). Die Anregungsspannungen der für Leuchtröhren brauchbaren Gase und Dämpfe liegen zwischen 3 und 25 Volt.

3. Ionisierung. Bei etwas höheren Geschwindigkeiten der Elektronen können diese ein Atomelektron vollkommen von dem Gasatom trennen (Ionisierung, vgl. Zündvorgang). Dieser Vorgang liefert daher immer neue Ionen und hält die Raumladung und damit die Entladung in der Röhre aufrecht. Die Größe der Ionisierungsspannung liegt bei den für Leuchtröhren gebräuchlichen Gasen und Dämpfen zwischen 5 und 25 Volt.

4. Einfluß des Gasdruckes. Das Zustandekommen einer Glimmentladung ist auf einen bestimmten Druckbereich beschränkt und erfordert eine Zündspannung, die von Gasart, Druck und Querschnitt des Entladungsrohres abhängt. Ist der Gasdruck zu groß, so werden die freien

¹ Durch radioaktive und Höhenstrahlung ist stets eine ausreichende Anzahl freier Elektronen in der Röhre vorhanden.

Elektronen durch den Zusammenstoß mit Gasmolekülen abgebremst, bevor sie die zur Ionisierung erforderliche Geschwindigkeit erreicht haben. Bei zu niedrigen Drucken dagegen ist die mittlere freie Weglänge der Elektronen so groß, daß die Zahl der durch Stoß angeregten Ionen nicht ausreicht, um eine Entladung von genügend hoher Stromstärke zu ermöglichen.

5. Charakteristische Leuchterscheinungen. Die charakteristischen Leuchterscheinungen, die bei Anlegen einer Spannung an eine Glimmröhre mit kalten Elektroden bei einem Druck von $0,1 \dots 1$ Tor auftreten, zeigt Abb. 40.

Die Verteilung der Leuchtzonen ist bei den verschiedenen Drucken und je nach dem Durchmesser des Entladungsrohres verschieden.

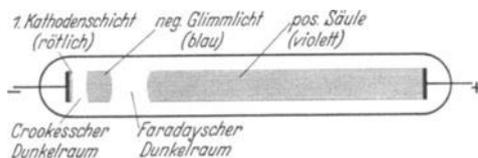


Abb. 40. Leuchterscheinungen einer Glimmladung.

Bei Druckerhöhung wandert die positive Säule aus der Anode heraus auf die Kathode zu, bei Druckerniedrigung verkürzt sich die positive Säule und die kathodischen Leuchtgebilde wandern auf die Anode zu.

6. Füllgase. Unedle Gase zeigen bei längerem Betrieb die Erscheinung, daß sie durch den Metaldampf, den die allmählich zerstäubenden Elektroden verursachen, an der Glaswand gebunden werden (Getterwirkung). Bei Edelgasen tritt diese Erscheinung weniger auf, so daß derartige Röhren eine längere Lebensdauer zeigen. Man verwendet im allgemeinen Ne, He und Ar bzw. Gemische dieser Gase. Das Füllgas muß möglichst rein sein, wenn es seine typische Leuchterscheinung zeigen soll, da bereits geringe Spuren anderer Gase bzw. Dämpfe (meist Hg, H₂O und Hahnfette) starke Farbänderungen verursachen.

7. Technische Leuchtröhren. Die höchste Lichtausbeute von den Lichtgebilden der Glimmladung ergibt die positive Säule. Diese wird daher als Lichtquelle bei den technischen Leuchtröhren benutzt. Die Lichtausbeute ist am größten bei Drucken von $1 \dots 10$ Tor, bei denen die mittlere Geschwindigkeit der Elektronen von der Größenordnung der Anregungsspannung und daher die Energieausbeute der aufgenommenen elektrischen Leistung am größten ist. Bei diesen Drucken sind die charakteristischen Lichtgebilde der Glimmladung auf einen kleinen Bereich in der Nähe der Kathode beschränkt, so daß nahezu die ganze Rohrlänge von der positiven Säule erfüllt ist.

Da die Betriebsspannung der Röhren mit kalter Kathode bei etwa 1000 Volt je Meter Länge liegt, sind sie weniger für allgemeine Raumbeleuchtungszwecke als für Reklamebeleuchtung brauchbar. Es sind große Rohrlängen erforderlich, weil die Leuchtdichte relativ klein ist. Die Lichtausbeute beträgt bei den Röhren mit kalter Kathode etwa 12 Lm/W.

8. Glühkathoden-Leuchtröhren. Durch Verwendung einer geheizten Oxydkathode, die den hohen Kathodenfall auf wenige Volt herabdrückt,

gelingt es, Leuchtdichte und Lichtausbeute erheblich zu steigern und gleichzeitig die Röhren bei normaler Netzspannung zu betreiben. Die erforderlichen Betriebsdrucke liegen dann erheblich höher (bis 760 Tor). Zur Füllung wird meist Na- oder Hg-Dampf verwendet, wobei die Lichtausbeute bis zu 70 Lm/W steigt.

9. Glimmlampen. Im Gegensatz zu den Leuchtröhren mit positiver Säule wird bei den Glimmlampen zu Signal- und Fernzwecken das negative Glimmlicht für die Lichtwirkung herangezogen. Dies wird durch Annäherung der Elektroden auf wenige Millimeter erreicht. Dadurch wird die positive Säule und damit der an ihr auftretende Spannungsabfall unterdrückt, so daß diese Röhren schon bei etwa 210 Volt zünden (Stromaufnahme 1 . . . 30 mA). Durch Aufbringung eines Stoffes mit geringer Austrittsarbeit (z.B. Bariumacid) auf die Elektroden, der beim Aufprall der positiven Ionen stark Elektronen emittiert, gelingt es, die Zündspannung bis auf etwa 110 Volt herabzudrücken. Zur Füllung wird meist ein Ne-He-Gemisch von etwa 15 Tor Druck verwendet. Wegen der geringen Leuchtdichte sind diese Röhren für Beleuchtungszwecke wenig brauchbar; der max. Lichtstrom beträgt bei den handelsüblichen Bienenkorb-Glimmlampen etwa 1 Lm.

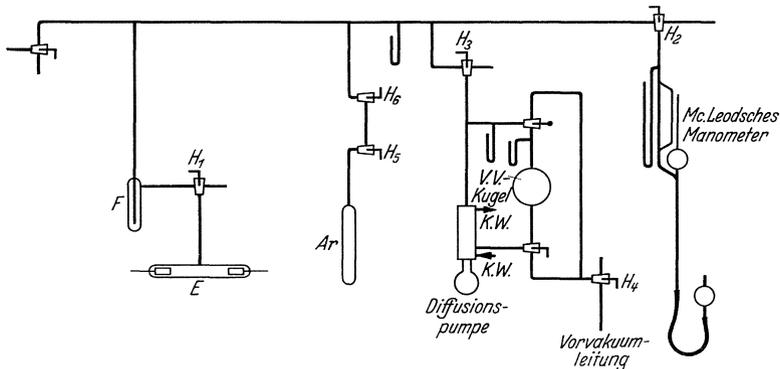


Abb. 41. Pumpschaltung.

B. Versuch.

Form der Röhre. Das zu verwendende Entladungsgefäß besitzt zylindrische Hohlelektroden, um eine möglichst große Oberfläche zu erzielen, weil von dieser die zulässige Stromstärke (bei zu großer Stromdichte zerstäuben die Elektroden zu schnell) und damit die Leuchtkraft abhängt. Wie der Versuch zeigt, ist wegen dieser Elektrodenform die Verteilung der Leuchterscheinungen nach Abb. 40 an der Kathode der Versuchsröhre nur schwer erkennbar. Um die Kennlinien der positiven Säule und des negativen Glimmlichtes getrennt aufnehmen zu können, besitzt die Röhre eine eingeschmolzene Sonde in der Nähe der Kathode.

Pumpen und Füllen der Röhre. (Abb. 41.) Es ist zunächst bis auf etwa 10^{-4} Tor zu evakuieren. Dazu wird die laufende Vorvakuum-

pumpe über die Hähne H_4 , H_3 und H_1 auf das Entladungsgefäß geschaltet. Der Hahn zum Mc Leodschen Manometer (H_2) bleibt zunächst geschlossen. Bei einem Druck von 5 Tor wird die Diffusionspumpe in Betrieb genommen (Kühlwasser anstellen und Brenner anzünden). Bei 10^{-4} Tor werden die Elektroden bei laufender Pumpe durch Hochfrequenz-erhitzung zum Glühen gebracht (Entgasung). Um ein Springen der Einschmelzungen zu vermeiden, beginnt man am freistehenden Ende der

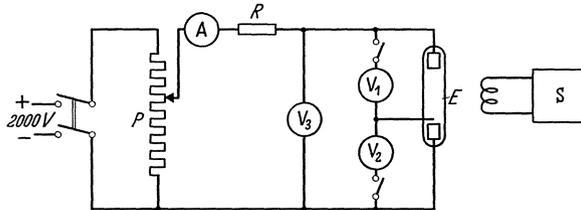


Abb. 42. Schaltung zur Aufnahme der Kennlinien einer Leuchtröhre.

Zylinder und verschiebt die Spule so lange, bis der ganze Zylinder hellrot glüht. Nach etwa 5 min wird noch einmal geglüht und darauf bis 10^{-5} Tor weitergepumpt. Der Quecksilberdampf wird in der vorgeschalteten Falle F mit flüssiger Luft ausgefroren.

Während des Pumpens wird die Schaltung zur Aufnahme der Kennlinien aufgebaut (Abb. 42). Ist das Vakuum von 10^{-5} Tor erreicht, so schließt man den Hahn H_3 zur Pumpe und kann nun aus der Vorratsflasche ein Edelgas (Argon) einschleusen. Von den beiden geschlossenen Schleusenähnen H_5 und H_6 wird dazu der untere (H_5) kurz geöffnet und wieder geschlossen. Öffnet man nun H_6 , so gelangt das Füllgas in die Röhre. Es dürfen niemals beide Schleusenähne gleichzeitig geöffnet werden. Nach einmaligem Schleusen wird wieder auf Hochvakuum gepumpt (Spülung). Jetzt wird die Pumpe abgestellt (H_3 und H_4 schließen, Gas, Kühlwasser und Vorräumpumpe abstellen) und so oft Edelgas eingeschleust, bis das verkürzte Manometer einen Druck von etwa 5 Tor anzeigt, der im Mc Leodschen Manometer nachzumessen ist. Bei diesem Druck werden zunächst Zünd- und Löschspannung gemessen (A auf größten Meßbereich schalten) und dann die Kennlinien $U_A = f(I)$ und $U_K = f(I)$ aufgenommen. Der Strom darf für kurze Zeit 40 mA erreichen. Während des ganzen Versuchs ist die Quecksilberfalle mit flüssiger Luft zu kühlen.

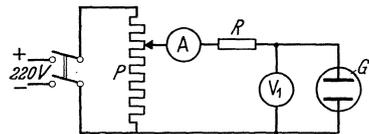


Abb. 43. Schaltung zur Aufnahme der Kennlinie einer Glimmlampe.

Nach Beendigung der Messung wird die Leitung wieder leergepumpt, worauf sämtliche Hähne zu schließen und die Pumpen abzustellen sind.

Anschließend ist die Kennlinie einer abgeschmolzenen Glimmlampe aufzunehmen (Schaltung: Abb. 43).

C. Auswertung.

Die Kennlinien sind in einem Diagramm unter Angabe des Druckes darzustellen, aus beiden ist die Kennlinie der gesamten Leuchtröhre zu zeichnen. Ebenso ist die Kennlinie der Glimmlampe darzustellen. Welche Besonderheiten weisen die Kennlinien auf? Man denke an die Verwendung der Glimmlampe als Überspannungsschutz, zur Erzeugung von Kippschwingungen und als Spannungsstabilisator.

Literatur.

1. Köhler-Rompe: Die elektrischen Leuchtröhren. (Braunschweig 1933.) — 2. Möbius: Die Neon-Leuchtröhren. (Leipzig 1932.) — 3. Schröter: Die Glimmlampe und ihre Schaltungen (Leipzig 1933). — 4. Engel-Steenbeck: Elektrische Gasentladungen (Berlin 1932—1934).

Aufgabe 12.

Herstellung einer Photozelle mit Na-Kathode durch Glaselektrolyse.

Zubehör:

Pumpstand mit Diffusionspumpe.
 Ausheizofen.
 Thermometer.
P Photozelle.
*A*₁ Galvanometer 10⁻⁵ Amp.
*A*₂ Strommesser 10 mA.
V Spannungsmesser 150 Volt.
*R*₁ Schutzwiderstand. 100 000 Ohm.
*R*₂ Spannungsteiler für 220 Volt.
 Lampenwiderstand.

A. Allgemeines.

1. **Äußerer lichtelektrischer Effekt.** Wird ein Körper mit Licht bestrahlt, so können aus seiner Oberfläche Elektronen (Metall- oder Valenzelektronen) austreten. Der Austritt kann nur erfolgen, wenn auf die Elektronen durch die Lichtstrahlung eine zur Überwindung der Austrittsarbeit ausreichende Mindestenergie übertragen wird. Für die Beziehung zwischen der zugeführten Strahlungsenergie, der kinetischen Energie des Elektrons und der Austrittsarbeit *B* gilt

$$h \cdot f = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 + B, \quad (1)$$

worin *h* das Plancksche Wirkungsquantum und *f* die Lichtfrequenz bedeuten. Ist die Frequenz des Lichtes kleiner als ein bestimmter Mindestwert *f*₀, so kann die Austrittsarbeit *B* nicht mehr geleistet werden, es können also keine Elektronen austreten. Es ist also *h* · *f*₀ die Mindestenergie, die nötig ist, um ein Elektron mit der Geschwindigkeit *v* = 0 austreten zu lassen. Da die Mindestfrequenz *f*₀ der Seite größerer Wellenlängen des Spektrums entspricht, bezeichnet man sie als „langwellige Grenze“ des lichtelektrischen Effekts. Sie kann je nach der Größe der

Austrittsarbeit des betreffenden Körpers auch außerhalb des Sichtbaren, z. B. im ultravioletten Gebiet liegen.

Bei Bestrahlung mit Licht einer höheren Frequenz, als sie der langwelligen Grenze entspricht, treten Elektronen aus der bestrahlten Oberfläche aus, deren Geschwindigkeit wie beim Elektronenaustritt aus glühenden Metallen nach dem Maxwellschen Gesetz verteilt ist. Der entstehende Elektronenstrom ist bei den meisten Elementen der Frequenz des einfallenden Lichtes direkt proportional. Grundsätzlich ist jeder Körper ohne Rücksicht auf seinen Aggregatzustand lichtelektrisch empfindlich, wobei jedoch die meisten Stoffe erst bei Wellenstrahlungen sehr hoher Frequenz (UV-, Röntgen-, γ -Strahlung) Elektronen aussenden. Nur bei den zur Alkali- und Erdalkaligruppe gehörenden Elementen liegt wegen ihrer kleinen Austrittsarbeit die langwellige Grenze so weit im sichtbaren Teil des Spektrums, daß sie als Ausgangsmaterial für technische lichtelektrische Zellen Verwendung finden können.

Außer dem normalen zeigen die Alkalimetalle noch einen vom Polarisationszustand des auffallenden Lichtes abhängigen, selektiven lichtelektrischen Effekt. Die Elektronenausbeute erreicht hier in einem bestimmten Frequenzgebiet einen Maximalwert (Abb. 44), der um ein bis zwei Zehnerpotenzen größer sein kann als der sich aus dem normalen Effekt ergebende. Der selektive lichtelektrische Effekt läßt sich als Resonanzerscheinung der Lichtwelle mit angeregten Valenzelektronen deuten.

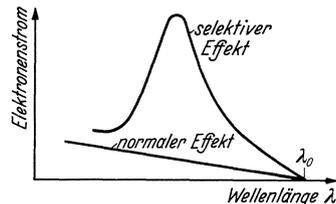


Abb. 44. Normaler und selektiver Photoeffekt.

2. Die lichtelektrische Zelle. Macht man die lichtempfindliche Schicht zur Kathode, stellt ihr eine Anode gegenüber und bringt das System in ein abgeschlossenes, evakuiertes bzw. mit Gas von bestimmtem Druck gefülltes Glasgefäß, so erhält man eine lichtelektrische Zelle. Die Hochvakuumzellen arbeiten wie Hochvakuum-Elektronenröhren praktisch trägheitslos; eine Grenze ist nur durch die Laufzeit der Elektronen zwischen Kathode und Anode gegeben.

Wird die Zelle mit Gas gefüllt, so steigt zunächst wegen Stoßionisation die Elektronenausbeute mit wachsendem Gasdruck und erreicht ein Maximum (bei 0,1 . . . 4 Tor, je nach Gasart und Anodenspannung). Bei weiter steigendem Gasdruck wird die freie Weglänge schließlich so klein, daß die Elektronenenergie nicht mehr zur Ionisation ausreicht: die Elektronenausbeute nimmt wieder ab.

Zur Füllung verwendet man meist Edelgase, weil sie nicht von der Alkalischicht gebunden werden (Getterwirkung, Lebensdauer).

3. Aufbau und Formen der lichtelektrischen Zellen. Bei den meisten gebräuchlichen Zellen befindet sich die lichtempfindliche Schicht auf der inneren, meist kugelförmig ausgebildeten Wand des Glaskolbens. Ein frei gelassenes Fenster gestattet den Lichteintritt. Die Anode befindet sich in der Mitte der Zelle und besteht meist aus einem weitmaschigen Gitter,

um den Lichteintritt nicht zu stören. Der Vorteil dieser Zellenart ist, daß eine sehr große lichtempfindliche Schicht zur Verfügung steht und daher die Lichtausbeute groß ist. Außer dieser bestehen noch eine große Anzahl andersartiger, dem jeweiligen Verwendungszweck angepaßter Formen.

4. Herstellungsarten der lichtelektrischen Zellen. Es sind verschiedene Verfahren bei der Herstellung der lichtempfindlichen Schichten gebräuchlich. Man kann das wirksame Metall durch Eingießen, Destillieren, Verdampfen im Inneren oder durch Elektrolyse durch die Glaswand auf der Innenwand der Zelle anbringen. Meist wird eine Silberunterlage zur Erhöhung der Leitfähigkeit vorgesehen, da die lichtempfindlichen Schichten oft nur atomare Dicke aufweisen. Im folgenden Versuch soll eine Na-Photozelle hergestellt werden, wobei das Na auf dem Wege der Elektrolyse durch die erhitzte Wand des Glaskolbens in die Zelle eingeführt wird.

B. Versuch.

1. Aufbau der Versuchszelle. Da das gewöhnlich für kleinere Vakuumröhrenkolben verwendete Bleiglas von Alkalimetallen angegriffen wird und außerdem zur Na-Elektrolyse Nahaaltiges Glas notwendig ist, muß der Kolben der Versuchszelle aus „Thüringer Glas“ hergestellt sein. Er ist auf der Innenwand zur Hälfte versilbert und enthält ein Molybdändrahtgitter *G* als Anode, das zur besseren Isolierung von einem langen Quetschfuß getragen wird (Abb. 45).

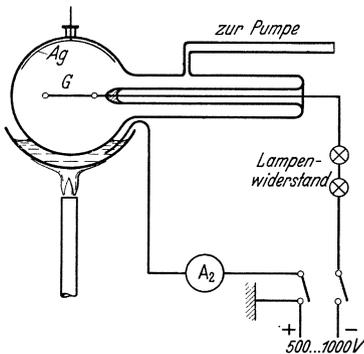


Abb. 45. Aufbringen der photoelektrischen Schicht durch Elektrolyse.

2. Herstellung der Zelle. Mit Rücksicht auf die spätere Elektrolyse ist der Glaskolben mit der Versilberung nach oben an den Pumpstengel angeschmolzen. Bei angeetzter Ausfrierfalle wird zunächst

auf Hochvakuum gepumpt und nach Erreichung eines Druckes von etwa 10^{-5} Tor mit dem elektrischen Ofen ausgeheizt. Bei $400\text{ }^{\circ}\text{C}$ muß Klebevakuum erreicht werden.

Sobald der Ofen auf $150\text{ }^{\circ}\text{C}$ abgekühlt ist, kann mit der Natriumelektrolyse begonnen werden. Dazu erwärmt man ein Gemisch aus gleichen Gewichtsteilen Natriumnitrat und Natriumnitrit in einer Schale dicht unterhalb der Photozelle vorsichtig auf $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ und hebt dieses Bad, bis die Zelle zu etwa $\frac{1}{5}$ ihres Durchmessers eintaucht. Dann wird ein Edelgas (z. B. Argon) bis zu einem Druck von $1 \dots 3$ Tor eingefüllt und zwischen Bad (positiv) und Zellenanode (negativ) eine Spannung von $500 \dots 1000$ Volt gelegt. Es entsteht eine Glimmentladung, bei der die Natriumionen des Bades durch das elektrische Feld durch die heiße Glaswand und die Gasentladung hindurch zur Zellenanode transportiert werden und sich schließlich auf dem kalten Teil der Zellenwandung (Ag-Schicht) niederschlagen. Der Strom soll nicht über $8 \dots 10$ mA

steigen¹, da sonst das Glas zersetzt wird (Gelbfärbung). Die zur Elektrolyse erforderliche Gesamtspannung (Schutzwiderstand!) und die Zeit bis zur Erreichung eines genügend dicken Na-Niederschlages hängen von der Temperatur des Bades und der Stärke der Glaswand ab und betragen etwa 600 Volt bzw. eine halbe Stunde.

Nach Beendigung der Elektrolyse wird das Bad entfernt und das verbleibende Zellenfenster von außen vorsichtig mit Wasser gereinigt. Dann wird auf Klebevakuum gepumpt.

3. Messungen an der Zelle. Bei laufender Pumpe beleuchtet man die Photozelle mit einer klaren 200 Watt-Lampe (Osram-Nitra, 220 V, etwa 3200 Lumen) aus 3 cm Abstand und nimmt hierfür die Kennlinie $I_a = f(U_a)$ auf (Abb. 46). $U_a = 0 \dots 150$ Volt. Die Lichtempfindlichkeit der Photozelle ($\mu A/Lumen$) ist unter Annahme kugelförmiger Verteilung des Lichtstroms angenähert zu berechnen. Ferner ist die Abhängigkeit des Photostromes von der Entfernung der Lichtquelle und damit von der Beleuchtungsstärke bei konstanter Vorspannung (Sättigungsspannung) zu messen.

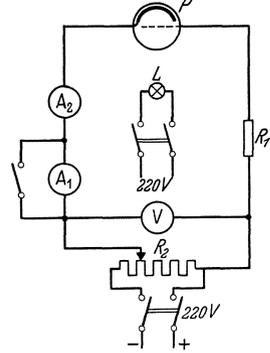


Abb. 46
Schaltung der Photozelle.

Literatur.

1. Fleischer-Teichmann: Lichtelektrische Zellen und ihre Herstellung (Dresden und Leipzig 1932). — 2. Geffken-Richter: Photozelle in der Technik (Berlin 1936). — 3. Espe-Knoll: Werkstoffkunde der Hochvakuumtechnik (Berlin 1936) S. 289.

Aufgabe 13.

Feldbildaufnahme und Durchgriffsbestimmung am Modell einer Dreipol-Verstärkerröhre im elektrolytischen Trog.

Zubehör:

- E Elektrolytischer Trog.
- T Transformator 6000/180 Volt, 500 Hz.
- S_1 Niederohmiger Schleifdraht mit Mittelanschluß.
- S_2 Schleifdraht.
- F Fernhörer.
- S Sonde mit Pantograph 2 : 1 und Reißbrett.

A. Allgemeines.

Der Verlauf der elektrischen Feldlinien zwischen Leitern in einem homogenen Dielektrikum ändert sich bekanntlich nicht, wenn man das

¹ Die Stromstärke ist stark temperaturabhängig.

Dielektrikum durch eine leitende Flüssigkeit ersetzt. Man kann daher die Anordnung, für die das elektrische Feldbild bzw. der Verlauf der Äquipotentiallinien ermittelt werden soll, in einem mit Wasser gefüllten Trog nachbilden und hat nun die Möglichkeit, mit Hilfe einer Sonde auf einfache Weise den Potentialverlauf zu messen. Gleichzeitig kann man im elektrolytischen Trog die Kapazität der Leiter gegeneinander messen, weil sie hier dem Leitwert entspricht.

Anwendung auf Elektronenröhre. In der vorliegenden Aufgabe soll das Feldbild in einer Dreipolröhre bestimmt werden, weil man hierbei das „Durchgreifen“ der Anodenspannung durch das Gitter bei Änderung der Gittervorspannung gut verfolgen und sich ein anschauliches Bild von der Steuerwirkung des Gitters machen kann. Bei dieser Messung kann jedoch nicht die Wirkung der Raumladungen berücksichtigt werden, die in der Nähe der Kathode oder an Bremsgittern auftreten und den Potentialverlauf wesentlich beeinflussen können. Die Form des Potentialbildes ändert sich dabei nur wenig; die Linien erhalten nur andere Zahlenwerte.

Da die Kapazitäten den Leitwerten entsprechen, kann man durch einfache Widerstandsmessung den Durchgriff D bestimmen, denn es ist laut Definition:

$$D = C_{AK}/C_{GK} \tag{1}$$

wenn C_{AK} die Kapazität Anode-Kathode und C_{GK} die Kapazität Gitter-Kathode bedeutet. Aus der Widerstandsmessung ergibt sich daher:

$$D = R_{GK}/R_{AK}. \tag{2}$$

Auf rechnerischem Wege erhält man für den Durchgriff:

$$D = \frac{d}{2 \cdot h} \ln \frac{d}{2c} \quad (c \ll d \ll h) \tag{3}$$

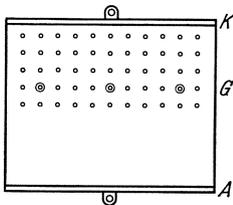
wobei

- d : Abstand der Gitterdrähte,
- h : Abstand der Anode vom Gitter,
- c : Radius der Gitterdrähte.

Siehe auch genauere Formel in Aufgabe 9 (Gl. 1).

B. Versuch.

Abb. 47 zeigt eine Skizze des zu verwendenden elektrolytischen Troges.



Zwei Seitenwände sind mit Blech beschlagen und bilden Anode bzw. Kathode. Das Gitter wird durch senkrecht stehende Stäbe gebildet, die in Bohrungen des Bodens zwischen Kathode und Trogmitte je nach Wahl eingesetzt werden können. Zur Messung ist der Trog ungefähr drei Viertel mit Leitungswasser zu füllen (vgl. Lit. 1).

Abb. 47. Elektrolytischer Trog; Modell einer Dreipolröhre.

Für den Versuch wird die bekannte Anordnung (Abb. 48) aufgebaut. Um Fehler

durch Polarisation zu vermindern, erfolgt die Messung mit Wechselstrom von 500 Hz.

Die Übertragung der Sondenstellungen erfolgt durch einen Pantographen mit dem Untersetzungsverhältnis 2 : 1 (vgl. Lit. 1).

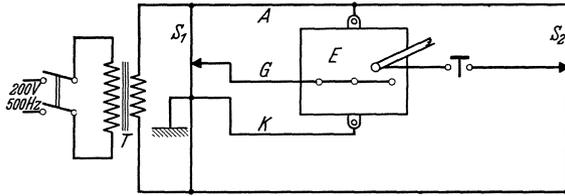


Abb. 48. Anordnung zur Aufnahme des Feldbildes im elektrolytischen Trog.

Für die in Abb. 47 gezeichnete Anordnung sind die Potentiallinien für $\pm 2, \pm 5, \pm 10$ Volt und dann in Abständen von 10 Volt bei den Gittervorspannungen: $+20, +5, +0, -5, -10, -20$ Volt aufzunehmen. Anodenspannung 50 Volt.

Die Messung des Durchgriffs erfolgt nach Abb. 49. Es ist im Hörminimum:

$$D = U_g/U_a = l_g/l_a \quad (4)$$

Der Durchgriff ist für verschiedene Gitterdrahtabstände und verschiedene Entfernungen Anode-Gitter zu messen und mit den nach Gl. (3) berechneten Werten zu vergleichen. Die Messung hat eine gewisse Ähnlichkeit mit der Durchgriffsmessung an geheizten Verstärkerröhren (vgl. Lit. 2).

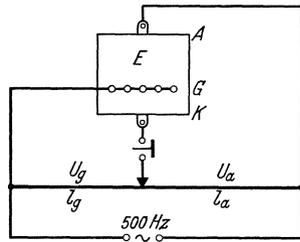


Abb. 49. Schaltung zur Messung des Durchgriffs im elektrolytischen Trog.

C. Konstruktion einzelner Elektronenbahnen.

In die aufgenommenen Feldbilder sind mit Hilfe des elektronenoptischen Brechungsgesetzes

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \sqrt{\frac{U_2}{U_1}} \quad (\text{vgl. Aufgabe 14, Abb. 50})$$

einige Elektronenbahnen einzuzeichnen. Hierbei wird angenommen, daß die Elektronen senkrecht zur Kathodenoberfläche austreten, sich in einer Feldschicht zwischen zwei Niveauebenen geradlinig mit einer dem mittleren Potential der Feldschicht entsprechenden Geschwindigkeit bewegen und beim Durchtritt durch eine Niveauebene ihre Geschwindigkeit sprunghaft ändern. Ferner ist aus dem Verlauf der Elektronenbahnen unter Annahme einer gleichmäßig emittierenden Kathodenoberfläche das Verhältnis des Gitterstromes zum Anodenstrom zu bestimmen.

D. Beobachtung elektronenoptischer Erscheinungen in Verstärker- röhren.

Die ungleichmäßige Verteilung des Elektronenstromes in Verstärker-
röhren kann durch Leuchtsubstanzen auf der Anode, durch ungleich-
mäßige Anodenerwärmung und durch Gasanregung sichtbar gemacht
werden. Die an den vorhandenen Versuchsröhren beobachteten Erschei-
nungen sind kurz zu beschreiben und zu deuten (Lit. 10, 11).

Literatur.

1. Orlich: Anleitungen zum Arbeiten im elektrotechnischen Laboratorium II
(Berlin 1931) S. 145. — 2. Barkhausen: Elektronenröhren I (Leipzig 1931) S. 80. —
3. Barkhausen und Brück: Der Verlauf des elektrischen Feldes in Elektronen-
röhren, gemessen im elektrolytischen Trog. Elektrotechn. Z. 54 (1933) S. 175. —
4. Martens: Wechselstrommessungen an Verstärker-
röhren. Z. Physik 4 (1921) S. 437. — 5. Förster: Experimentelle Lösung der Randwertaufgaben der Gleichungen $\Delta U = 0$. Arch. Elektrotechn. 2 (1914) S. 175. — 6. Förster: Zur Konstruktion
und Prüfung der Drehstromkabel. Arch. Elektrotechn. 2 (1914) S. 245. — 7. Estorff:
Die Kugelfunktenstrecke. Elektrotechn. Z. 37 (1916) S. 60. — 8. Zschaage: Nach-
ahmung des elektrischen Feldes von Leitungen im elektrolytischen Trog. Elektro-
techn. Z. 46 (1925) S. 1215. — 9. Fortescue-Farnsworth: Die Luft als Isolator
in Gegenwart von Körpern größerer Dielektrizitätskonstante. Elektrotechn. Z. 35
(1914) S. 1045. — 10. Knoll und Schloemilch: Elektronenoptische Stromver-
teilung in steuerbaren Elektronenröhren. Arch. Elektrotechn. 28 (1934) S. 507.
— 11. Knoll: Verstärker- und Senderöhren als elektronenoptisches Problem.
Z. Physik 15 (1934) S. 584.

Aufgabe 14.

Untersuchungen am Elektronenmikroskop.

Zubehör:

Elektronenmikroskop.
2 Magnetpulen als Sammellinsen.
Spannungs- und Strommesser, Widerstände.

A. Allgemeines.

Elektronenoptisches Brechungsgesetz. Die Bahnen der Elektronen
verlaufen im feldfreien Raume bei genügender Elektronengeschwindig-
keit und nicht zu hohen Gasdrucken mit großer Annäherung geradlinig
(Lit. 1 bis 3). In einer dünnen, durch zwei parallele Flächen F_1
und F_2 (etwa feinmaschige Netze) begrenzten Feldschicht erfährt
entsprechend Abb. 50 die Elektronenbahn eine Brechung, die dem Gesetz

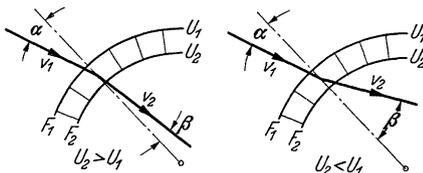


Abb. 50. Elektronenoptisches Brechungsgesetz.

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_2}{v_1}$$

folgt, worin v_1 und v_2 die Elektronengeschwindigkeit vor der Fläche F_1
bzw. hinter der Fläche F_2 ist. Setzt man an Stelle der Elektronenge-

schwindigkeit die von der Ruhelage des Elektrons (Kathode) an durchlaufene Spannung (Voltgeschwindigkeit), so wird mit

$$U = \frac{v^2}{2 \frac{e}{m}}; \quad v \sim \sqrt{U}; \quad \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_2}{v_1} = \sqrt{\frac{U_2}{U_1}}.$$

Wie man sieht, besteht völlige Analogie zum Snelliusschen Brechungsgesetz der Lichtoptik, wenn statt der Elektronengeschwindigkeiten die Lichtgeschwindigkeiten c_1 und c_2 in zwei verschiedenen Medien mit dem Brechungsindex n_1 und n_2 eingesetzt werden. Es ist nämlich

$$c_1 = \frac{c}{n_1} \quad \text{und} \quad c_2 = \frac{c}{n_2}$$

wenn c die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum ist, und damit

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c_2}{c_1} = \frac{n_1}{n_2}.$$

Man kann also auch in der Elektronenoptik von einem Brechungsindex n ($= \sqrt{\frac{U_2}{U_1}}$) sprechen. Da die U_2 und U_1 entsprechenden Elektronengeschwindigkeiten in sehr weiten Grenzen verändert werden können, kann der elektronenoptische Brechungsindex bedeutend höhere Werte annehmen als der lichtoptische.

B. Elektronenlinsen.

Aus der Analogie mit dem Snelliusschen Brechungsgesetz folgt, daß mit Elektronenstrahlen und mit elektrischen Feldern von zum Strahlengang rotationssymmetrischer Kugelform (Elektronenlinsen) ebenso reelle Abbildungen erzeugt werden können, wie mit Lichtstrahlen und entsprechend kugelförmig begrenzten Medien, in denen das Licht eine andere Geschwindigkeit annimmt (z. B. Glaslinsen). Jede Trennfläche zwischen zwei verschiedenen Medien in der Lichtoptik entspricht dabei zwei sehr eng aneinander gerückt gedachten Niveaulächen des elektrischen Feldes in der Elektronenoptik. Eine dementsprechend aus feinmaschigen gewölbten Netzen aufgebaute Linse für Elektronenstrahlen zeigt Abb. 51. Sie wirkt je nach der Polarität der angelegten Spannung als Sammellinse oder als Zerstreuungslinse, und zwar mit einer von der Größe der Spannung und dem Krümmungsradius der Netze abhängigen Brennweite.

Netzelektroden ergeben wegen der ungleichmäßigen Verteilung des elektrischen Feldes in der Nähe der Netzdrähte nur eine geringe Abbil-

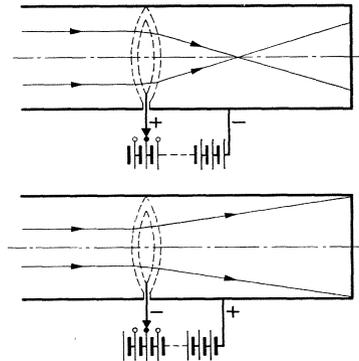


Abb. 51. Elektrostatische Elektronenlinse aus feinmaschigen Netzen.

dingsschärfe, sind also für elektronenoptische Zwecke unbrauchbar. Durch Aneinanderfügen von zum Elektronenstrahl rotationssymmetrischen Elektroden von bestimmter Form (im einfachsten Falle Lochblenden) gelingt aber die Erzeugung angenähert kugelförmiger elektrischer Felder und elektronenoptischer Bilder auch ohne Begrenzungsflächen

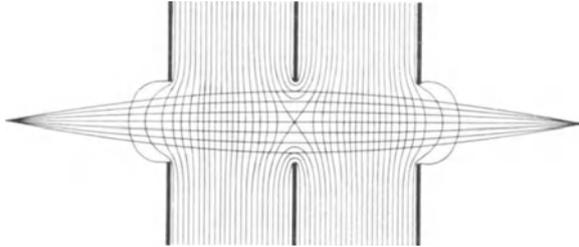


Abb. 52. Rotationssymmetrisches elektrisches Feld als Elektronenlinse.

am Strahldurchstoßpunkt. Wie das Niveaulinienbild Abb. 52 zeigt, ändert sich jedoch bei einer derartigen elektrischen Linse das elektrische Feld, also auch die Richtung der Elektronenbahnen, nicht sprunghaft, sondern nur allmählich.

Neben elektrischen Feldern können auch zum Elektronenstrahl rotationssymmetrische magnetische Felder als Elektronenlinsen verwendet werden (Lit. 4 bis 6). Der Verlauf des Elektronenstrahls in der magnetischen Linse ist aber ein grundsätzlich anderer als in der elektrischen Linse (Spiralbahnen); insbesondere tritt eine Verdrehung des Bildes um einen gewissen Winkel ein. In Abb. 53 ist die gebräuchliche Form einer magnetischen Elektronenlinse dargestellt, bei welcher die Spule zum Ausgleich von Unsymmetrien der Wicklung und zur axialen Begrenzung des Feldes mit einem Eisenmantel umgeben ist, der nur einen schmalen Luftspalt enthält. Magnetische Linsen dieser Art wirken stets als Sammellinse.

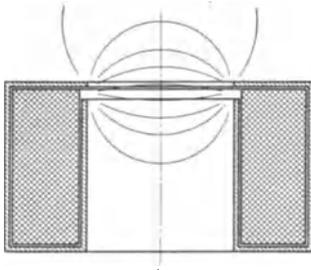


Abb. 53. Magnetische Elektronenlinse.

C. Abbildungsgesetze.

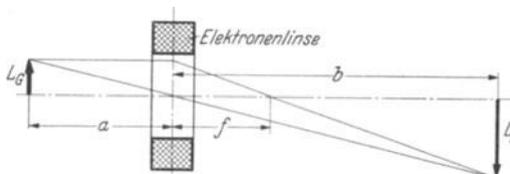


Abb. 54. Abbildungsgesetz.

Analog zur Lichtoptik gilt zwischen Gegenstandsweite a , Bildweite b und Brennweite f die Beziehung (Abb. 54)

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}.$$

Die Brennweite f magnetischer Linsen ist für einen linearen Kreisleiter als Linse (Lit. 6)

$$f = 48,4 \cdot \frac{U}{(I \cdot n)^2} \cdot d.$$

Hierin bedeutet U : Elektronengeschwindigkeit in Volt.
 I : Spulenstrom in Amp.
 n : Windungszahl der Spule.
 d : Durchmesser der Spule.

Für andere Spulenformen ist die Spulendurchflutung ($I \cdot n$) mit einem „Spulenfaktor“ f_{sp} zu dividieren, so daß man allgemein erhält:

$$f = 48,4 \cdot \frac{U}{\left(\frac{I \cdot n}{f_{sp}}\right)^2} \cdot d.$$

Der Abbildungsmaßstab ist bei gleicher Elektronengeschwindigkeit auf beiden Seiten der Linse:

$$\frac{L_{\text{Bild}}}{L_{\text{Gegenstand}}} = \frac{b}{a}.$$

D. Elektronenmikroskop.

Wie beim optischen Mikroskop lassen sich durch geeignete Anordnung einer oder mehrerer Elektronenlinsen stark vergrößerte Abbildungen eines Gegenstandes mit Elektronenstrahlen herstellen. Wegen

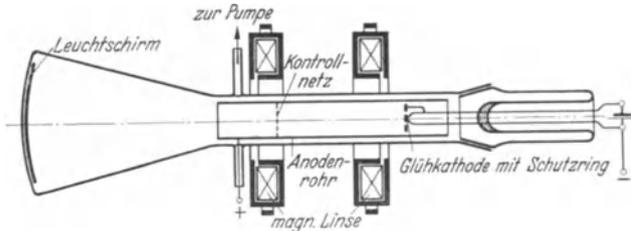


Abb. 55. Magnetisches Niederspannungs-Elektronenmikroskop.

der stärkeren Linsenfehler der elektrischen Linsen wurden zum Aufbau derartiger „Elektronenmikroskope“ bisher hauptsächlich magnetische Linsen verwendet (Abb. 55 u. 56).

Das Auflösungsvermögen, d. h. der Abstand zweier eben noch trennbarer nahe beieinander gelegener Objektpunkte, ist bekanntlich beim Lichtmikroskop durch die Wellenlänge des abbildenden Lichtes, bzw. dessen Beugungserscheinungen am Objekt, sowie durch die anwendbare Apertur A_L des vom Objektiv noch aufgenommenen Strahlkegels begrenzt. Für $\lambda_L = 0,550 \mu$ und die beim Lichtmikroskop erreichbare Apertur $A_L = 1,3$ ergibt sich für diese Grenze

$$l_L = \frac{\lambda_L}{A_L} \approx 0,4 \mu.$$

Für das Auflösungsvermögen des Elektronenmikroskops ist in dieser Beziehung die sehr viel kleinere de Broglie-Wellenlänge der abbildenden Elektronen (Voltgeschwindigkeit U)

$$\lambda_E = \sqrt{\frac{150}{U}} \cdot 10^{-8} \text{ cm,}$$

jedoch auch (bei den bisher experimentell möglichen Strahlengängen) eine kleinere Apertur $A_E \approx 0,02$ einzusetzen. Damit wird

$$l_E \approx 1,5 \cdot 10^{-3} \mu = 15 \text{ \AA} \quad \text{für } U = 1500 \text{ Volt}$$

und

$$l_E \approx 0,22 \cdot 10^{-3} \mu = 2,2 \text{ \AA} \quad \text{für } U = 75\,000 \text{ Volt.}$$

Das Auflösungsvermögen des Elektronenmikroskops ist also wegen der kleinen Wellenlänge der Elektronen theoretisch um etwa drei Zehnerpotenzen besser als das des Lichtmikroskops. Praktisch ist jetzt schon das Auflösungsvermögen des Lichtmikroskops erreicht; die weitere Steigerung der Vergrößerung hängt ausschließlich von Verbesserungen der Qualität der Elektronenlinsen und der Vakuumröhre (Elektronenintensität, Erschütterungsfreiheit usw.) ab.

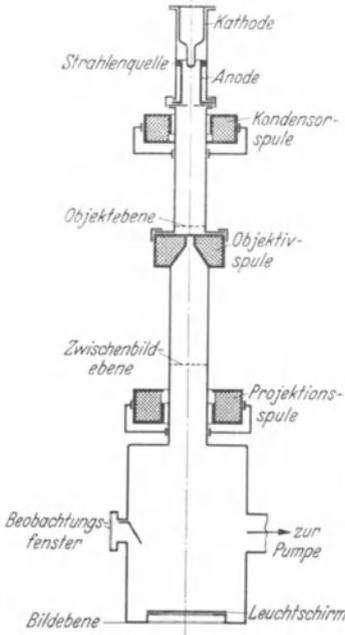


Abb. 56. Magnetisches Hochspannungselektronenmikroskop.

E. Versuch.

Die Versuchsröhre entspricht dem magnetischen Niederspannungselektronenmikroskop, Abb. 55; die Abmessungen zeigt Abb. 57. Als Ob-

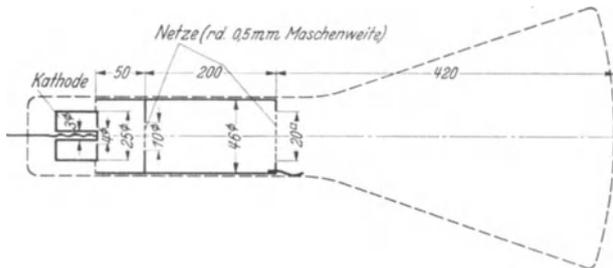


Abb. 57. Magnetisches Niederspannungselektronenmikroskop (Versuchsröhre).

jekte dienen neben der Kathode zwei in das Mikroskop eingebaute Molybdännetze. Die Heizspannung der Röhre beträgt 4 Volt, die Anodenspannung maximal 10 000 Volt.

1. Es sind nacheinander die Kathode und die beiden Netze mit

einer Spule abzubilden, wobei das Schattenbild der Netze (erste Kontrolle durch Ausschalten des Spulenstroms) von dem durch die Spule entworfenen Bild zu unterscheiden ist. Zur Sichtbarmachung der Kathodenstruktur muß die Heizspannung soweit verringert werden, daß mit der angelegten Anodenspannung Sättigung erreicht wird. Bei Erhöhung der Heizspannung kann dann die Bildung einer Elektronenwolke vor einer Glühinsel auf der Kathode beobachtet werden.

2. Das der Kathode zunächstliegende Netz ist bei verschiedenen Stellungen der Spule und verschiedenen Anodenspannungen abzubilden. Hierbei ist aus Gegenstandsweite a und Bildweite b die Brennweite f der Linse zu berechnen. — Gemessen werden ferner die Anodenspannung, der Spulenstrom und die Maschenweite des Bildes. Damit sind die in Abschnitt C wiedergegebenen Gesetzmäßigkeiten über die Brennweite der Spule und den Abbildungsmaßstab zu kontrollieren, und der Spulenfaktor f_{sp} der verwendeten Spulen zu berechnen.

3. Entsprechend der Linsenordnung im lichtoptischen Projektionsmikroskop ist durch die erste Spule von dem der Kathode zunächstliegenden Netz (bzw. von der Kathode) in der Ebene des zweiten Netzes ein reelles Bild zu entwerfen, welches zugleich mit dem zweiten Netz durch eine weitere Spule auf dem Leuchtschirm abgebildet wird.

Literatur.

1. Knoll und Ruska: Das Elektronenmikroskop. Z. Physik 78 (1932) S. 318.
- 2. Knoll und Ruska: Beitrag zur geometrischen Elektronenoptik. Ann. Physik 12 (1932) S. 607.
- 3. Knoll: Die Verstärker und Senderöhre als elektronenoptisches Problem. Z. techn. Physik 15 (1934) S. 584.
- 4. Busch: Berechnung der Bahn von Kathodenstrahlen im axialsymmetrischen elektromagnetischen Felde. Ann. Physik 81 (1926) S. 974.
- 5. Busch: Über die Wirkungsweise der Konzentrierspule bei der Braunschen Röhre. Arch. Elektrotechn. 18 (1927) S. 583.
- 6. Ruska und Knoll: Die magnetische Sammelspule für schnelle Elektronenstrahlen. Z. techn. Physik 12 (1931) S. 389.
- 7. Brüche und Scherzer: Geometrische Elektronenoptik (Berlin 1934).