

**I N S T I T U T F Ü R P L A S M A P H Y S I K**  
**G A R C H I N G B E I M Ü N C H E N**

IONISATIONSMANOMETER

FÜR HOHE DRÜCKE

von

Bernhard M. U. Scherzer

Erich W. Blauth

Erwin H. Meyer

IPP 2/5

Juli 1961

- Vakuum-Laborbericht Nr. 005 -

*Die nachstehende Arbeit wurde im Rahmen des Vertrages zwischen dem Institut für Plasmaphysik GmbH und der Europäischen Atomgemeinschaft über die Zusammenarbeit auf dem Gebiete der Plasmaphysik durchgeführt.*

## 1. Einleitung

In einem Ionisationsmanometer wird das Verhältnis des Ionenkollektorstroms  $I^+$  zum Elektronenemissionsstrom  $I^-$  als Funktion des Drucks  $p$  gemessen

$$I^+ / I^- = S \cdot p \quad (1)$$

$S$  nennt man die Empfindlichkeit der Röhre.  $I^+ / I^-$  ist eine lineare Funktion des Drucks, solange  $S$  konstant ist. Bei handelsüblichen Manometern liegt dieser Bereich zwischen  $10^{-9}$  (Bayard-Alpert-Röhren) und  $10^{-2}$  Torr.

Die untere Linearitätsgrenze wird durch einen Störstrom  $I_{st}$  zum Ionenkollektor hervorgerufen. Der Kollektorstrom  $I^+$  setzt sich zusammen aus dem druckabhängigen positiven Ionenstrom  $I_{Ion}$  und dem weitgehend konstanten Störstrom  $I_{st}$ . Nur solange  $I_{Ion} \gg I_{st}$  ist  $S$  konstant. Auf die möglichen Ursachen von  $I_{st}$  kommen wir später zurück. Die Ursache für die obere Linearitätsgrenze ist noch unklar. Für  $I^+ / I^- > 0,1$  beobachtet man eine Abnahme von  $S$  mit dem Druck. Wahrscheinlich handelt es sich um Raumladungseffekte. Auch darauf wird weiter unten **eingegangen**. Es erscheint wünschenswert, den linearen Meßbereich für Ionisationsmanometer sowohl zu hohen als zu tiefen Drücken zu erweitern. In einer Arbeit von Schulz und Phelps (1) wird gezeigt, daß sich Ionisationsmanometer zur Messung höherer Drücke als  $10^{-2}$  Torr eignen, wenn bestimmte Voraussetzungen beachtet werden.

1. Die Elektronenwege sollen wohl definiert sein und dürfen sich mit dem Druck nicht ändern..
2. Die Empfindlichkeit  $S$  muß klein sein gegen den reziproken Wert des höchsten gemessenen Drucks, da Gleichung (1) nur linear ist, solange  $I^+ / I^-$  d.h.  $S \cdot p < 1$  ist.
3. Der Ionenkollektor soll so angelegt sein, daß er alle Ionen, die im Ionisationsraum erzeugt werden, sammelt.

Auf Grund dieser Forderungen konstruierten Schulz und Phelps eine Manometerröhre (Fig. 3/I) deren Eichkurve in den angegebenen Grenzen linear ist (Tab. 1).

Testgas	Linearitätsgrenze [Torr]	
	obere	untere
N <sub>2</sub>	7 · 10 <sup>-1</sup>	2 · 10 <sup>-6</sup>
H <sub>2</sub>	1	10 <sup>-3</sup>
He	9	10 <sup>-5</sup>

Tab. 1  
Linearitätsgrenze des I.M.  
nach Schulz und Phelps

Die Empfindlichkeit lag für N<sub>2</sub> als Testgas bei  $S = 0,6 \text{ Torr}^{-1}$ . In der vorliegenden Arbeit soll untersucht werden, ob bei geeigneter Elektrodenanordnung die Empfindlichkeit  $S$  auch bei noch höheren Drücken konstant ist; das Ziel ist ein ausheizbares Totaldruckmeßinstrument für den Druckbereich von  $10^{-5}$  Torr bis hinauf zu 10 oder 20 Torr, das als Ergänzung zu den bekannten Ionisationsmanometern erwünscht ist.

Im Verlauf der Messungen traten Schwierigkeiten auf, die eine genauere Untersuchung der Vorgänge im Ionisationsmanometer erforderlich machen. Besonders die Zusammensetzung des Störstroms  $I_{st}$  muß geklärt werden. Dazu sind vor allem massenspektroskopische Messungen erforderlich, die zur Zeit hier noch nicht durchgeführt werden können.

Die Untersuchungen sind noch nicht abgeschlossen. Der vorliegende Bericht bringt eine Zusammenfassung und Deutung der bisherigen Messungen. Da er gleichzeitig die Grundlage für die Fortführung der Untersuchung bildet, sind wir gezwungen, möglichst weitgehend alle bisherigen Messungen und Überlegungen aufzuführen; dies geht leider nur auf Kosten der Klarheit und Übersichtlichkeit, die einem abschließenden Bericht vorbehalten bleiben.

Während der Niederschrift des vorliegenden Berichts erschien eine zusammenfassende Arbeit von P. A. Redhead (4) über Fehlerquellen bei Ionisationsmanometern. Darin sind vor allem die Störungsquellen bei tiefen Drücken, auf die wir bei unseren Messungen gestoßen sind, zum Teil erwähnt. Wir haben an den entsprechenden Stellen auf Übereinstimmung bzw. Diskrepanz zwischen der vorliegenden Arbeit und den Ausführungen Redheads hingewiesen.

## 2. Der Aufbau des Pumpstands und die Schaltung der Teströhre.

Der Aufbau des Pumpstands geht aus Fig. 1 und 2 hervor. Die Apparatur wird ausgepumpt mit einer Vorpumpe, einer DO-30 Öldiffusionspumpe als Boosterpumpe und einer 2-stufigen Hickmanpumpe. Über der letzten befindet sich die Doppelkugelhühlfalle  $KF_1$ . Durch die Granville-Philips Ganzmetallventile  $V_1$  und  $V_2$  kann der Rezipient sowohl von den Pumpen als auch vom McLeod abgetrennt werden. Der schraffierte Teil ist bis  $450^\circ \text{C}$  ausheizbar.

Der Gaseinlaß erfolgt durch ein heizbares Quarzrohr (He), eine heizbare Nickelspirale ( $\text{H}_2$ ) oder ein Granville-Philips Dosierventil.

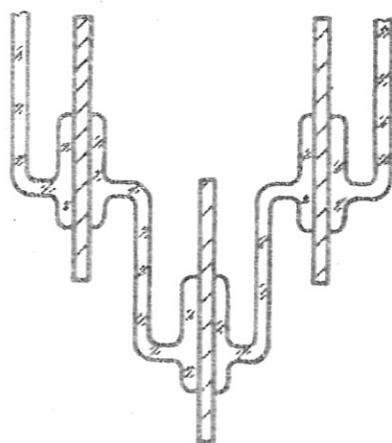
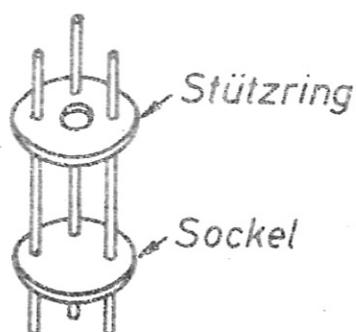
Nach 15 Stunden Ausheizen erreicht man ein Endvakuum von einigen  $10^{-8}$  Torr. Füllen der Kühlfalle 1 bringt nur eine unwesentliche Druckverbesserung. Das relativ schlechte Endvakuum ist durch die nicht ausgeheizten McLeod-Leitungen und durch ein kleines Leck im Heliumdiffusionsventil zu erklären.

Die elektrische Schaltung der Teströhre geht aus Fig. 4 hervor.

## 3. Aufbau der Teströhren

Allgemeines: Die Systeme wurden aus Molybdän, Wolfram und Vaconteilen aufgebaut. Wir verwendeten Einschmelzsockel mit Vacondurchführungen. In einigen Fällen wurden Preßfüße mit W-Durchführung verwendet. In Fig. 2 sind die wichtigsten Röhrentypen abgebildet und in Fig. 3 findet sich eine Skizze der verschiedenen verwendeten Elektrodensysteme.

Die Art des Sockels ist von entscheidender Bedeutung für die Größe der Isolationsströme. Sehr schlecht sind Preßglasteller, vor allem, wenn zur Stützung des Systems noch ein weiterer Glasring verwendet wird (siehe nachstehende Skizze a).



a) schlechter Röhrensockel

b) guter Röhrensockel im Schnitt.  
In der Mitte befindet sich die  
Kollektordurchführung.

Am besten bewährten sich Sockel der in b) gezeichneten Art.

Besonders hohe Isolationsströme erhält man, wenn die Sockeldurchführungen stark erwärmt werden. Bei einer Temperaturerhöhung von  $100^{\circ}\text{C}$  auf  $250^{\circ}\text{C}$  verringert sich der elektrische Widerstand von Glas etwa um den Faktor  $10^3$ .

Eine weitere Störung tritt bei starker Erwärmung des Glases auf: Bills und Evett (2). Bei Erhitzung des Pyrexglases auf über  $340^{\circ}\text{C}$  wird das Glas thermisch zersetzt. Die Zersetzungsprodukte sind positiv geladen. In erster Linie finden Bills und Evett  $\text{Na}_{23}^{+}$ ,  $\text{K}_{39}^{+}$  und  $\text{K}_{41}^{+}$ . Diese Ionen tragen ebenfalls zum Störstrom bei.

Eine dritte Störungsquelle sind leitfähige Oberflächenschichten, diese lassen sich teils durch Ausheizen auf  $450^{\circ}\text{C}$ , teils durch Desorption in einer Teslaentladung entfernen. In besonders hartnäckigen Fällen wurde mit verdünnter Flußsäure gespült.

Um thermische Leitfähigkeit und Zersetzung weitgehend zu unterdrücken, muß man die Elektrodendurchführungen möglichst stark machen, damit die Wärme gut abgeführt werden kann. Ferner ist die Kollektordurchführung möglichst weit von allem anderen zu trennen.

#### 4. Vorbereitung zur Messung

Vor jeder Messung wird, wenn nicht anders angegeben, die Apparatur 15 Stunden bei  $450^{\circ}\text{C}$  ausgeheizt. Während des Ausheizens und während der Messung bleibt die Kühlfalle  $\text{KF}_2$  stets gefüllt, um zu verhindern, daß Quecksilberdampf in den Rezipienten kommt. Nachdem die Ofentemperatur unter  $250^{\circ}\text{C}$  gesunken ist, wurde der Ofen abgenommen. Unmittelbar darauf werden die Ionisationsmanometer angeschlossen. Ist der Druck besser als  $1 \times 10^{-6}$  Torr, so werden die Elektroden entgast. Das Eichmanometer 1/2 Stunde, die Teströhre 1 Stunde. Am Ende der Entgasungsperiode beträgt der Druck ca.  $5 \times 10^{-7}$  Torr bei glühenden Elektroden bzw. einige  $10^{-8}$  Torr bei kalten Elektroden und glühenden Heizfäden.

Nach dem Entgasen der Elektroden ist die Apparatur meßbereit. Zunächst prüft man den Isolationsstrom, der bei angelegten Potentialen über den Elektrometerwiderstand fließt. Dies geschieht zunächst bei kalter Kathode. Fällt diese Messung befriedigend aus ( $I_{\text{Isol}} < 10^{-12}$  A), so schaltet man den Heizfaden ein, regelt  $I^-$  auf den gewünschten Wert und wartet ca. 30 min., bis sich Temperaturgleichgewicht einstellt. Nun wird der Isolationsstrom unmittelbar nach Ausschalten der Kathodenheizung gemessen. Liegt auch dieser Wert um ein bis zwei Zehnerpotenzen unter dem kleinsten Ionenstrom, so können Eichkurven aufgenommen werden.

#### 5. Meßprobleme bei der Eichung von Ionisationsmanometern mit Hilfe von geeichten Ionisationsmanometern und Kompressionsmanometern.

Das einzige Instrument, das zur Absolutmessung von Permanentgasdrücken zwischen  $10^{-5}$  und einigen Torr geeignet ist, ist das McLeod. Für tiefere Drücke gibt es keine einwandfreie Absolutmethode. Die Eichung der gebräuchlichen Ionisationsmanometer geschieht entweder durch Extrapolieren der Eichkurve für Drücke im McLeod-Bereich oder durch die von Alpert (12) angegebene Methode der Druckanstiegsmessung hinter einer Drossel - die letztere Methode setzt

1. eine Knudsen'sche Gasströmung voraus und ist daher bei kleinsten Drücken nicht zuverlässig, solange nicht sichergestellt wird, daß Sorptionseffekte zu vernachlässigen sind.

2. müßte die Druckabhängigkeit der Pumpleistung der Röhre kompensiert werden. Dies dürfte Schwierigkeiten bereiten. Schulz (6) hat die Linearität von Bayard-Alpert-Röhren mit dem McLeod geprüft und dabei beträchtliche Abweichungen gefunden. Diese treten etwas oberhalb von  $10^{-3}$  Torr auf und können den Meßwert um 20 - 30% verfälschen. Die Abweichungen sind viel kleiner bei geringeren Emissionsströmen.

Auch die Druckmessung am McLeod erfordert Vorsichtsmaßnahmen, wenn die Genauigkeit besser als 5% sein soll; Nottingham und Torney (7) und Blauth, Meyer, Schwirzke (13). Bei unseren Messungen war das Quecksilber nicht sehr rein und in den Kapillaren befanden sich Fettspuren, wodurch die Messungen sehr unsicher werden. Eine gründliche Reinigung brachte nur kurzzeitige Besserung. Da der Lufteinlaß zur Hebung des Quecksilbers über einen Glashahn mit Fettschliff geht, wird das Quecksilber immer wieder verunreinigt. Wir haben daher versucht, eine Quecksilberhebevorrichtung zu bauen, bei der man ohne gefettete Hähne auskommt. Dazu brauchen wir aber einen flexiblen Schlauch, um Quecksilber aus dem Vorratsgefäß in den Meßteil zu bringen. Da Gummi wegen seines Schwefelgehalts und PVC wegen seiner starken Gasabgabe nicht geeignet sind, soll nun Vitonschlauch verwendet werden. Bei hohen Anforderungen an die Meßgenauigkeit müssen die Kapillaren ausgeheizt werden, damit auch letzte Fettspuren entfernt werden. Dazu sind  $V_2A$ -Schläuche für das Quecksilber nötig.

Druckgefälle: Bei Eichmessungen kann sich auch der Strömungswiderstand zwischen McLeod und Teströhre störend bemerkbar machen. Um ein konstantes Druckgefälle zu vermeiden, muß Ventil  $V_1$  bei der Messung geschlossen sein. Eine Abschätzung der Leitungswiderstände zwischen Rezipienten und McLeod ergibt, daß eine  $H_2$ -Druckdifferenz  $\Delta p$  zwischen McLeod und Rezipient in ca. 20 sec auf  $\Delta p/10$  und innerhalb von 1 Minute auf  $\Delta p/100$  fällt. Diese Zeiten können wesentlich länger werden, wenn die "sticking time" des Gases auf der Glaswand wesentlich ins Gewicht fällt. Man muß also bei der Messung darauf achten, daß das Gas genügend Zeit hat, sich gleichmäßig über das ganze System zu verteilen.

Testgas, Eichfaktor für das Ionisationsmanometer.

Da das Eichionisationsmanometer (Typ Veeco RG 75P) für Luft geeicht ist, muß man den abgelesenen Druck  $p_L$  mit einem Korrekturfaktor  $K$  multiplizieren, um den wahren Druck  $p$  zu erhalten.

$$p = K p_L \quad (2)$$

Dieser Faktor wurde von verschiedenen Autoren bestimmt. Dabei liegen die Werte für Wasserstoff zwischen 1,8 und 2,5, für Helium zwischen 4,6 und 6,2. Diese schlechte Übereinstimmung rührt zum Teil von den verschiedenen Elektronenbeschleunigungsspannungen her, die von den einzelnen Autoren verwendet werden. Dies ersieht man aus den Kurven für die Ionisationswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Elektronenbeschleunigungsspannung. Gosh und Srivastava (14) haben verschiedene Literaturangaben darüber zusammengestellt. Die Übereinstimmung ist schlecht. Hier fehlen noch Messungen, die unter Berücksichtigung der wichtigsten Fehlerquellen durchgeführt werden.

Die zur Bestimmung von  $K$  verwendeten Beschleunigungsspannungen lagen zwischen 100 und 200 V. Dabei wurde  $K$  jedoch als Mittelwert über die Energie der Elektronen während ihres Aufenthalts im Ionisationsvolumen gemessen. Eine große Fehlerquelle können Verunreinigungen des Gases bilden. Dies vor allem dann, wenn das Testgas eine relativ zur Verunreinigung niedere Ionisationswahrscheinlichkeit hat. Das gilt vor allem bei Helium und in geringerem Maße bei Wasserstoff. Wasserstoff besitzt außerdem die unangenehme Eigenschaft bei Anwesenheit von glühenden Metalloberflächen und Glaswänden, über die Erzeugung atomaren Wasserstoffs, Wasser zu bilden (13), das dann den von G. Ehrlich (15) angegebenen Wasserzyklus unter Bildung von CO durchläuft. Redhead (4) hält es für sehr schwierig, genaue Druckmessungen mit Ionisationsmanometern zu erhalten, wenn aktive Gase wie Wasserstoff, Sauerstoff, Wasser oder Kohlewasserstoffe in größerer Menge anwesend sind. Siehe auch (25): Vakuumlaborbericht Nr. 22.

Bei den meisten Messungen haben wir im geeigneten Druckbereich zwischen  $10^{-5}$  und  $10^{-2}$  Torr Parallelmessungen Ionisationsmanometer - McLeod durchgeführt. Die daraus erzielten Werte für  $K$  streuen für Wasserstoff zwischen 2 und 4. Dabei beobachteten wir ein systemati-

sches Ansteigen von K mit fallendem Druck. Diese Erscheinung ließ sich auf die Anwesenheit von Fettspuren in der Kapillare des McLeods zurückführen.

Da wir uns zunächst ein qualitatives Bild vom Verhalten verschiedener Röhrentypen bei hohem Druck machen wollten, konnten wir die genannten Fehlerquellen vernachlässigen. Bei der Bestimmung zuverlässiger Eickurven müssen sie jedoch berücksichtigt werden.

## 6. Ergebnisse der Versuche

Die ersten Messungen wurden in einem System in der Bauart von Schulz und Phelps (1) durchgeführt (Fig. 3/I). Die Röhre besteht aus zwei gleichen, parallelen, rechteckigen Blechelektroden von  $1/2 \times 3/8$  in. im Abstand von  $1/8$  in. Der Heizfaden mit  $0,005$  in. Durchmesser liegt in der Mitte zwischen den Platten parallel zu deren Oberfläche. Der senkrechte Abstand Heizfaden - Platte beträgt  $1/16$  in. Die Plattenelektroden werden mit einem Glühender, der Heizfaden bei direktem Stromdurchgang entgast. Bei kalter Röhre und angelegten Potentialen fließt über den Kollektor ein Isolationsstrom  $I_{\text{Isol}} = 10^{-13}$  A, wenn die Röhre 15 Stunden ausgeheizt und 1 Stunde entgast wird. Der Isolationsstrom bei betriebswarmer Röhre kurz nach Ausschalten des Heizfadens wurde nicht gemessen. Da die Sockelstifte großen Abstand haben ( $\sim 10$  mm), ist kein wesentlich höherer Isolationsstrom zu erwarten. Die Eichkurven wurden für He (Fig. 5) und  $H_2$  (Fig. 6) aufgenommen. Hier, wie auch bei den anderen Röhrentypen, haben wir aus einer großen Anzahl bei verschiedenen Potentialen aufgenommener Eichkurven einige repräsentative ausgewählt.

Die He-Kurve ist nur bruchstückweise vorhanden und ziemlich weit vom linearen Verlauf entfernt. Dabei ist  $U_c = -40$  V gewählt, während Schulz und Phelps bei  $U_c = -60$  V gute Linearität erzielten. Sowohl  $I^+/I^-$  wie  $p$  sind in logarithmischem Maßstab aufgetragen. Wie man sieht sind die Kurven in dieser Darstellung über einen gewissen Bereich linear. Das bedeutet jedoch noch nicht linearen Zusammenhang zwischen  $I^+/I^-$  und  $p$ . Dieser ist nur dann gegeben wenn die Steigung der logarithmisch dargestellte Kurve  $tg \alpha = 1$  ist.

Für  $H_2$  als Testgas wird bei  $U_c = - 40$  V,  $U_A = + 60$  V die Eichkurve von Schulz und Phelps ( $U_c = - 60$  V,  $U_A = + 60$  V) ziemlich gut reproduziert. Wählt man  $U_c$  negativer und  $U_A$  kleiner, so wird keine Linearität erzielt, die Empfindlichkeit  $S$  sinkt mit steigendem Druck.

Ein Ionisationsmanometer kann nur dann richtig arbeiten, wenn der Kollektorstrom  $I^+$  dem Emissionsstrom proportional ist. Fig. 7 zeigt unsere Messungen für verschiedene Drücke. Wegen des logarithmischen Maßstabs bedeutet eine Steigung  $\text{tg } \alpha = 1$  Proportionalität zwischen  $I^+$  und  $I^-$ . Im mittleren Druckbereich zwischen  $10^{-3}$  und  $10^{-1}$  Torr herrscht annähernd Proportionalität. Bei hohem Druck nimmt  $I^+$  weniger stark zu als  $I^-$ . Dies läßt sich durch den Aufbau einer **positiven** Raumladung vordem Kollektor erklären, durch die der Kollektor abgeschirmt wird, so daß ein Teil der Ionen zur Kathode bzw. zur Wand abfließt.

Bei tiefem Druck sind die Messungen nicht reproduzierbar, d. h. beim Durchlaufen der Kurve wird der Zustand der Röhre in nicht bzw. nicht unmittelbar umkehrbarer Weise geändert. Bei einer Überlegung, um welche Zustände es sich im einzelnen handelt, kommen Röhrentemperatur und Reinheit der Elektroden in erster Linie in Frage. Der durch Röntgenstrahlung von der Anode ausgelöste Kollektorstromanteil sollte etwa der Strahlungsintensität und damit dem Emissionsstrom proportional sein. Wir vermuten daher, daß hier Alkaliionenemission vom Heizfaden oder Desorption von Gas an der Glaswand vorliegt.

Die Abweichung der Kurven

$$I^+ = f(I^-)$$

vom linearen Verlauf können noch eine weitere Ursache haben: Mizushina und Oda (18) haben festgestellt, daß für ein Manometer, das nur durch eine Kühlfalle von der Pumpe getrennt ist  $\text{tg } \alpha \geq 1$  ist, ist das Manometer durch ein Ventil - wie in unserem Falle - von der Pumpe getrennt, so ist  $\text{tg } \alpha \leq 1$ . Dies ist so zu deuten, daß die Sauggeschwindigkeit  $S_g$  der Röhre mit  $I^-$  wächst. Ist in der Röhre  $S_g$  groß gegen die Sauggeschwindigkeit der Pumpe  $S_p$ , so sinkt der Druck mit wachsendem  $I^-$ . Wenn wir annehmen, daß die Photoelektronenemission am Kollektor, die durch Röntgenstrahlung verursacht wird, proportional dem Emissionsstrom  $I^-$  ist, dürfte  $I^+/I^-$  nicht von der Heizleistung abhängen. In Fig. 8 sieht man, daß bei hoher Heizleistung  $I^+/I^-$  stark ansteigt. Da mit höherer Heizleistung die Heiz-

fadentemperatur und somit der Ultraviolettanteil des emittierten Lichts wächst, vermuten wir hier einen Photoeffekt des UV-Lichts am Kollektor. Außerdem beobachtet man eine Abhängigkeit vom Entgasungszustand der Röhre. Dies legt die Vermutung nahe, daß bei hoher Temperatur starke Desorption an Metallteilen und Glaswand auftritt; die Druckerhöhung wird von der Bayard-Alpert-Röhre nicht gemessen, da es sich um Alkalimetalle und Gase mit hohen Haftkoeffizienten handelt, die die Rohrleitungen nicht passieren können. Ionen, die infolge Aufladung der Wände auch längere Rohre ohne Wandberührung durchlaufen können, dringen in der Bayard-Alpert-Röhre nicht in den Anodenkäfig ein und werden nicht mitgemessen. Die Begrenzung einer Röhre durch Photoemission infolge weicher Röntgenstrahlung geht aus dem Verlauf des Kollektorstroms in Abhängigkeit von der Anodenspannung hervor. Nach Alpert (3) ähneln diese Kurven bei hohem Druck denen für die Ionisationswahrscheinlichkeit eines Gases bei Elektronenbeschuß. Bei niedrigem Druck steigt der Kollektorstrom jedoch mit wachsender Anodenspannung stark an. Die Steigung liegt bei doppelt logarithmischer Aufzeichnung zwischen 1,5 und 2. Wir haben nun  $I^+$  in Abhängigkeit von  $U_A$  bei sehr niedrigem Druck aufgenommen. (Fig. 9,10). Dabei fanden wir jedoch eine ganz andere Kurvenform, als sie bei Röntgenphotoeffekt zu erwarten wäre. Bei hoher Spannung findet man einen linearen Anstieg, jedoch ist die Steigung auf doppelt log. Papier  $< 1$ . Bei niedriger Spannung steigt  $I^+$  wieder an und zwar in ähnlicher Weise wie die Heizleistung, die zum Vergleich mit eingezeichnet wurde. Dies deutet wieder auf Desorption bei der erhöhten Elektroden- und Wandtemperatur, Ultraviolett-Photoeffekt oder Emission von Alkaliionen durch den heißen Heizfaden hin. Zur Veranschaulichung ist in Fig. 11 die Abhängigkeit der Heizfadentemperatur von der Heizleistung bei einem Druck von  $p \approx 10^{-9}$  Torr angegeben.

## System II

Die Elektrodenanordnung von Schulz und Phelps kann nur mit einem Glühender entgast werden. Dieser Vorgang ist sehr umständlich, da jedesmal die Zuleitungen entfernt werden müssen und außerdem der Glühender sehr unhandlich ist. Da der Entgasungszustand jedoch einen starken Einfluß auf die Eigenschaft der Röhre hat, wie aus einem Vergleich von Fig. 8, 9 und 10 hervorgeht, wurde ein in direktem Stromdurchgang heizbares Elektrodensystem entworfen (Fig. 3/II). Die einzelnen Heizkreise, die getrennt geregelt werden können, sind in Fig. 4 eingezeichnet.

Kathode und Anode des Systems von Schulz und Phelps wurden ungefähr beibehalten. Der Kollektor umgibt beide in Form einer Spirale. Der Heizfaden besteht aus 0,1 mm W-Draht, die Anode aus einem rechteckigen W-Blech von 2 mm Breite und 20 mm Länge. Der Abstand Kathode - Anode beträgt etwa 1,5 - 2 mm. Die Kollektorspirale aus W-Draht hat ungefähr 4 mm Durchmesser.

Die Eichkurven für Wasserstoff (Fig. 12) zeigen wieder eine ähnliche Tendenz, wie bei dem System I. Bei hoher Anodenspannung sind die Kurven im Mittelteil zwischen  $2 \times 10^{-1}$  und  $3 \times 10^{-4}$  Torr gut linear. Mit sinkender Anodenspannung wird die Steigung und damit die Empfindlichkeit  $S$  wieder druckabhängig, d.h.  $\text{tg} \alpha < 1$ . Dies kann zweierlei Ursache haben:

1. Bei höherem Druck geht ein immer größerer Teil der positiven Ionen wegen der Raumladung vor dem Kollektor an die Kathode oder an die Glaswand.
2. Dem Strom der ionisierten Gasmoleküle  $I_{\text{Ion}}$  ist ein Störstrom überlagert  $I_{\text{st}}$ , durch den die Eichkurve im niederen Druckbereich angehoben wird.

Eine Entscheidung, welcher Effekt ausschlaggebend ist, können wir zur Zeit nicht treffen, da wir hinsichtlich Herkunft und Stärke des Störstroms noch weitgehend auf Vermutungen angewiesen sind und Raumladungseffekte noch gar nicht genauer untersucht wurden.

Diese Überlegung gilt nur für den geraden Kurventeil in der doppelt logarithmischen Darstellung. Der gekrümmte Teil bei tiefen Drücken muß mit ziemlicher Sicherheit auf einen relativ konstanten Störstrom

$I_{st}$  zurückgeführt werden. Man kann tatsächlich die Kurven linearisieren, indem man von  $I^+$  einen konstanten Betrag abzieht, der je nach Zustand der Röhre zwischen  $10^{-8}$  und  $10^{-10}$  A liegt. Die Abhängigkeit  $I^+$  von  $I^-$  wurde für die mittlere der drei Eichkurven gemessen (Fig. 13, 14). Im einen Fall wurde der Rezipient nicht ausgeheizt und die Teströhre nicht entgast.  $I^+/I^-$  nimmt bei gleichem Druck mit wachsende  $I^-$  ab und zwar umso stärker, je tiefer der Druck ist.

Die Kurven für die saubere, ausgeheizte und entgaste Röhre (Fig. 14) sind zwischen  $1,5 \times 10^{-1}$  Torr und  $1,5 \times 10^{-4}$  Torr linear. Bei tieferem Druck sinkt  $I^+/I^-$  wieder stark mit steigendem  $I^-$ .

Daß dieses Absinken bei verschmutzter Röhre stärker auftritt, deutet wieder auf einen von der Verunreinigung abhängigen Störstrom hin, der nicht sehr stark von  $I^-$  abhängt.

Ein weiterer Hinweis wird gegeben, wenn man  $I^+$  gegen die Anodenspannung  $U_A$  (Fig. 15) aufträgt und dabei  $I^-$  als Parameter variiert. Ist  $U_A > 50$  V, so erhalten wir einen linearen Anstieg, der auf Grund der von der Röntgenstrahlung hervorgerufenen Sekundärelektronenemission am Kollektor verstanden werden kann. Unter 50 V biegen die Kurven ab, die Meßpunkte streuen hier sehr stark. Dies läßt sich wiederum nur so erklären, daß außer dem Sekundärelektronenstrom noch ein von  $U_A$  unabhängiger Stromanteil vorhanden ist.

Bei dem Röhrensystem II kann dieser Anteil zu einem gewissen Prozentsatz aus dem Isolationsstrom im Röhrensockel erklärt werden. Der hier verwendete Preßfuß ist für die Messung so niedriger Ströme ungeeignet. Fig. 16 zeigt den Verlauf des Kollektorstroms  $I^+$  nach Ausschalten der Kathodenheizung. Man sieht einen deutlichen exponentiellen Abfall, der durch die Abkühlung des Sockels erklärt wird.

Um noch weitere Anhaltspunkte für die Herkunft des Untergrundstroms zu erhalten, wurde die Röhre mit einem Quarzfenster versehen und bei niedrigem Druck UV-Licht aus einer Hg-Dampflampe eingestrahlt. Dabei wurde besondere Vorsicht hinsichtlich der Abschirmung des UV gegen den äußeren Sockelteil geübt, damit nicht durch Luftionisation ein unerwünschter Kollektorstrom entsteht. Bei kalter Kathode und - 100 V Kollektorspannung trat bei Einschalten des UV ein Kollektorstrom auf, der 2 - 3 Zehnerpotenzen über dem Isolationsstrom lag.

Er verschwand augenblicklich, wenn das UV abgedeckt wurde. Damit konnte sichergestellt werden, daß der Strom nicht von der Erwärmung der Glaswand durch die Strahlung herrührt. Da die Strahlung des Heizfadens einen UV-Anteil enthält, ist hierin ebenfalls eine Quelle für den Störstrom zu suchen. Ob es sich bei diesem Vorgang um Photoemission oder Photoleitfähigkeit handelt, konnte nicht geklärt werden.

### System III

Die Richtungscharakteristik der an der Anode emittierten Röntgenstrahlung ist nicht bekannt. Wenn man annimmt, daß sie zum größten Teil unter einem Winkel von mehr als  $45^\circ$  gegen den einfallenden Elektronenstrahl emittiert wird, sollte ein geknicktes Anodenblech, wie es in Fig. 3/III gezeichnet ist, eine abschirmende Wirkung haben und die untere Meßgrenze nach tieferen Drücken verschieben.

Die Röhrenabmessungen sind die gleichen wie bei System II. Die Seitenwände der Anode sind  $\sim 1$  mm hoch. Die Eichkurve ist für zwei verschiedene Betriebsspannungen aufgenommen (Fig. 17) Der Störstrom <sup>Weg</sup> besich wieder zwischen  $10^{-9}$  und  $10^{-10}$  A. Für hohe Anoden- und niedrige Kollektorspannung ist der Mittelteil der Eichkurven linear, die Abweichungen bei hohem Druck sind groß. Für niedere Anoden- und hohe Kollektorspannung ist der Mittelteil nicht linear, die Abweichungen bei hohem Druck sind bis über 10 Torr gering.

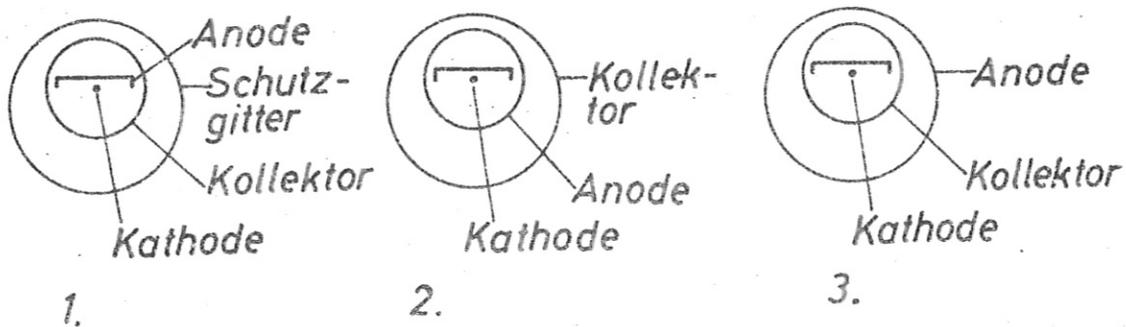
Die Abhängigkeit  $I^+$  von  $I^-$  (Fig. 18, 19) zeigt im ersten Fall angenäherte Linearität in einem wesentlich größeren Druckbereich als im zweiten. Der erhoffte Effekt, den Reststrom durch Abschirmen der Röntgenstrahlung zu erniedrigen, blieb aus. Da bei den Systemen II und III die gleichen Messungen mehrmals gemacht wurden, konnte man eine Alterung der Röhren beobachten. Diese wirkt sich so aus, daß die mittlere Empfindlichkeit  $S$  der Röhren mit zunehmendem Alter bis um einen Faktor 2 kleiner wurde. Das liegt wahrscheinlich zum Teil an der Reinigung des Heizfadens von Alkalien durch das lange Glühen. Da sich die Steigung  $\text{tg } \alpha$  der Eichkurve mit zunehmendem Alter 1 nähert, kann man schließen, daß beim Verschwinden des Störstroms der untere Teil der Eichkurven abgesenkt wird, wobei die Steigung gegen 1 geht und die mittlere Empfindlichkeit abnimmt.

### System IV

Um den Wandeffekt, sei es Photoionisation von Alkaliionen am Glas, sei es Befreiung von Gasen durch auftreffende Ladungsträger, zu verringern, wurde das Elektrodensystem III mit einem Schutzgitter umgeben. Der Röhrenkolben bestand bei diesem System aus einem Vaconzylinder. Legt man an das Schutzgitter eine positive Spannung, sollten alle positiven Ionen, die an der Wand gebildet werden, vom Inneren des Elektrodensystems und besonders vom Kollektor ferngehalten werden. Das ist gleichbedeutend mit einem kleineren Störstrom.

Das Ergebnis ist negativ. Aus Fig. 20 geht hervor, daß die Abweichungen vom linearen Verlauf etwa beim gleichen Druck auftreten. Bei  $U_G = -100$  V ist die Empfindlichkeit der Röhre geringer, da das Ionisationsvolumen durch den Durchgriff verkleinert wird.

Es gibt für den Röhrentyp IV drei Schaltmöglichkeiten:



(in 2. und 3. befindet das Blech sich auf Kathodenpotential)

Die entsprechenden Eichkurven gehen aus den Fig. 20 bis 22 hervor. Die Empfindlichkeit nimmt wegen des größeren Ionisationsvolumens zu. Da die Eichkurven zwischen  $10^{-5}$  Torr und 1 Torr wenigstens annähernd linear verlaufen, hat man hier ein ganz brauchbares Instrument für diesen Druckbereich.

Der Störstrom im Kollektor ist in Schaltung 2. und 3. niedriger als für Schaltung 1.  $I_{st}$  liegt etwa bei  $2 \times 10^{-10}$  A und ist damit nicht wesentlich verschieden von den Systemen I, II und III.

Zur Untersuchung der Röntgengrenze wurde  $I^+$  als Funktion der Anodenspannung  $U_A$  gemessen (Fig. 23). Der Druck war  $5 \times 10^{-8}$  Torr. Die Heizleistung blieb konstant. Man sieht, daß über  $U_A = 30$  V ein steiler Anstieg gemessen wird, wie es Alpert (3) fordert. Für  $U_A < 30$  V bleibt  $I^+$  nahezu konstant. Die Erklärung ist folgende: Zwei Störströme addieren sich. Der Sekundäremissionsstrom durch Röntgenstrahlung wird unterhalb  $U_A = 30$  V kleiner als ein zweiter Störstromanteil, der von  $U_A$  unabhängig ist.

#### System V

Drei Gründe sprechen für diese Konstruktion:

1. Ionen sollen den Bereich des Elektronenstrahls möglichst schnell verlassen.
2. Der Heizfaden soll weitgehend gegen die Röhrenwand abgeschirmt werden.
3. Durch Aufheizen des Gases bei hohem Druck soll eine Verdünnung erzielt werden, so daß das Verhältnis  $I^+/I^-$  kleiner ist als beim kalten Gas.

Die Röhre besteht aus einem Wolframblechkasten mit den Abmessungen  $23 \times 8 \times 1,5$  mm als Anode. Der Kasten ist an der Endfläche offen. Innen sind parallel zueinander und zu den Kastenwänden 3 Wolframfäden von 0,1 mm Durchmesser im Abstand von 1,5 mm aufgespannt. Der mittlere dient als Kathode, die beiden äußeren als Kollektor. Alle Elektroden, auch der Kasten, können in direktem Stromdurchgang entgast werden. Der Kasten erreicht allerdings nur schwache Rotglut.

Die Entgasungstemperatur ist zu gering. Da sich das Blech der Anode auch im normalen Betrieb stark erwärmt, insbesondere bei hohem Druck, werden große Mengen an Verunreinigungen frei. Dadurch wird die positive Wirkung, die durch die Abschirmung der Wand gegen Strahlung von Heizfaden evtl. erzielt wird, wieder aufgehoben.

Bei geheiztem Anodenkasten konnte gar nicht gemessen werden, da die Störströme dann sogar bei hohem Druck den Gasionenstrom überwiegen.

Die Eichkurven sind in Fig. 24 wiedergegeben, wegen der unkontrollierbaren Störströme waren sie nicht gut reproduzierbar. Zur Untersuchung der negativen Raumladung wurde  $I^-$  als Funktion von  $U_A$  gemessen (Fig. 25). Wie man sieht, tritt auch bei hohen  $U_A$  keine Sättigung ein, sondern  $I^-$  steigt bei niedrigerem Druck langsam, bei hohem schnell an. Dies wird wahrscheinlich durch Gasionisation verursacht.

## 7. Diskussion

Bei der Untersuchung der verschiedenen Elektrodensysteme stießen wir immer wieder auf die gleichen Schwierigkeiten, die alle anderen Effekte stark überdecken, so daß keine Aussagen über die Zweckmäßigkeit des einen oder anderen Elektrodensystems möglich sind. Diese Schwierigkeiten sind bei tieferen Drücken die Restströme, die nicht durch Gasionisation hervorgerufen werden, und bei hohem Druck die Raumladungserscheinungen.

Im Druckbereich zwischen einigen  $10^{-4}$  und einigen  $10^{-1}$  Torr können lineare Eichkurven gemessen werden, wenn die Elektronenbeschleunigungsspannung hoch genug ( $U_A > 60$  V) und die Kollektorspannung nicht zu niedrig gewählt wird ( $U_c > -40$  V).

### Abweichungen im Bereich mittlerer und hoher Drücke

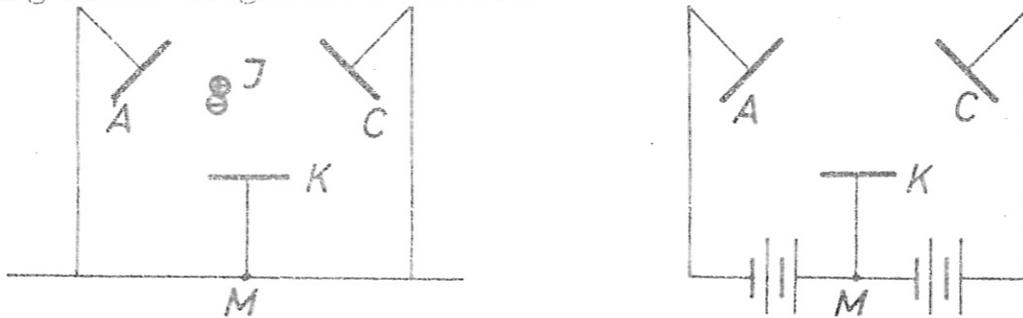
Unter dem mittleren Druckbereich verstehen wir denjenigen, in dem der Ionenstrom groß ist gegen evtl. auftretende Photoemissions- bzw. Alkaliemissionsströme aus Glas oder Metall. In diesem Bereich erwartet man zunächst eine lineare Beziehung zwischen  $I^+/I^-$  und  $p$ . Es hat sich jedoch gezeigt, daß dies nicht immer zutrifft. Der Grund steht in enger Beziehung zu der Abweichung bei hohem Druck, wenn  $I^+$  nicht klein gegen  $I^-$  ist. Wir behandeln diese Gebiete daher gemeinsam. Eine lineare Eichkurve

$$I^+/I^- = S \cdot p$$

( $S$  = Empfindlichkeit der Röhre) ist dann zu erwarten, wenn alle Emissionselektronen die Anode erreichen, und von den durch Elektronenstoß gebildeten Ladungsträger-paaren alle positiven Ionen den Kollektor und alle Elektronen die Anode. Ferner dürfen die Elektronenwege sich nicht mit dem Druck ändern, und die ge-

bildeten Sekundärelektronen dürfen nicht wesentlich zur Gas-ionisation beitragen.

Natürlich muß man sich bei der Druckmessung mit dem Ionisationsmanometer vergewissern, daß wirklich die Ströme  $I^+$  und  $I^-$  gemessen werden. Über die Stromverteilung in den Elektrodenzweigen gibt die folgende Betrachtung Auskunft. Sie soll ferner zeigen, daß die Strommessung nicht durch Influenzströme verfälscht wird, da nur Wechselströme influenziert werden, die jedoch bei der Gleichstrommessung nicht mitgemessen werden.



Ein abgeschlossenes Dreielektrodensystem mit den Elektroden A (Anode), K (Kathode), C (Kollektor) sei im Gleichgewicht, d.h. alle Elektroden liegen auf gleichem Potential. Durch ein Lichtquant werde ein Gasatom zwischen den Elektroden ionisiert. In einem Gedankenversuch bringen wir das positive Teilchen nach C. Dabei verteilt sich die Ladung auf A, K, C, entsprechend deren Kapazität. Dasselbe geschieht, wenn man das negative Teilchen nach A bringt. Am Ende befindet sich das System wieder im Ausgangszustand. In der Zuleitung zu K wird bei beiden Transportvorgängen die gleiche Ladung, jedoch in verschiedener Richtung, transportiert. Der Vorgang entspricht der Bewegung einer Ladung vom Ionisationspunkt I über die Leitung A, M, C nach I. An diesem Gedankenversuch ändert sich nichts, wenn man zwischen A und M und zwischen M und C je eine Spannungsquelle einfügt, so daß A auf hohem positiven, K auf mittlerem und C auf niedrigem Potential liegt. Auf diese Weise wird der Gedankenversuch realisierbar, da nunmehr auf Grund des Feldes die gebildeten negativen Teilchen zur Anode A, die positiven zum Kollektor C gehen. Dabei hängt zwar die Teilchenbahn von der Potentialverteilung  $\varphi = \varphi(x, y, z)$  ab. Diese sei jedoch so, daß alle positiven Teilchen nach C und alle negativen nach A gehen.

Wir denken uns nun die Produktion ionisierter Teilchenpaare kontinuierlich. Dabei soll ein Paar aus einem Elektron und einem positiven Ion bestehen. Die Anlaufvorgänge werden nicht betrachtet. Wenn sich im Gasraum zwischen den Elektroden Gleichgewicht eingestellt hat, sind die Beträge: Ladungsträger/Zeit, die auf A bzw. C eintreffen, gleich groß und zwar gleich den der erzeugten Ladungsträgerpaare/Zeit.

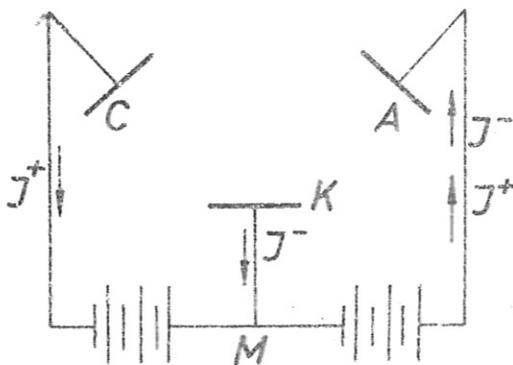
Der Strom im Zweig C, M ist also gleich dem in Zweig A, M und zwar gleich

$$\frac{\text{erzeugte Ladungsträgerpaare} \cdot \text{Elementarladung}}{\text{Zeit}}$$

Wäre diese Bedingung nicht erfüllt, so müßte der Punkt M und somit K sich aufladen.

An diesen Verhältnissen ändert sich wiederum nichts, wenn die Ladungsträgerpaare durch Elektronenstrom von der direkt geheizten Kathode K zur Anode A gebildet werden.

Wir nennen den im Kreis AMCA fließenden Ionen- bzw. Elektronenstrom, der durch die Ladungsträgerpaare verursacht wird  $I^+$ , den im Kreis KMAK fließenden Elektronenemissionsstrom  $I^-$ . Aus nachstehender Skizze gehen dann die Ströme in den 3 verschiedenen Zweigen hervor. Die Pfeile geben die konventionelle Stromrichtung.



Wird durch Röntgenstrahlung ein Photostrom am Kollektor verursacht, so fließen die Photoelektronen von C nach A.  $I^+$  setzt sich dann zusammen aus  $I_{\text{Ion}}$  und  $I_{\text{phot}}$ .

Raumladung: Bei Anwesenheit von Raumladungen sind die Bedingungen für die lineare Eichkurve (Seite 17) nicht mehr erfüllt. Raumladungen können gebildet werden:

1. wenn die Spannung zwischen K und A niedrig ist. Vor der Kathode bildet sich eine Elektronenwolke, die den Austritt weiterer Elektronen verhindert. Dadurch werden die Elektronenwege verändert.
2. Die relativ langsamen Ionen, die sich nach C bewegen, können bei größerer Ionenstromdichte ebenfalls Raumladung verursachen. Dadurch wird der Kollektor abgeschirmt. Nun bewegt sich ein Teil der positiven Ionen zur Kathode. Diese verursachen eine scheinbare Emissionsstromzunahme. d.h.  $I^+$  und  $I^-$  sind nicht mehr proportional. Dieser Effekt ist wahrscheinlich maßgebend für Abnahme der Empfindlichkeit der Röhre bei hohem Druck.

Die Raumladung läßt sich verkleinern durch genügend hohe Spannung zwischen K und A bzw. zwischen C und A. Wie weit Raumladung vorhanden ist, muß im Einzelfall durch die Beziehung

$$I^- = f(U_A)$$

geprüft werden.

Redhead (4) macht ebenfalls die Raumladung für die Abnahme der Empfindlichkeit S bei hohem Druck verantwortlich. Als weitere Gründe für die Abnahme führt er jedoch an:

- a) die Änderung der Emissionselektronenbahnlänge bei hohem Druck,
- b) den durch Sekundärelektronen verursachten Elektronenstrom.

Da man die Veränderung der Bahnen der Emissionselektronen mit dem Druck nicht kennt, kann man über diesen Einfluß nicht viel aussagen. Der Sekundärelektronenstrom wird nur im Anodenzweig gemessen; wenn man also den Emissionsstrom  $I^-$  in diesem Zweig mißt, so muß man vom gemessenen Strom  $I^+$  abziehen, um  $I^-$  zu erhalten. Tut man das nicht, so mißt man  $I^-$  um  $I^+$  zu groß. Der Fehler ist umso größer, je höher der Druck und das Verhältnis  $I^+/I^-$  ist.

Aus diesem Grund wird bei den meisten Ionisationsmanometern der Emissionsstrom  $I^-$  im Kathodenzweig gemessen. Da die Sekundärelektronen zum Teil weitere Ladungsträger erzeugen, sollte die Empfindlichkeit  $S$  mit wachsendem Druck scheinbar zunehmen.

Störungen im Bereich niedriger Drücke ( $I_{\text{Ion}}$  nicht mehr groß gegen  $I_{\text{st}}$ )  
Für Hochdruckionis liegt dieser Bereich bei  $p \approx 10^{-4}$  Torr, bei Bayard-Alpertröhren wegen der höheren Empfindlichkeit bei  $p \approx 10^{-9}$  Torr.

Als Ursache für den nicht durch Gasionen verursachten Reststrom  $I_{\text{st}}$  im Ionenkollektor der Röhre haben sich folgende Möglichkeiten herauskristallisiert:

1. Kriechströme in dünnen sorbierten Schichten auf dem Glas des Sockels. Dieser Stromanteil kann leicht geprüft und meist durch Desorption in einer HF-Entladung, Ausheizen auf  $450^\circ$  und in besonders hartnäckigen Fällen durch Spülen in verdünnter Flußsäure entfernt werden.
2. Leitfähigkeit des Glases bei hoher Temperatur infolge Erwärmung durch den Heizfaden. Zwischen Raumtemperatur und  $300^\circ$  C erhöht sich die Leitfähigkeit um mehrere Zehnerpotenzen (17). Dieser Anteil wird geprüft, indem man die Röhren durch längeres Heizen der Kathode in ihren normalen Arbeitszustand versetzt. Schaltet man die Heizung ab, so sinkt die Elektronenemission fast augenblicklich auf Null. Beobachtet man dagegen einen minutenlangen exponentiellen Abfall des Kollektorstroms, so handelt es sich um Heißleitung des Glases. Dieser Anteil des Reststroms verschwindet, wenn man einen geeigneten Sockel wählt, in dem die Kollektordurchführung von allen anderen Sockelstiften durch lange Glaswege getrennt ist. Weiterhin kann man bei möglichst geringer Elektronenemission und damit niedriger Heizfadentemperatur arbeiten. Besonders bei Kathoden mit hohem Emissionsvermögen, wie Tantal mit Lanthanboridbelag, kann man die Temperatur wesentlich verringern.

3. Photoleitfähigkeit des Glases infolge Bestrahlung mit UV- oder weicher Röntgenstrahlung. Nach den Untersuchungen von Rohatgi (16) wirkt UV-Strahlung, deren Wellenlänge  $\lambda < 3\ 000 \text{ \AA}$  ist, nur auf eine ca.  $10 \text{ \AA}$  dicke Oberflächenschicht. Dabei werden im Glas Alkaliatome ionisiert und die Photoelektronen zum Teil emittiert. Dadurch entsteht im Glas eine positive Raumladung. Zwischen dieser und der Kollektorelektrode besteht somit ein Feld, in dem die Alkationen durch das Glas zum Kollektor fließen können. Abhilfe ist möglich, wenn man den Sockel optisch gegen Licht vom Heizfaden und von außen abschirmt.

4. Photoeffekt am Kollektor hervorgerufen durch weiche Röntgenstrahlung oder UV-Licht. Dieser Anteil wird von den meisten Autoren als ausschlaggebend angesehen. Soweit es sich um UV handelt, läßt sich eine Verbesserung durch niedrige Heizfadentemperatur einer Lanthanoxidkathode erzielen. Gegen die Röntgenstrahlung kann man den Kollektor nicht abschirmen.

Zur Verringerung des Röntgen- und UV-Effektes am Ionenkollektor bestehen 3 Möglichkeiten:

- a) Verkleinern des Raumwinkels unter dem Strahlung von Anode und Kathode auf den Kollektor trifft. Das bedeutet möglichst kleine Kollektorfläche in möglichst großem Abstand von den beiden anderen Elektroden. Dieser Weg ist bei Bayard-Alpert-Röhren verwirklicht. Auch für Hochdruck-Ionisationsmanometer besteht hier eine Verbesserungsmöglichkeit. Man kann den Durchmesser der Kollektorspirale der Typen II, III und IV (Fig. 3) vergrößern und aus wenigen Wendeln wickeln.
- b) Durch ein Bremsgitter mit negativer Vorspannung in unmittelbarer Nähe des Ionenkollektors. Dieses verhindert den Austritt von Photoelektronen.
- c) Optische Abschirmung des Ionenkollektors.

Alle drei Vorschläge laufen der Forderung entgegen, die Ionenwege möglichst kurz zu machen, damit möglichst wenige verloren gehen. Eine Meßanordnung zur Berücksichtigung des Röntgenstroms findet sich bei Redhead (5) und Krause (23).

5. a) Thermische Zersetzung des Glases unter Abgabe von Alkaliionen (2). Die Zersetzung beginnt bei  $340^{\circ}$  C. Derart hohe Temperaturen werden nur in ungünstigen Fällen in der Röhre auftreten. Man sollte jedoch zur Vermeidung von Störungen die Sockelstifte der Kathode besonders stark machen, um gute Wärmeab-  
leitung zu erzielen. Die thermische Zersetzung des Glases tritt natürlich besonders beim Ausheizen der Apparatur über  $340^{\circ}$  C auf. Bills und Evett (2) konnten zeigen, daß jedesmal nach einer starken Aufheizung die Elektroden mit Alkalien belegt sind. Diese Belegung läßt sich durch Entgasen weit-  
gehend beseitigen. Die Tatsache, daß durch das Ausheizen bei über  $340^{\circ}$  C neue Verunreinigungen gebildet werden, spricht in vielen Fällen gegen diese Art der Reinigung. Hier wird vielleicht durch die Redoxdesorptionsreinigung (Vak.Lab.Ber.21) (27) ein neuer Weg eröffnet.
- b) Nach Redhead (4) wird an der erwärmten Glaswand außerdem zu einem wesentlichen Teil Wasser frei. Eine eingehende Untersuchung dieses Phänomens findet sich bei Scholze (26).
6. Emission von Alkaliionen durch den heißen Wolframfaden. Diese Erscheinung wurde von Riddoch und Leck (9), Minturn u.a. (19), und von Redhead (4) beobachtet. Sie tritt vor allem bei neuen Heizfäden auf. Erst nach Tagen sinkt der Ionenemissionsstrom unter eine unbedeutende Schwelle. Der Faden kann jedoch zu erneuter Emission angeregt werden, wenn er kurzzeitig auf sehr hohe Temperatur gebracht oder mit Edelgasionen beschossen wird. Eine Untersuchung der Ionenemission verschiedener Metalle, die zur Herstellung des Heizfadens geeignet sind, wird vielleicht einen Ausweg zeigen, sofern die Ionen nicht laufend vom erhitzten oder chemisch zerstäubten (2) Glas nachgeliefert werden.
7. Ionen die die Glaswand treffen und dort Sekundärelektronen und Ionen auslösen.
8. Ionen- und Elektronenbeschuß auf Metallteile und Elektroden, wobei durch Zerstäubung Ionen und Gase befreit werden (10). Siehe auch Redhead (4). Scharfes Entgasen bei hoher Temperatur ist also unbedingt erforderlich.
9. Photoionisation des Gases durch weiche Röntgen- und UV-Strahlung.

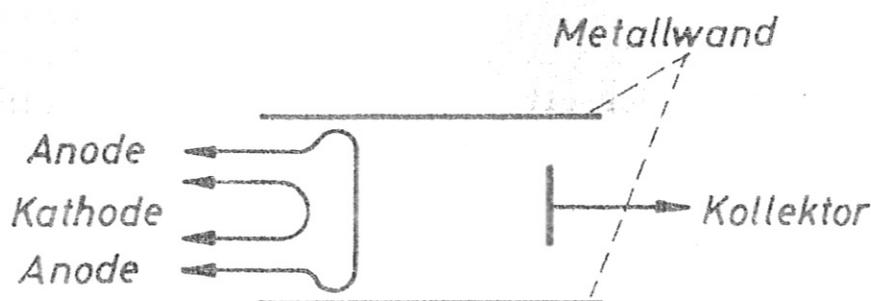
10. Desorption von adsorbierten Ionen an Glas und Metallteilen durch Strahlung bzw. Erwärmung (8).
11. Thermische Elektronenemission vom Ionenkollektor (20). Diese tritt vor allem bei Röhren mit Oxydkathoden auf, da hier durch Verdampfen alle Elektroden mit Oxyd belegt werden. Bei  $300^{\circ}$  C kann der Emissionsstrom noch  $10^{-9}$  A betragen.
12. Bei Auftreffen von Ionen auf den Kollektor werden Augerelektronen emittiert. Für Helium liegt der Emissionsfaktor nach Hagstrom (21) zwischen 0,2 und 0,3; d.h. 20 - 30% der auf den Kollektor treffenden Ionen werden **doppelt** gemessen, da noch ein Elektron den Kollektor verläßt. Der Emissionsfaktor ist abhängig vom Zustand der Oberfläche (22). Sorbierte Schichten auf dem Kollektor können somit die Eichkurven beeinflussen.
13. Zum Schluß sei noch auf die gegenseitige Beeinflussung des Eich- und Testmanometers hingewiesen. Schaltet man den Heizfaden des einen aus, so sinkt der Kollektorstrom am anderen. Der Effekt hängt stark ab von der Vorgeschichte des Systems. Bei frisch ausgeheizten und entgasten Röhren ist er klein. Wir konnten noch nicht klären, ob die abgekühlte Röhrenwand einen Teil des Gases bindet, oder ob ein Ionenstrom durch das Leitungssystem von einer Röhre in die andere gelangen kann. In diesem Falle könnte man als Abhilfe einen Zylinderkondensator als Ionenfalle einbauen. Auch aktivierte Gase können durch Desorption bzw. Kräckung von Schichten eine Druckerhöhung hervorrufen. E. Blauth, Vak. Lab.Ber. 22 (25).

Wir fassen die Anforderungen an eine Röhrenneukonstruktion, wie sie sich aus dem Vorgehenden ergeben noch einmal zusammen:

1. Niedrige Kathodentemperaturen durch Material hoher Elektronenemission (Lanthanborid auf Tantal).
2. Von allen anderen Elektroden getrennte Kollektordurchführung.
3. Besonders dicke Sockelstifte für die Kathode.
4. Großes Röhrenvolumen, um die Erwärmung der Wand zu reduzieren. Metallische oder metallisierte Wände.
5. Abschirmung von Sockel und Kollektor gegen UV-Strahlung von der Kathode.

6. Bremsselektrode zur Vermeidung von Sekundärelektronen am Kollektor
7. Keramiksockel.

Wir geben hier noch ein System an, bei dem der Röntgeneffekt den alleinigen Reststrom ausmacht. Von J. J. Lander (24) wurde ein Ionisationsmanometer für Drücke bis  $10^{-10}$  Torr angegeben (siehe nachstehende Skizze:)



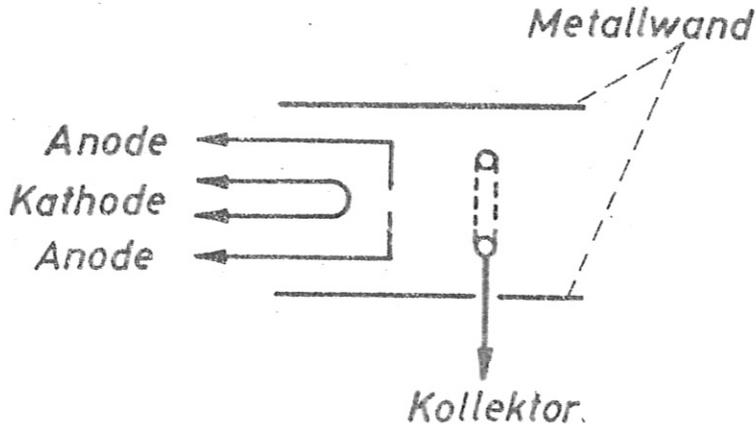
Die von Lander verwendeten Potentiale sind

Kathode:	0 V
Anode:	+ 180 V
Kollektor:	- 24 V
Metallmantel:	- 24 V

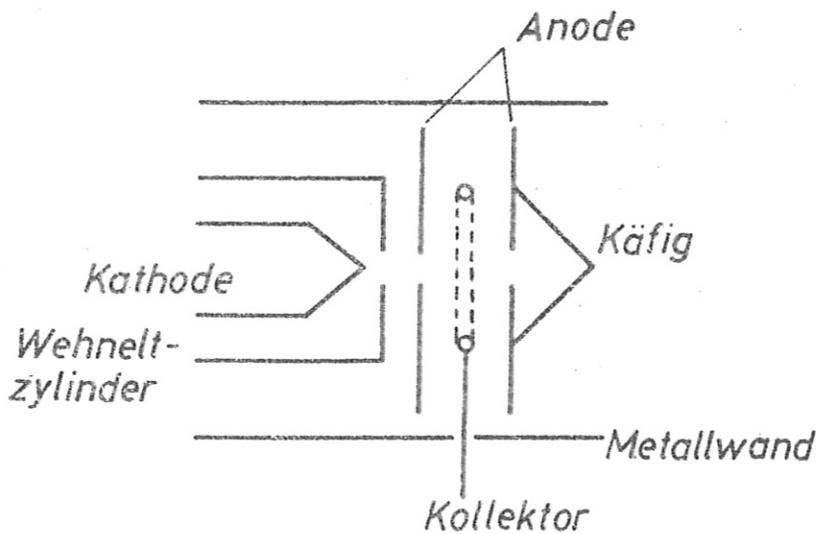
Das Erstaunliche ist, daß dabei nach Lander nur  $1/5$  der ionisierten Gasmoleküle an den Metallmantel abfließen. Das deutet darauf hin, daß die Mehrzahl der Ionen in der Nähe der Röhrenachse gebildet wurden und zum Kollektor abfließen. Die Verminderung des Störstroms  $I_{st}$  führte Lander auf den verkleinerten Raumwinkel zurück unter dem der Kollektor von Röntgenstrahlung getroffen wird.

Man sieht nun leicht ein, daß in diesem System keine Elektronen mehr die Wand treffen können, da diese stark negativ geladen ist. Ionen, die am Heizfaden oder in der Nähe des Sockels entstehen, werden an den Metallmantel abgeführt. Wir können nun den Kollektor auch noch gegen UV-Strahlung vom Heizfaden schützen, wenn wir eine zylinderförmige Anode wählen, deren Achse mit der Röhrenachse übereinstimmt. In der kollektorseitigen Endfläche befindet sich

ein kleines Loch, durch das die Elektronen in das Ionisationsvolumen eintreten. Der Kollektor selbst besteht aus einem Drahring, der an keiner Stelle von direkter Strahlung von der Kathode getroffen wird. (siehe nachstehende Skizze.)



Der Kollektorring kann je nach gewünschtem Meßbereich in geringerer oder größerer Entfernung von der Anode angeordnet werden. Eine Unterdrückung des Röntgeneffekts wird mit einem System möglich, wie es nachstehend dargestellt ist:



Durch den Wehneltzylinder werden die Elektronen gebündelt zur Anode beschleunigt. Sie treten wieder durch eine Bohrung in den Kollektorraum ein. Nur die Ionen, die in diesem gebildet werden, können vom Kollektor gesammelt werden. Abschließend treffen die Elektronen die Wand innerhalb des Käfigs, so daß Röntgenstrahlung von dort nicht den Kollektor treffen kann.

Durch unsere Messungen erhielten wir eine Reihe von Hinweisen, welche Störungen nicht nur bei Hochdruckionisationsmanometern, sondern bei Ionisationsmanometern ganz allgemein auftreten. Über die Bedeutung der einzelnen Fehlerquellen können bisher noch keine Aussagen gemacht werden. Es scheint jedoch sicher, daß der Röntgeneffekt zumindest bei Ionisationsmanometern älterer Bauart nicht allein die untere Druckmeßgrenze bestimmt. Der große Fortschritt, der mit der Bayard-Alpert-Röhre erzielt wurde, rührt möglicherweise zum Teil daher, daß der Kollektor durch die Anode gegen Ionen abgeschirmt wird, die außerhalb des Ionisationsvolumens entstehen. Besonders stark stört nach unseren Messungen der Photoeffekt durch UV-Strahlung. Eine Abschirmung aller empfindlichen Röhrenteile, also des Sockels und des Kollektors kann einen großen Fortschritt bringen.

Bei der Fortführung dieser Arbeit wollen wir zunächst Klarheit über die Ionenabgabe der verschiedenen Röhrenwerkstoffe unter den Betriebsbedingungen der Röhre erhalten. Dazu sind Untersuchungen am Massenspektrometer nötig, die wir bis jetzt mangels eines geeigneten Massenspektrometers nicht durchführen konnten. Auf Grund der dabei während dieser vorläufigen Untersuchungen erzielten Erkenntnisse hoffen wir, einmal ein Ionisationsmanometer mit einem Meßbereich von etwa  $10^{-5}$  bis 10 Torr bauen zu können, andererseits aber auch genaueren Einblick in die Vorgänge in Ionisationsmanometern allgemein zu erhalten und somit einen kritischen Beitrag zum Problem der Druckmessung zu liefern.

Danksagung: Herrn R. Ehrlich und Herrn F. Zitzmann danken wir für die Herstellung der Röhren. Den Praktikanten Herrn G. Grimm und Herrn F. Karger danken wir für ihre Hilfe bei den Messungen und Fräulein E. Haase für die sorgfältige Anfertigung der Zeichnungen und Kurven.

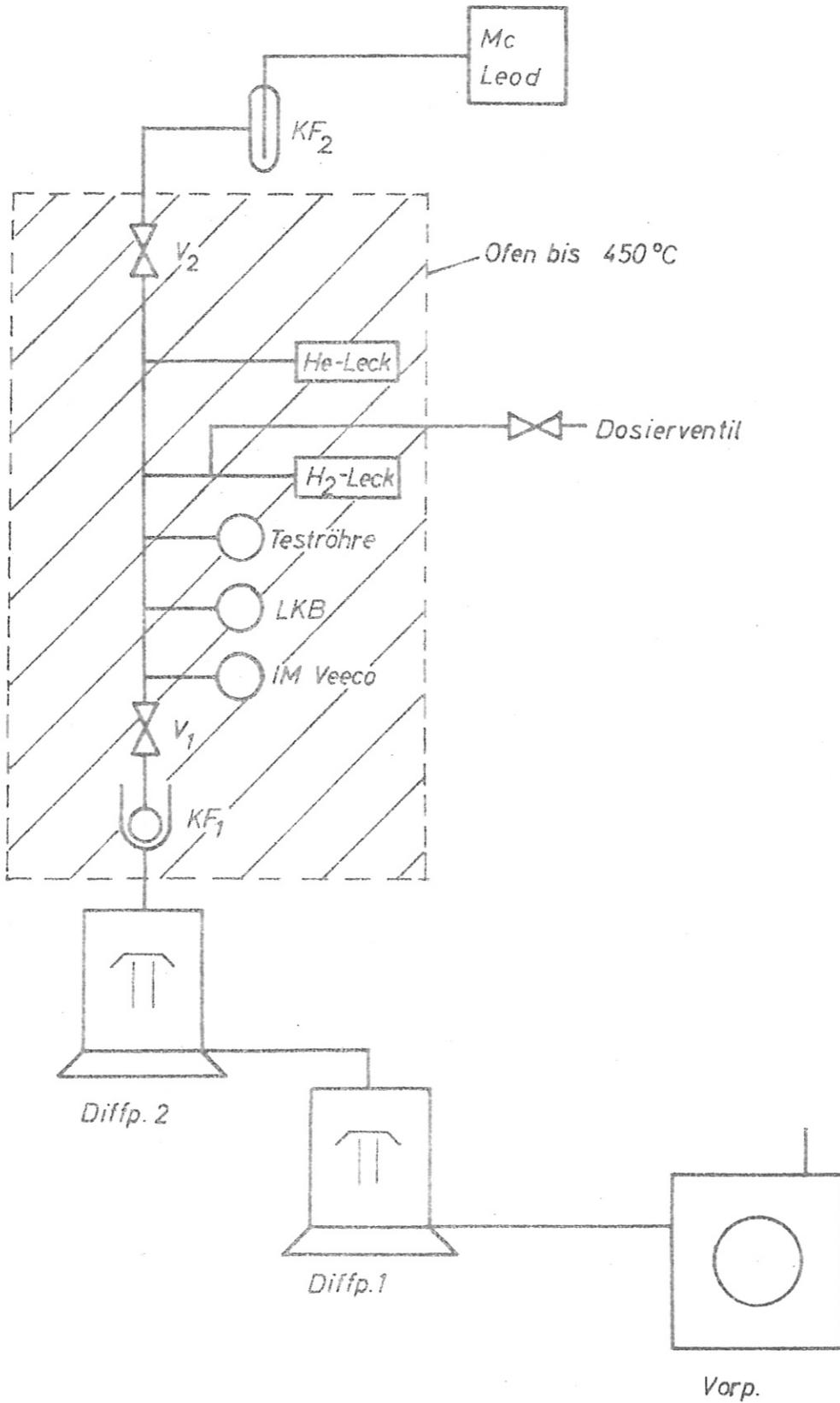
Juli 1961

B. Scherzer, E. Blauth, E. Meyer

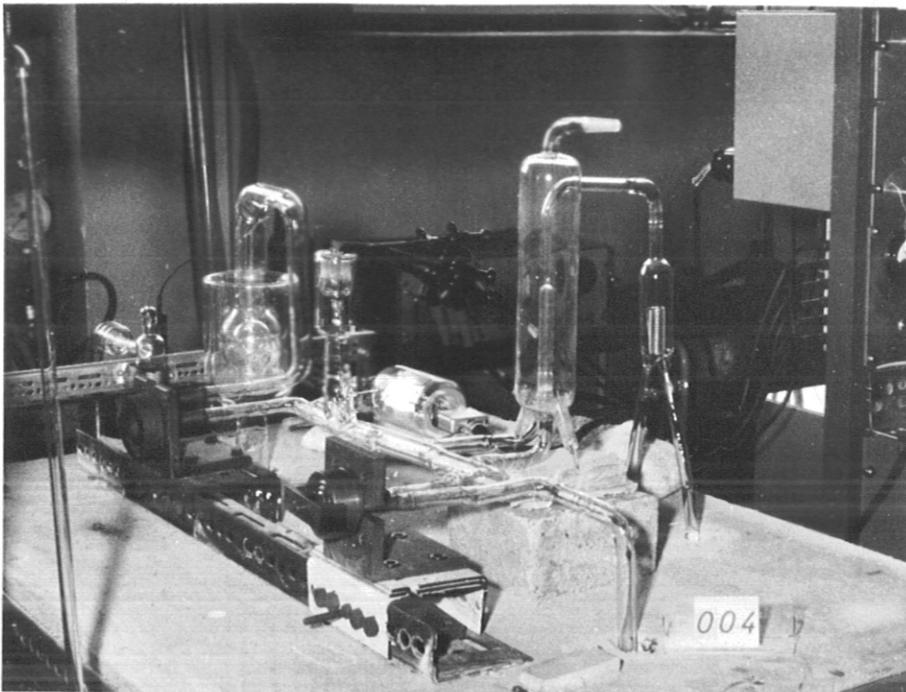
Literatur:

- (1) Schulz und Phelps, Rev. Sci. Inst. 28, 1055, 1957
- (2) Bills und Evett, J. Appl. Phys. 30, 564, 1959
- (3) Alpert, J. Appl. Phys. 24, 860 (1953)
- (4) P. A. Redhead, Vac. Symp. Trans. 108 (1960)
- (5) P. A. Redhead, Rev. Sci. Instr. 31, 343, 1960
- (6) G. J. Schulz, J. Appl. Phys. 28, 1149, 1957
- (7) W. B. Nottingham, F. L. Torney, Vac. Symp. Trans. 117, 1960
- (8) D. G. Bills, Phys. Rev. 107, 994, 1957
- (9) A. Riddoch, J. H. Leck, Proc. Phys. Soc. 72, 467, 1958
- (10) J. F. Young, J. Appl. Phys. 31, 921, 1960
- (11) G. Carter, J. H. Leck, Brit. J. Appl. Phys. 10, 364, 1959
- (12) D. Alpert, Hdb. d. Phys. XII 609, 1958
- (13) E. Blauth, E. Meyer, F. Schwirzke 5. Int.Konf. Ionisationsphänomene München 1961
- (14) S. N. Gosh, B. N. Srivastava, Can. J. Phys. 39, 373 (1961)
- (15) T. W. Hickmott, J. Appl. Phys. 31, 128 (1960)
- (16) V. K. Rohatgi, J. Appl. Phys. 28, 951 (1957)
- (17) D'Ans, Lax, Taschenbuch für Chemiker und Physiker (1949)
- (18) Y. Mizushima, Z. Oda, Rev. Sci. Instr. 30, 1037 (1959)
- (19) R. E. Minturn, S. Datz, E. H. Taylor, J. Appl. Phys. 31, 876  
(1960)
- (20) H. J. Schütze, Vakuumtechnik, 10, 73 (1961)
- (21) H. D. Hagstrum, Phys. Rev. 104, 672, 1956
- (22) C. Brunnée, Z. Phys. 147, 161, 1957
- (23) G. Krause, Vak. Technik, 10, 86 (1961)
- (24) J. J. Lander, Rev. Sci. Instr. 21, 672 (1950)
- (25) E. Blauth, Vak.-Laborbericht Nr. 22
- (26) H. Scholze, Glastechnische Berichte 32, 81 (1959)
- (27) E. Blauth, Vak.-Laborbericht Nr. 21

Fig.1

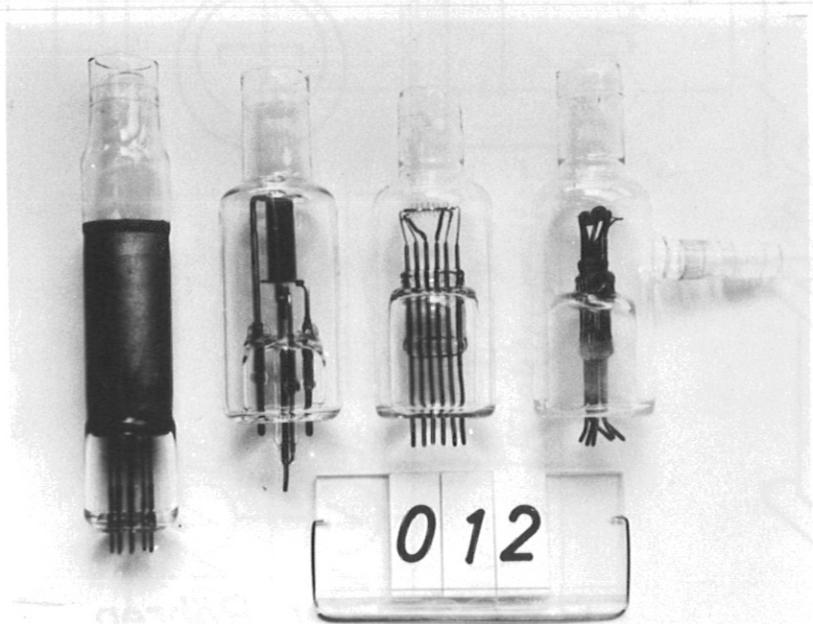


Aufbau des Pumpstandes



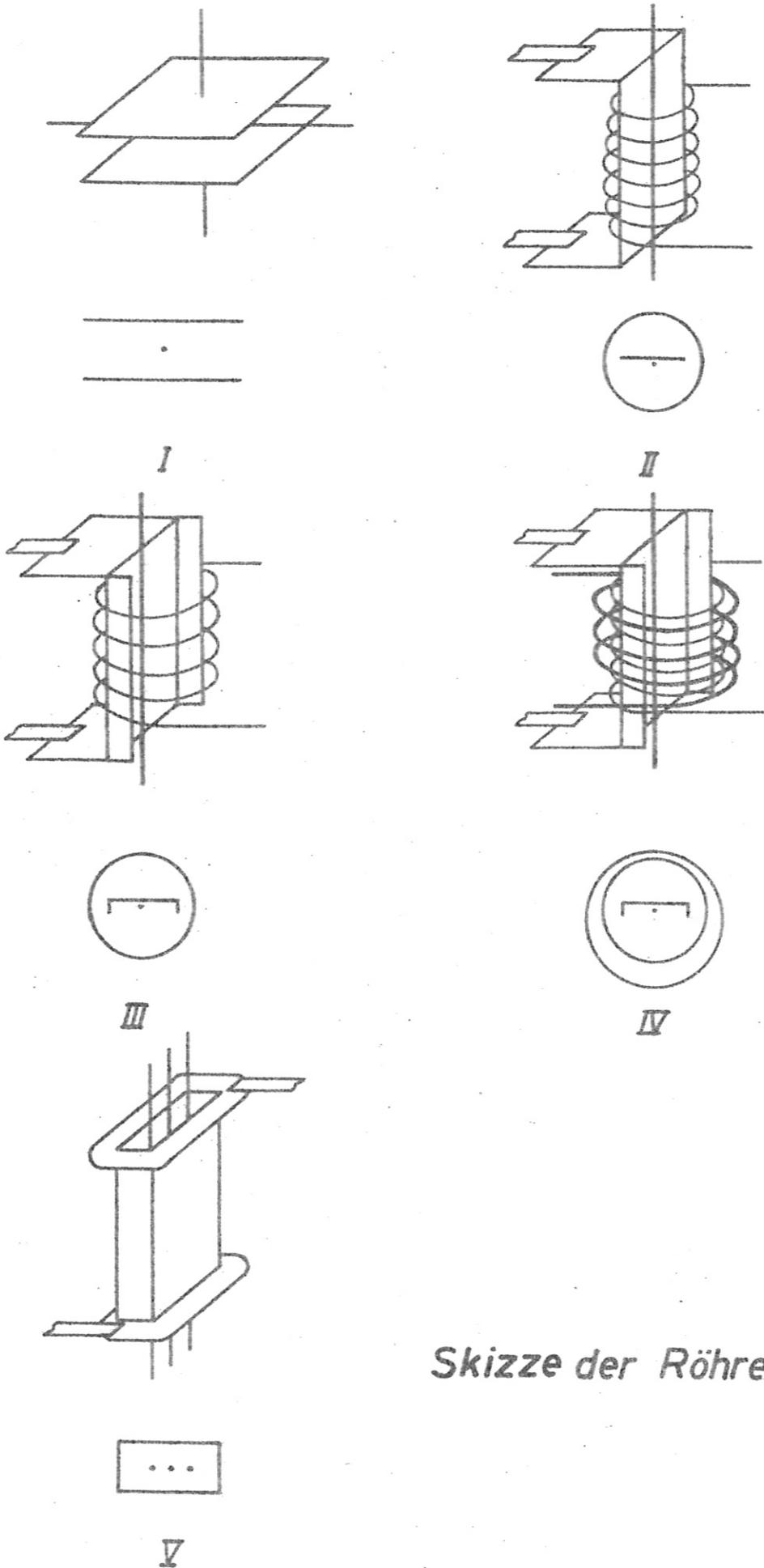
*Aufbau des Pumpstandes*

IV V III II



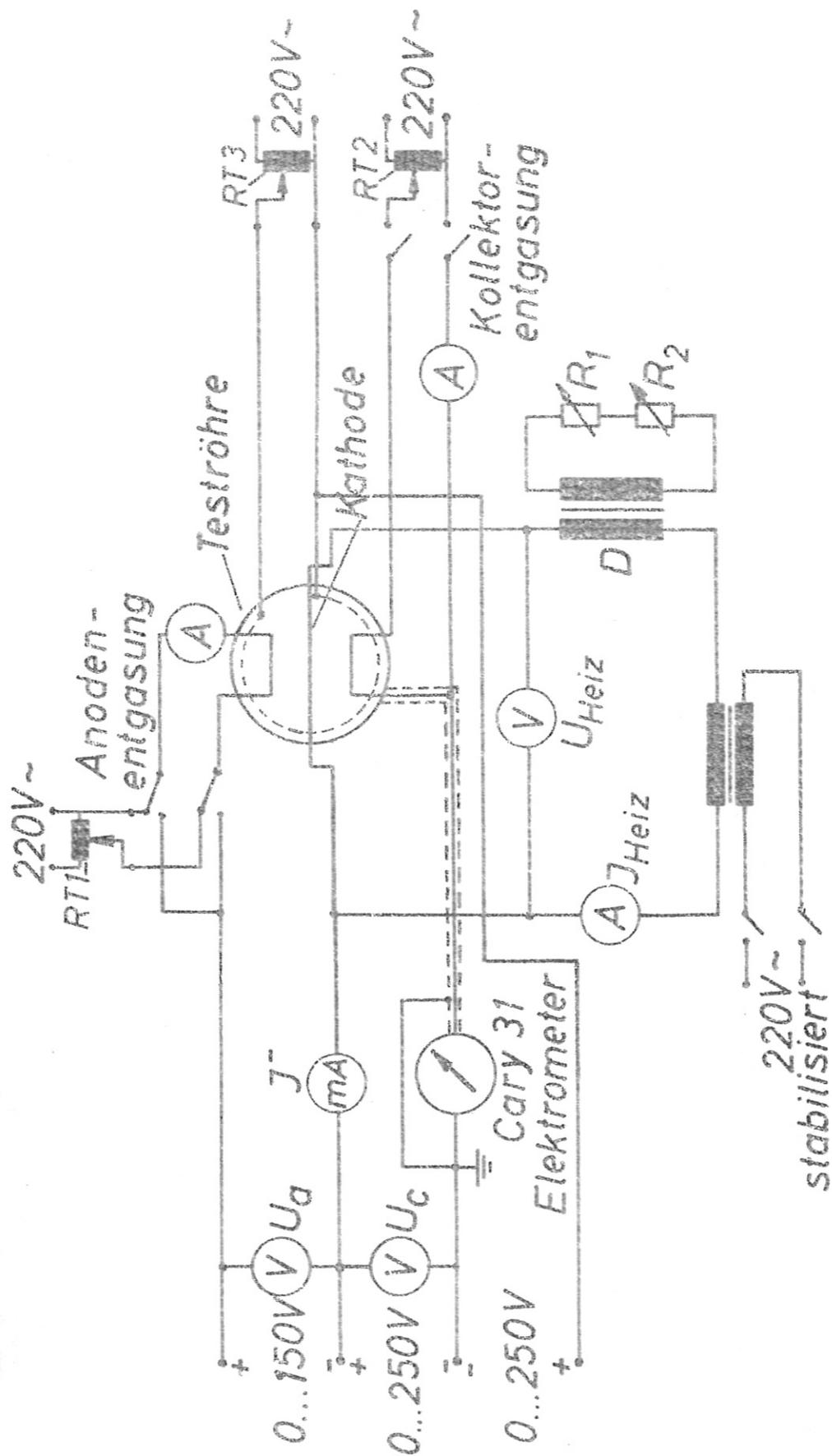
*Abbildung der Teströhren*

Fig.3



Skizze der Röhren

Fig.4



Schaltung der Teströhre

Fig. 5

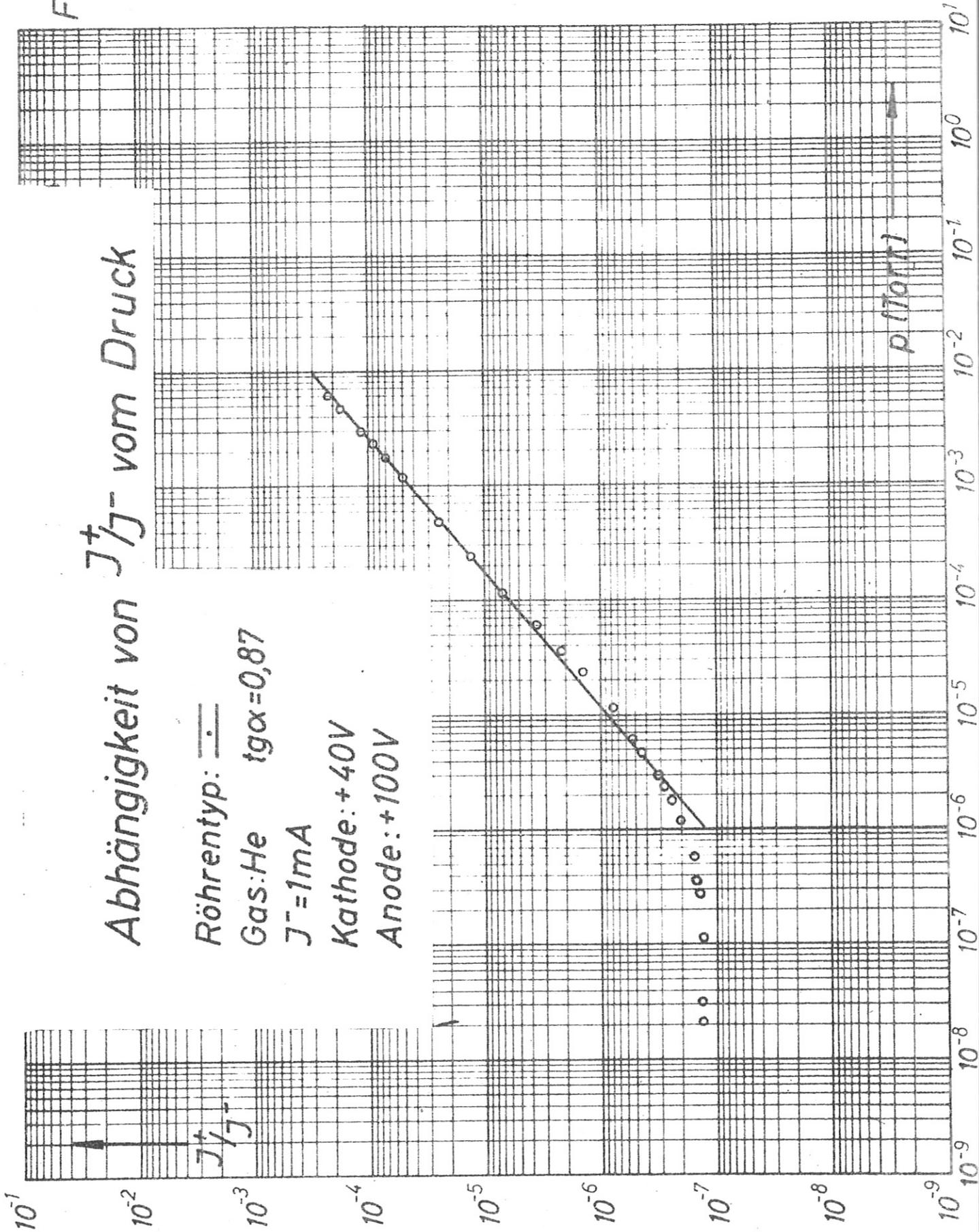


Fig. 5

Fig.6

Fig.6

Abhängigkeit von  $J^+/J^-$  vom Druck

Röhrentyp:  $\equiv$

	Gas	$J^-$	Kath.	Anod	$tg\alpha$
Kurve1	H <sub>2</sub>	0,1mA	+40V	+100V	1,03
Kurve2	H <sub>2</sub>	0,1mA	+70V	+110V	0,95
Kurve3	H <sub>2</sub>	0,05mA	+80V	+120V	0,94

$K=2,54$

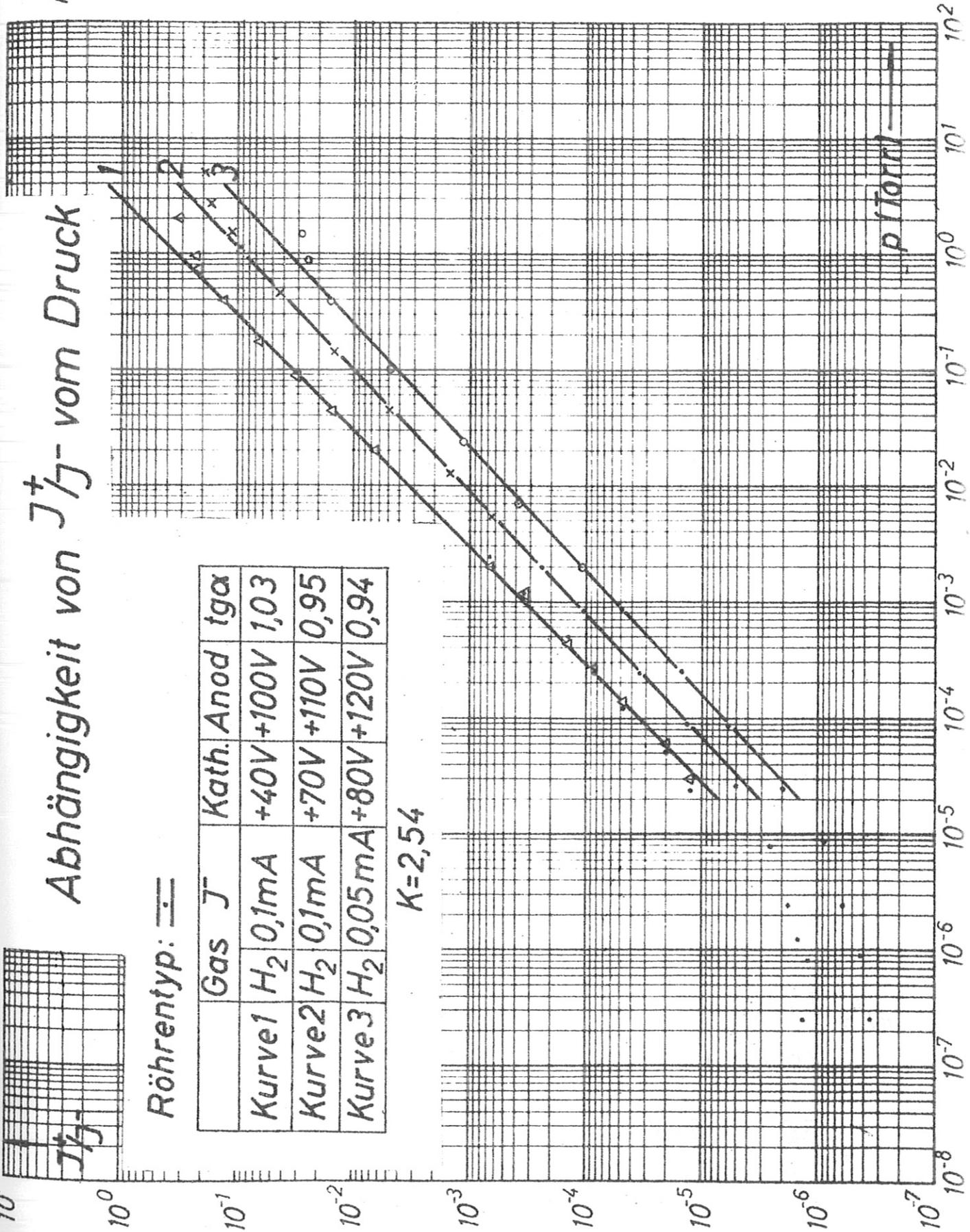


Fig.7

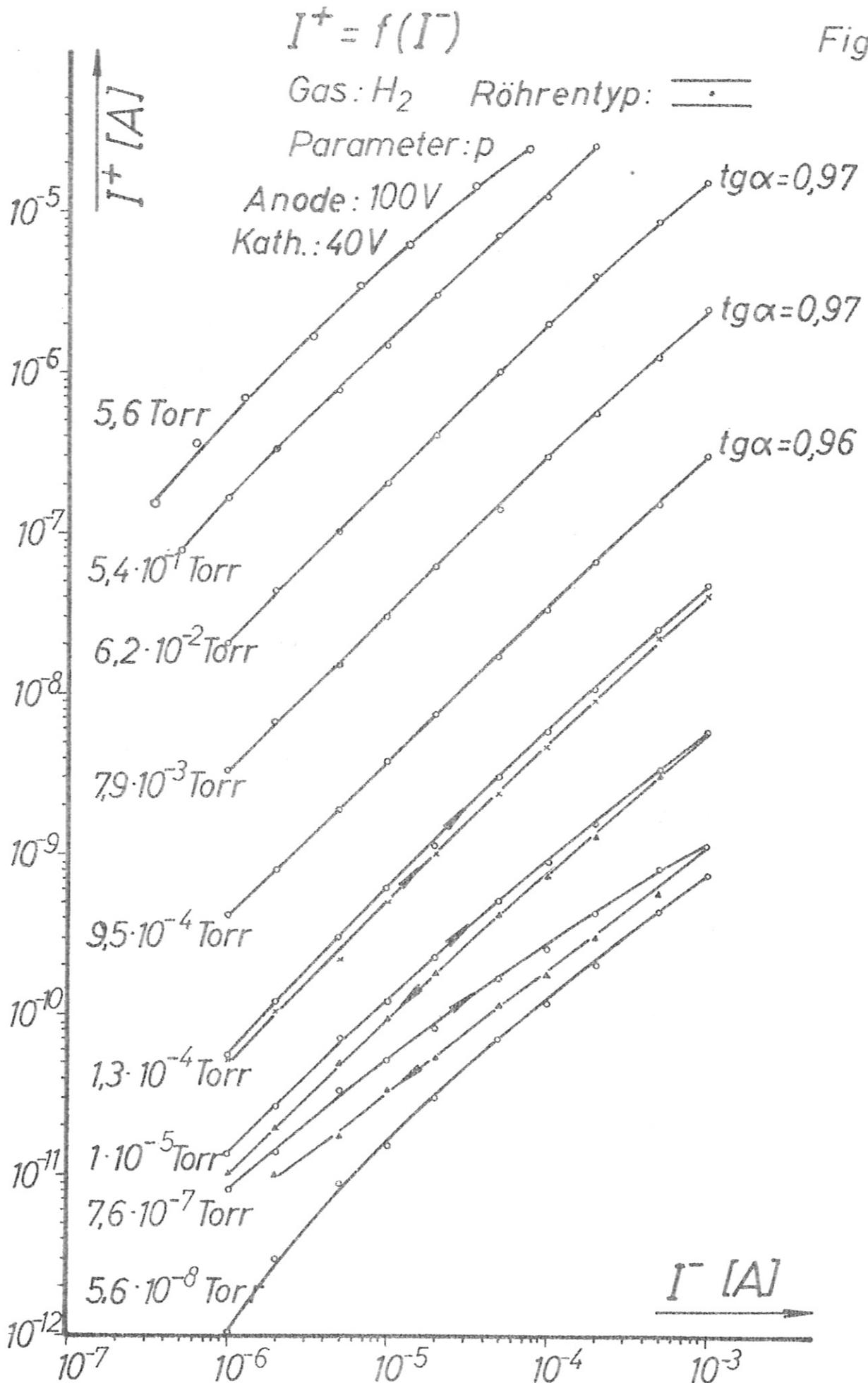


Fig.8

$I^+$  reduziert auf  $I^- = 1\text{mA}$  in Abhängigkeit von  
der Heizleistung.

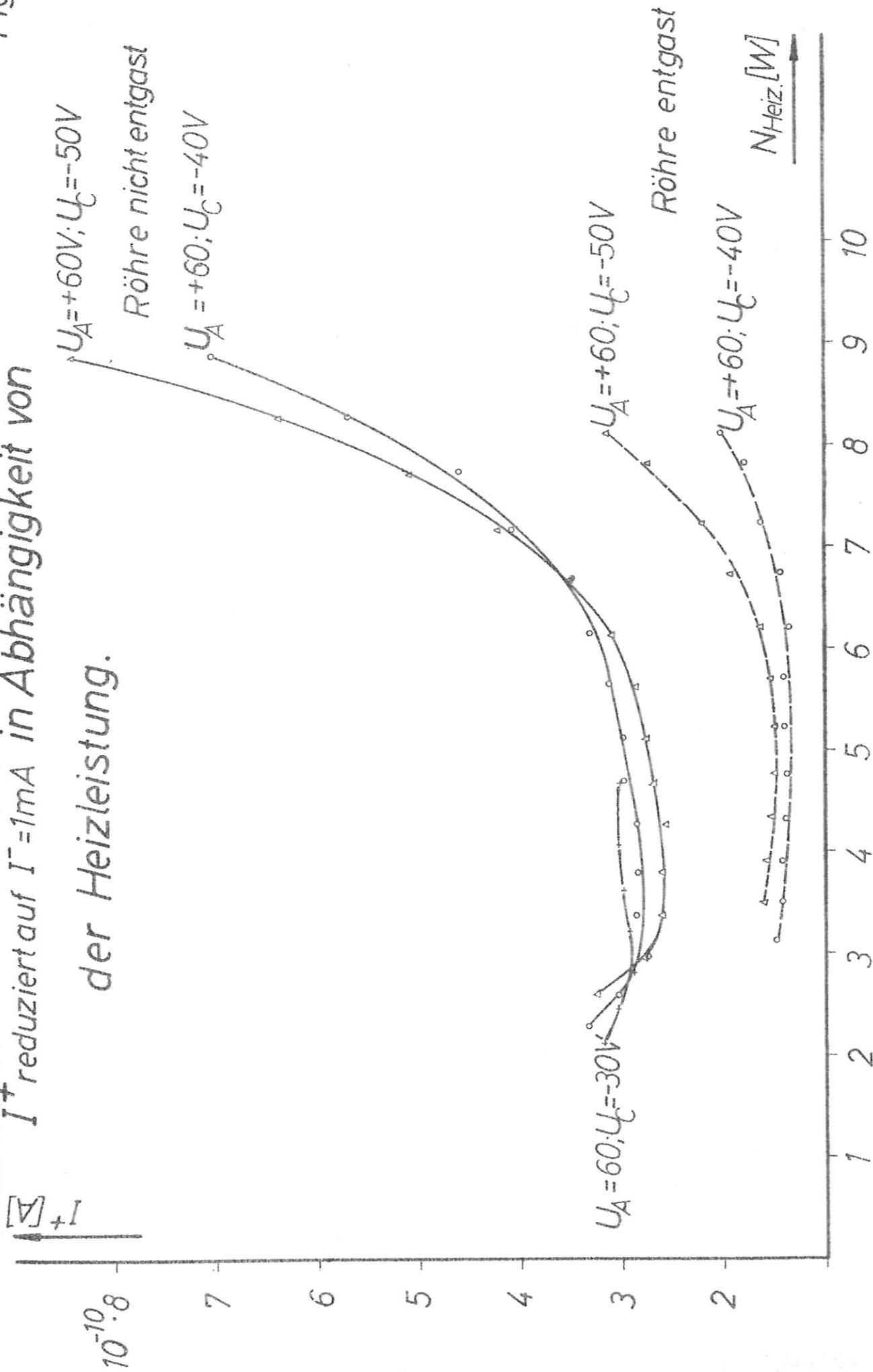
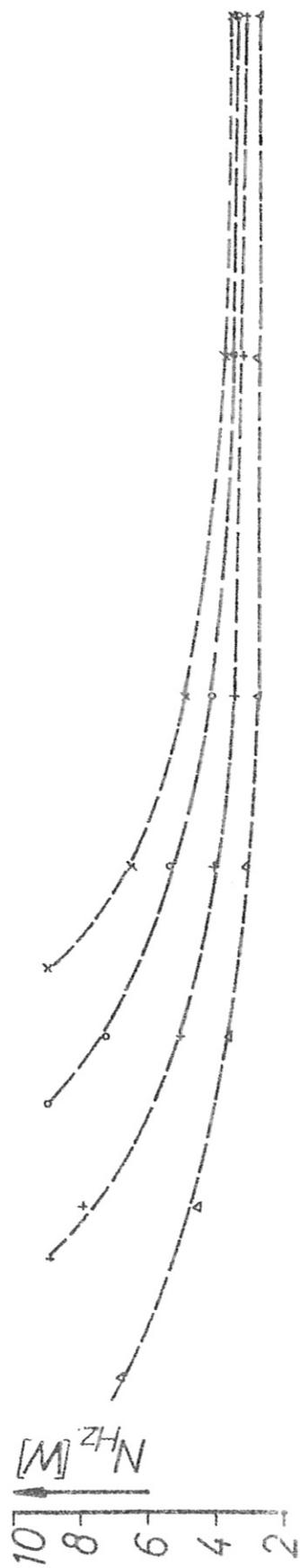


Fig.8

Fig.9

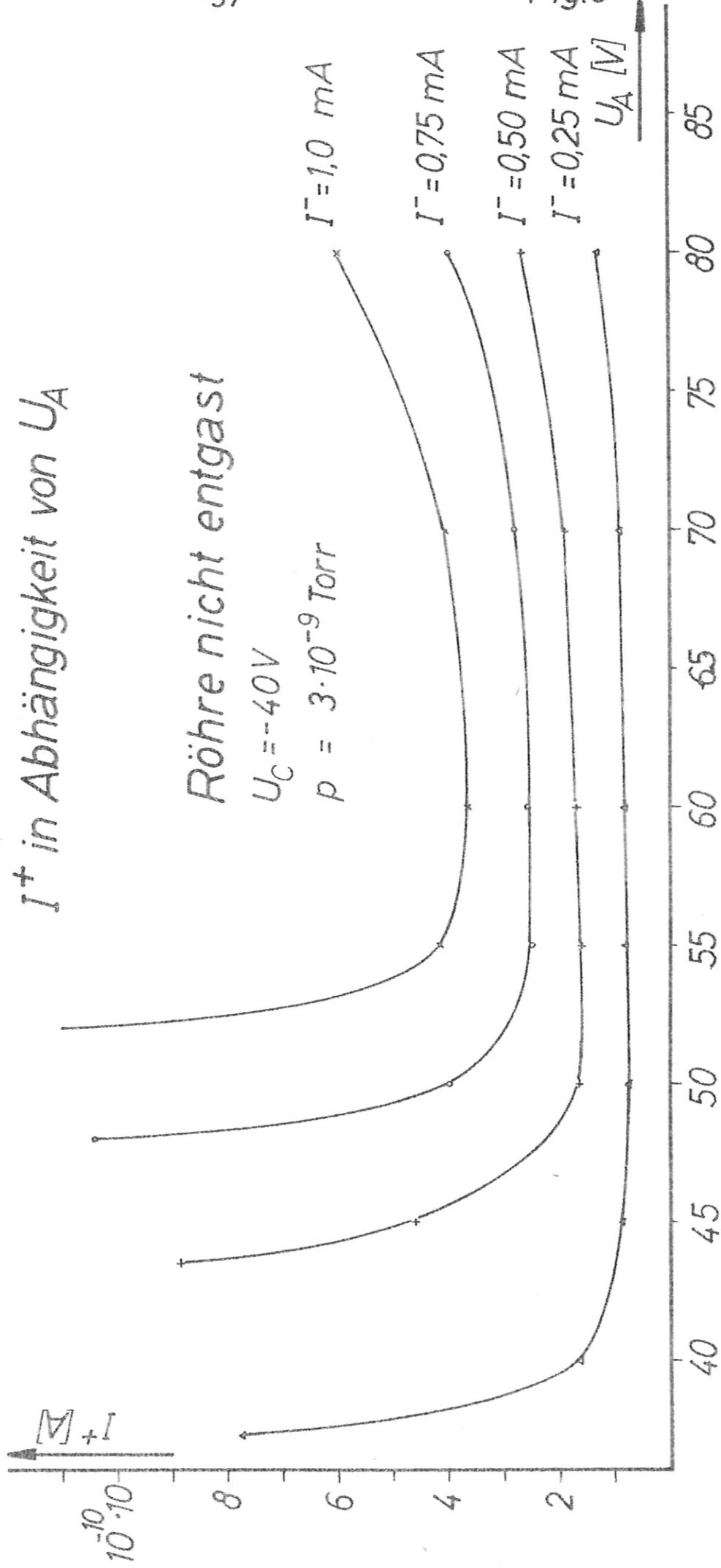


$I^+$  in Abhängigkeit von  $U_A$

Röhre nicht entgast

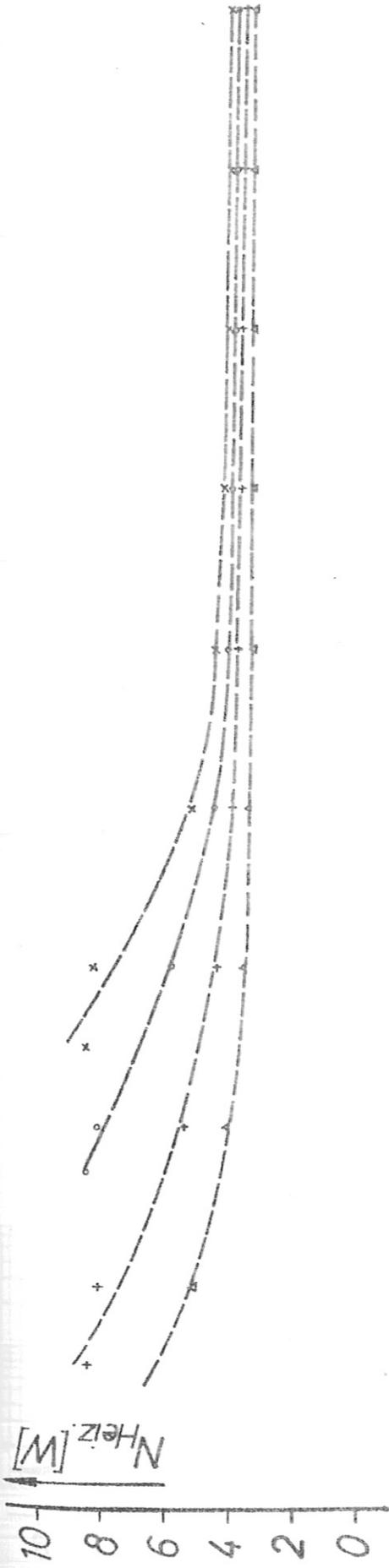
$U_C = -40V$

$p = 3 \cdot 10^{-9}$  Torr



$U_A [V]$

Fig.10



$I^+$  in Abhängigkeit von  $U_A$

Röhre entgast

$U_c = -40V$

$p = 2 \cdot 10^{-9}$  Torr

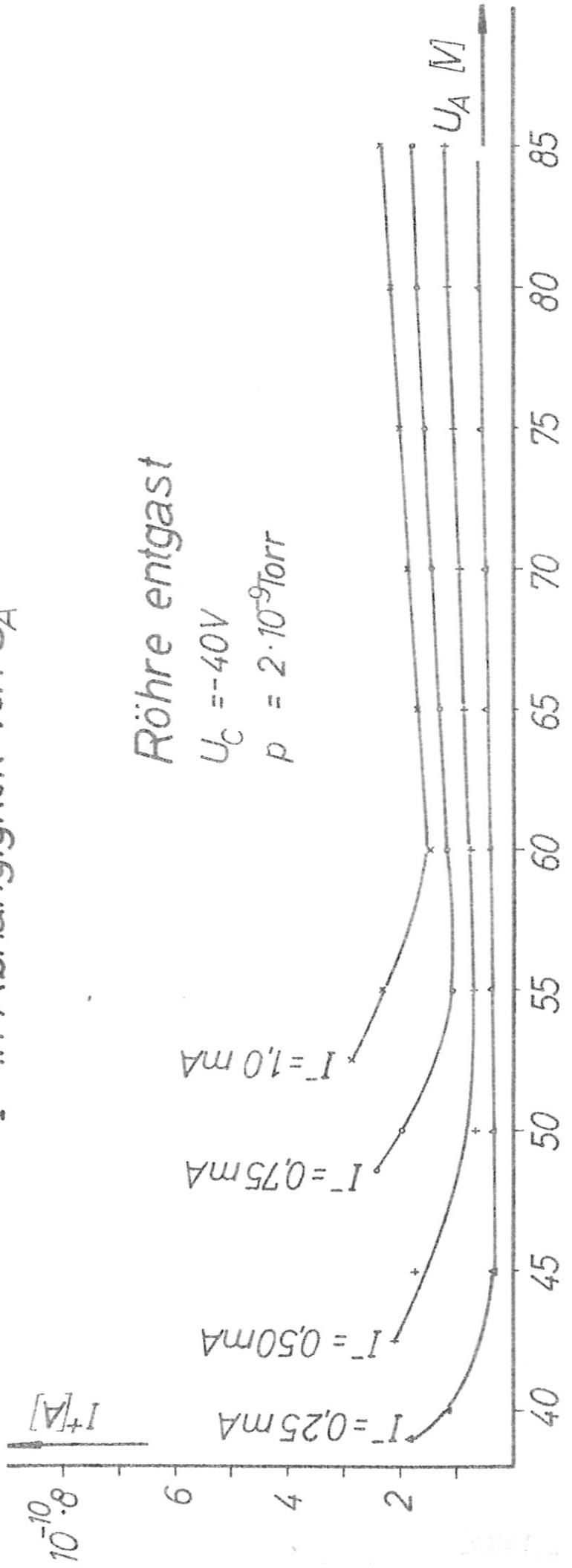


Fig.11

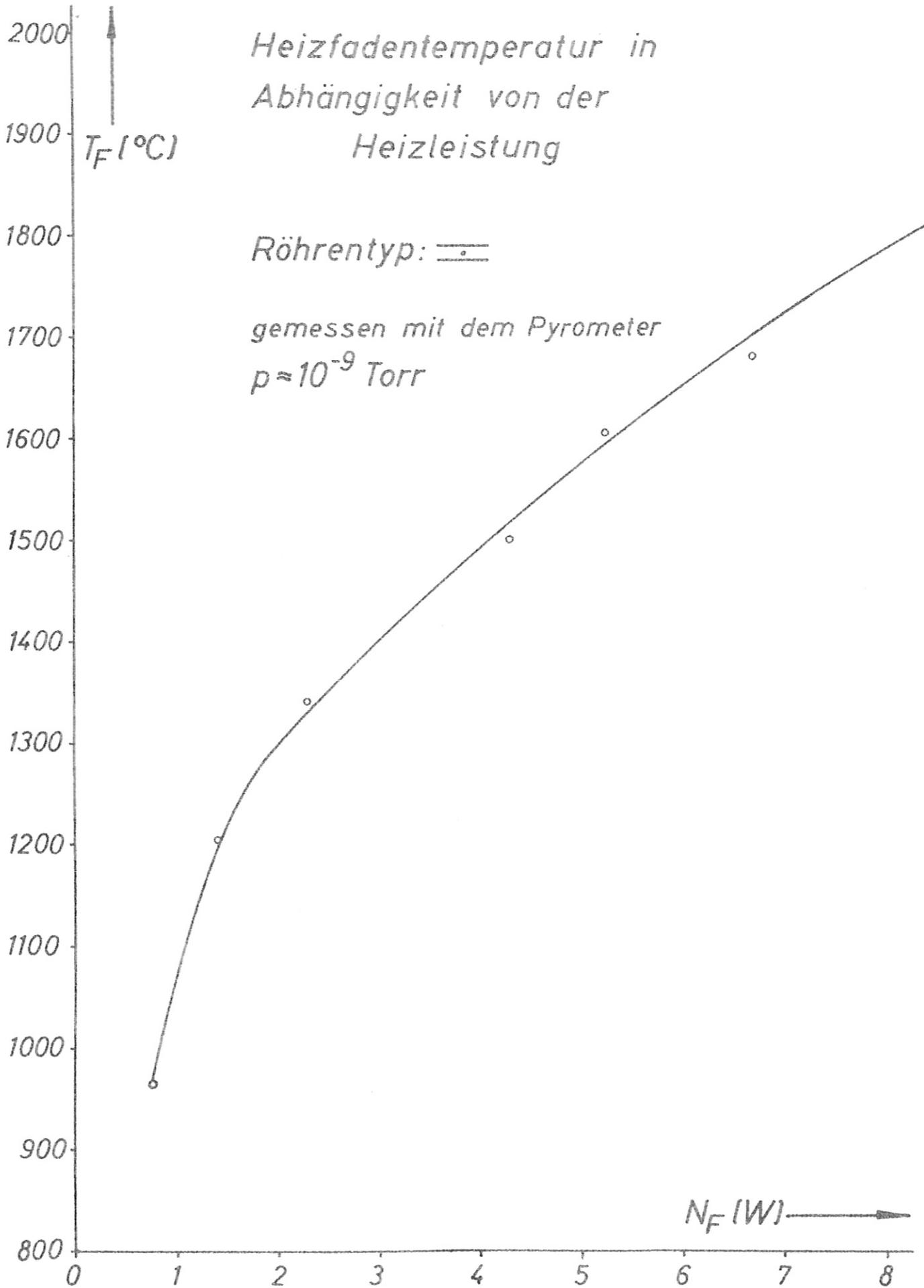


Fig.12

Fig.12

Abhängigkeit von  $J^+ / J^-$  vom Druck

Röhrentyp: 

Gas	$J^-$	Kath.	Anod. tgox
Kurve1	H <sub>2</sub>	+40V	+180V 0,99
Kurve2	H <sub>2</sub>	+40V	+100V 0,97
Kurve3	H <sub>2</sub>	+60V	+100V 0,94

$K=2,54$

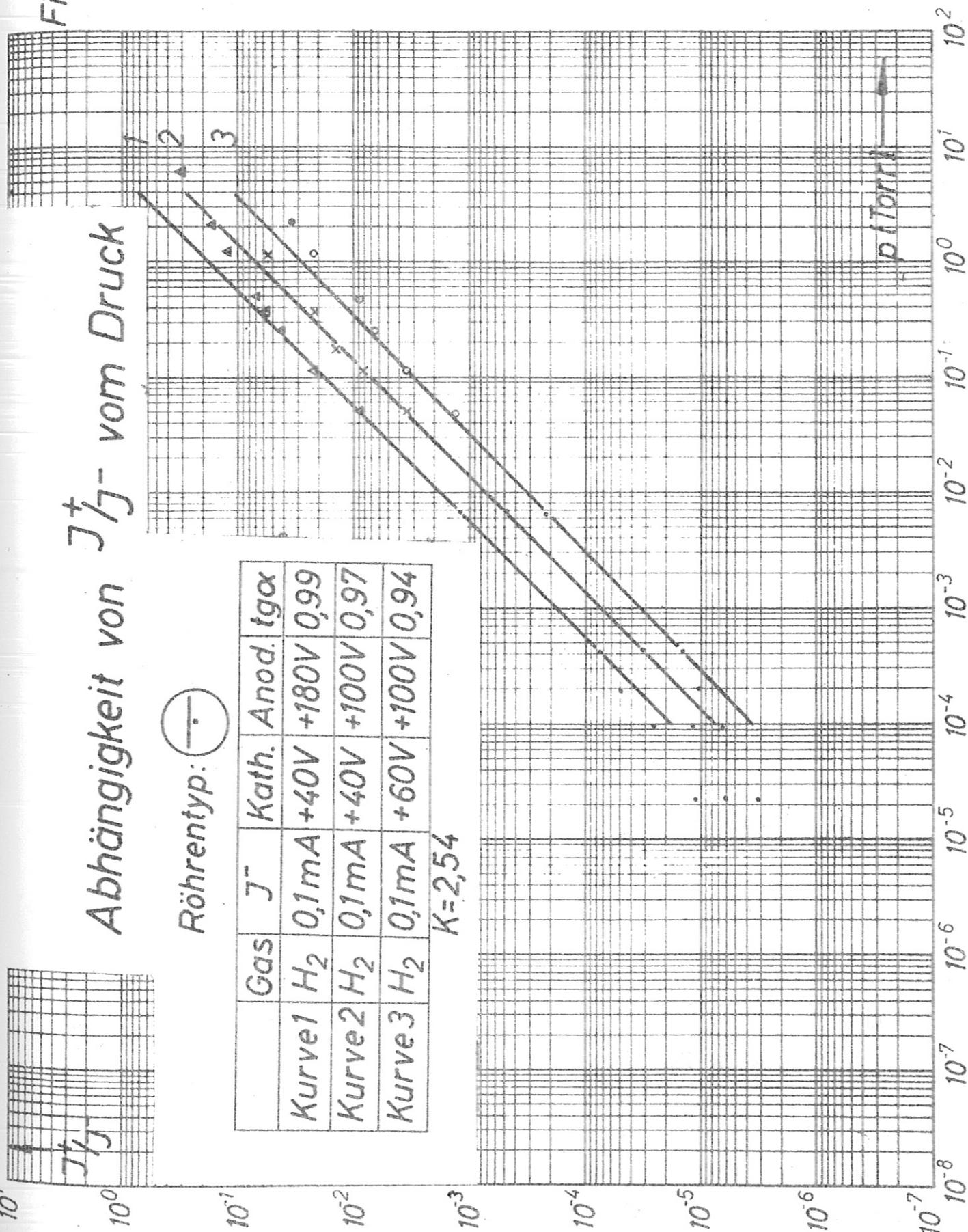


Fig.13

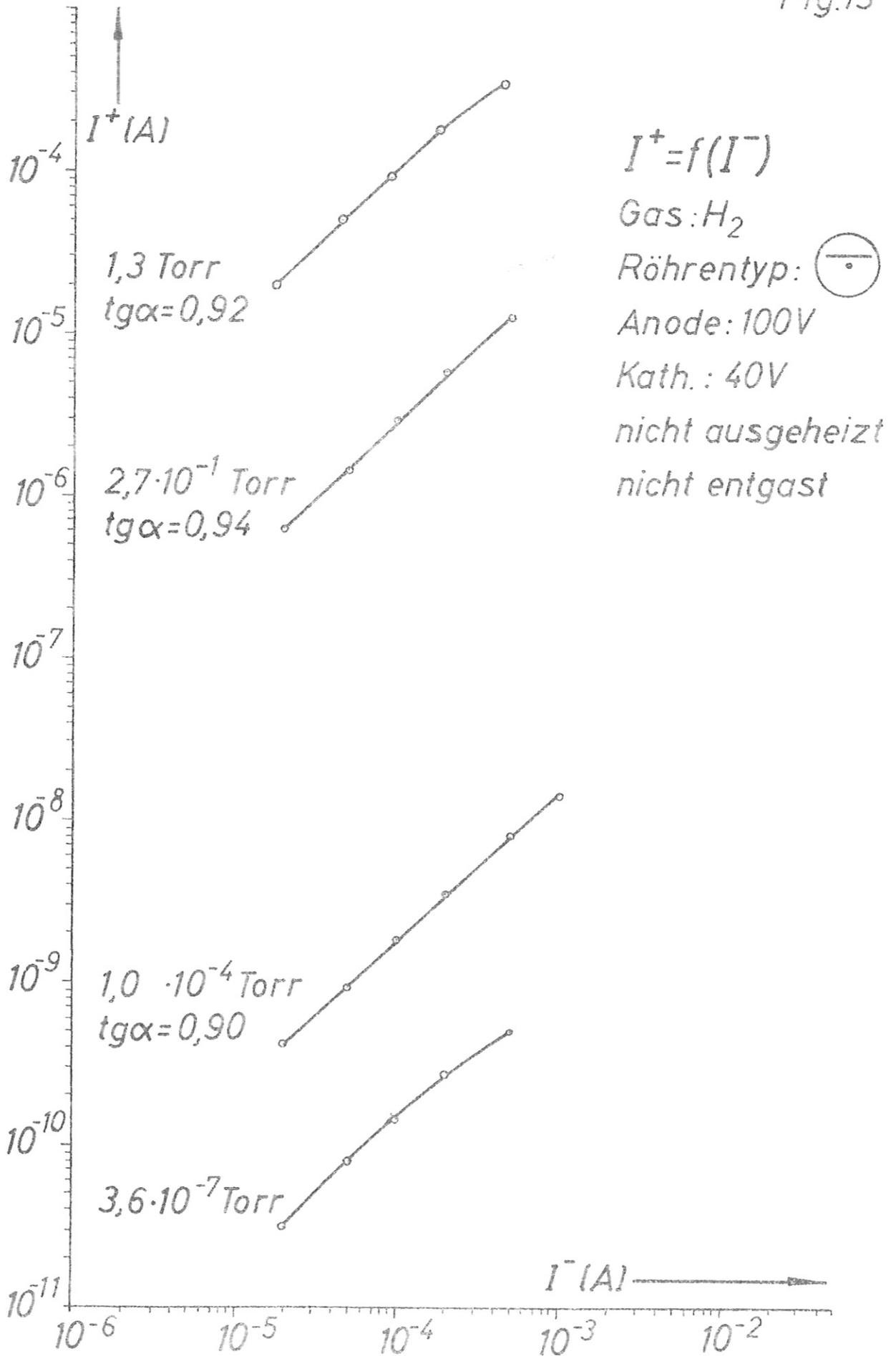


Fig.14

$$I^+ = f(I^-)$$

Gas:  $H_2$

Röhrentyp: 

Anode: 100V

Kath.: 40V

ausgeheizt

entgast

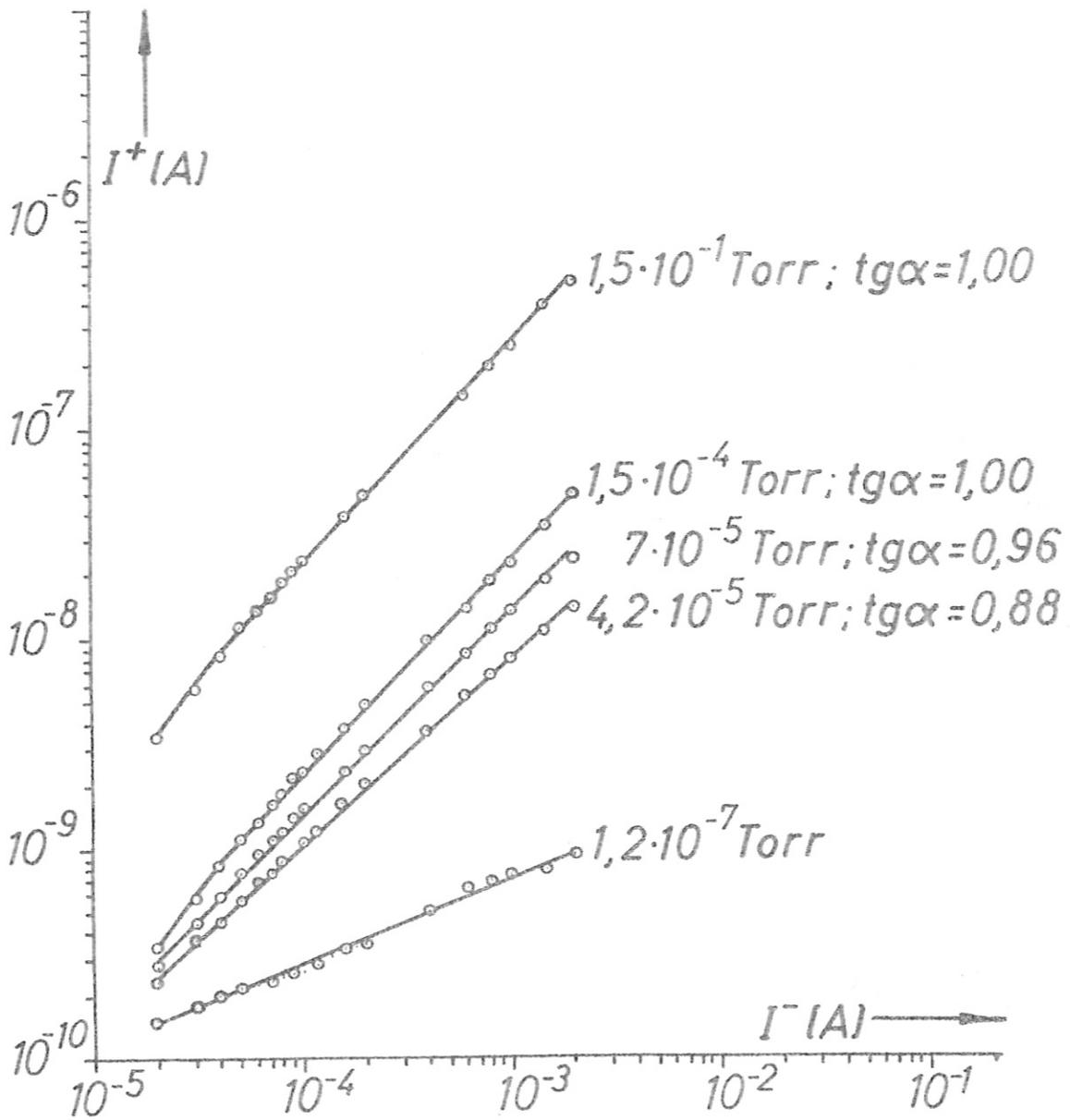


Fig.15

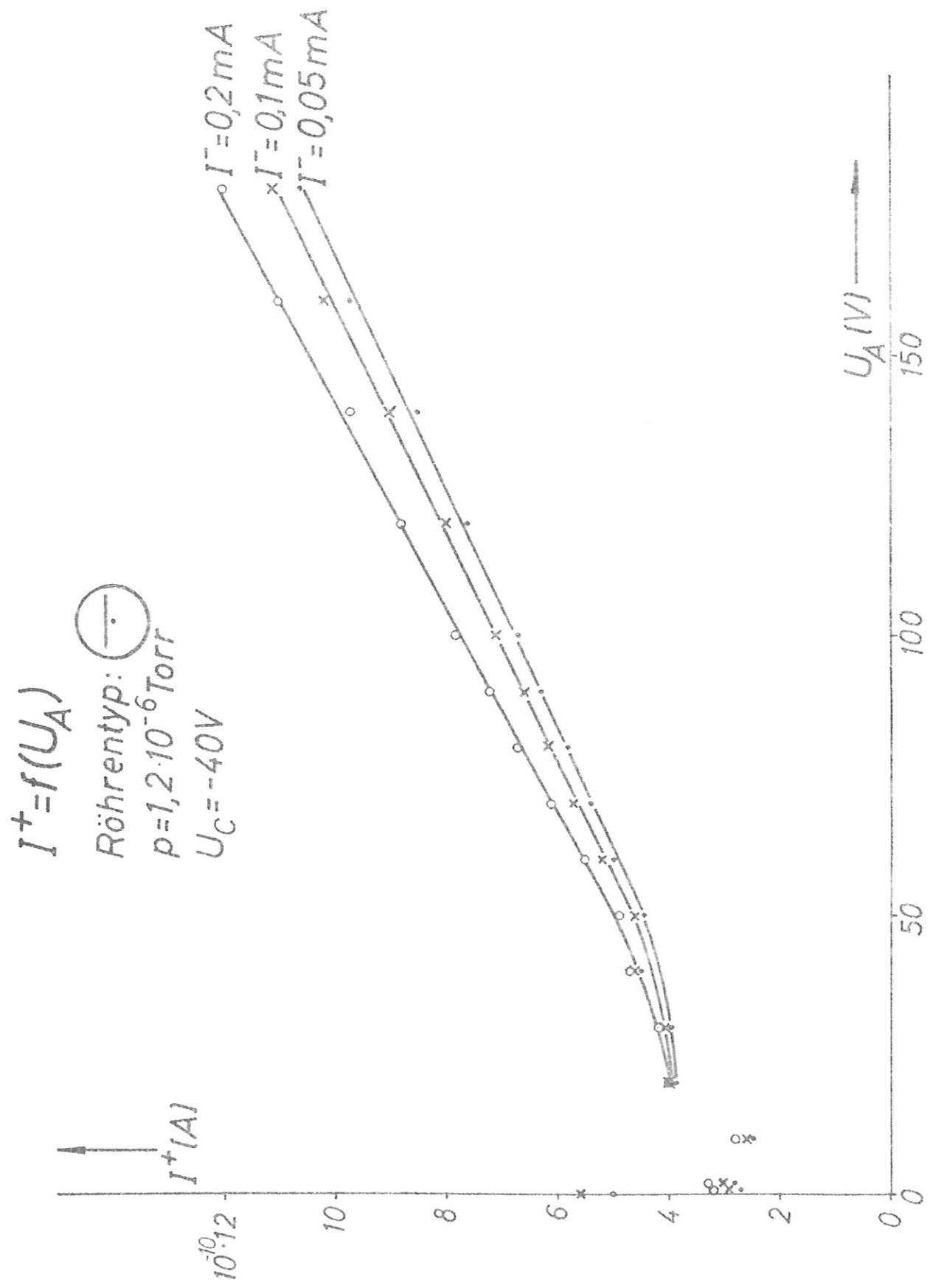


Fig.15

Fig.16

Fig.16

Kollektorstrom  $I_C$  als Funktion von der Zeit  $t$   
 nach Ausschalten der Kathodenheizung.

Röhrentyp: 

$I_{Heiz} = 2 A$

$U_C = -100 V$ ;  $U_A =$  Schwebepotential

$p = 10^{-7}$  Torr

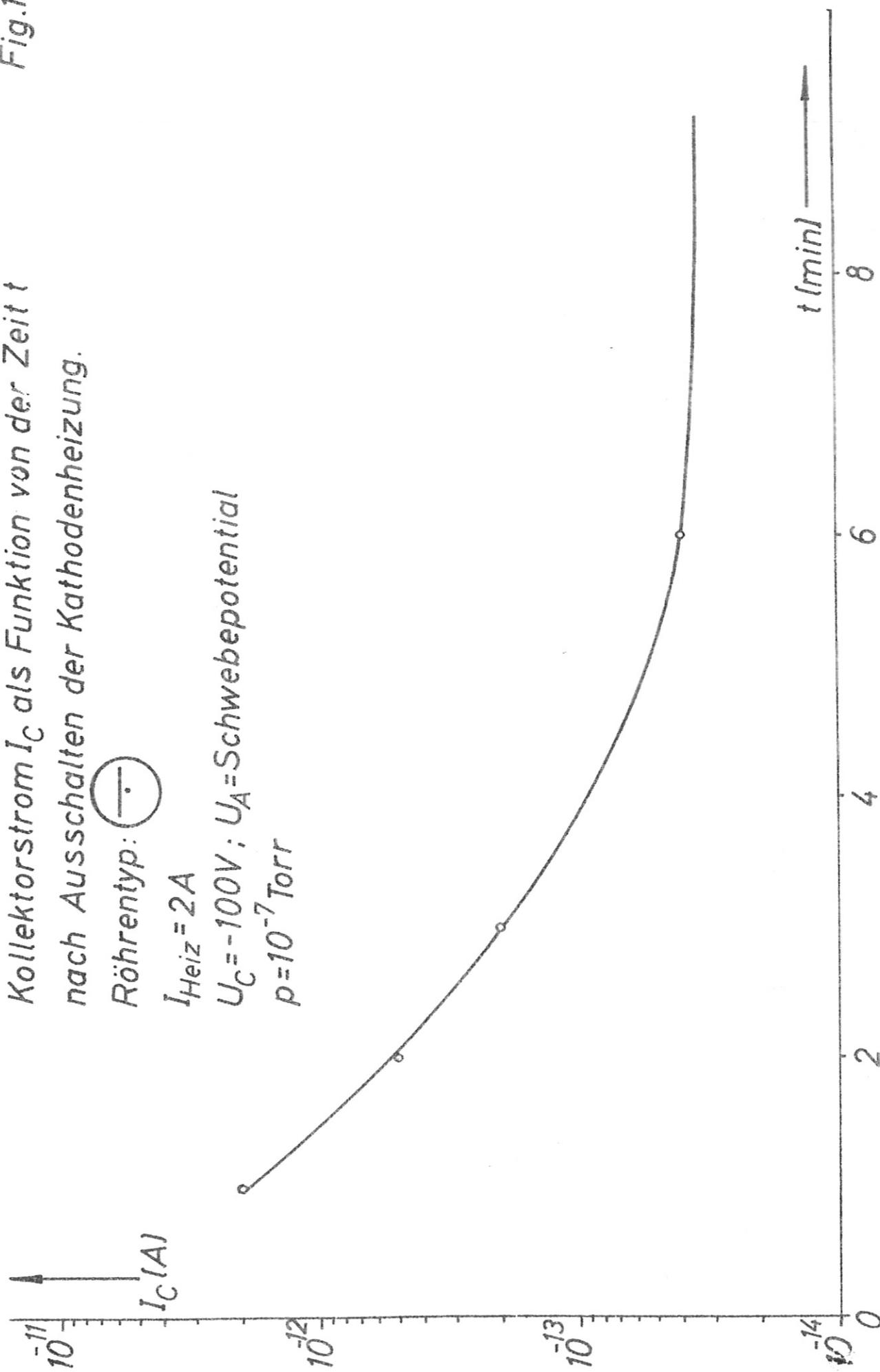
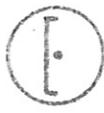


Fig.17

Fig.17

# Abhängigkeit von $J^+/J^-$ vom Druck

Röhrentyp: 

	Gas	$J^-$	Kath.	Anod.	$tg\alpha$
Kurve 1	H <sub>2</sub>	0,1mA	+40V	+100V	1,00
Kurve 2	H <sub>2</sub>	0,1mA	+120V	+160V	0,96

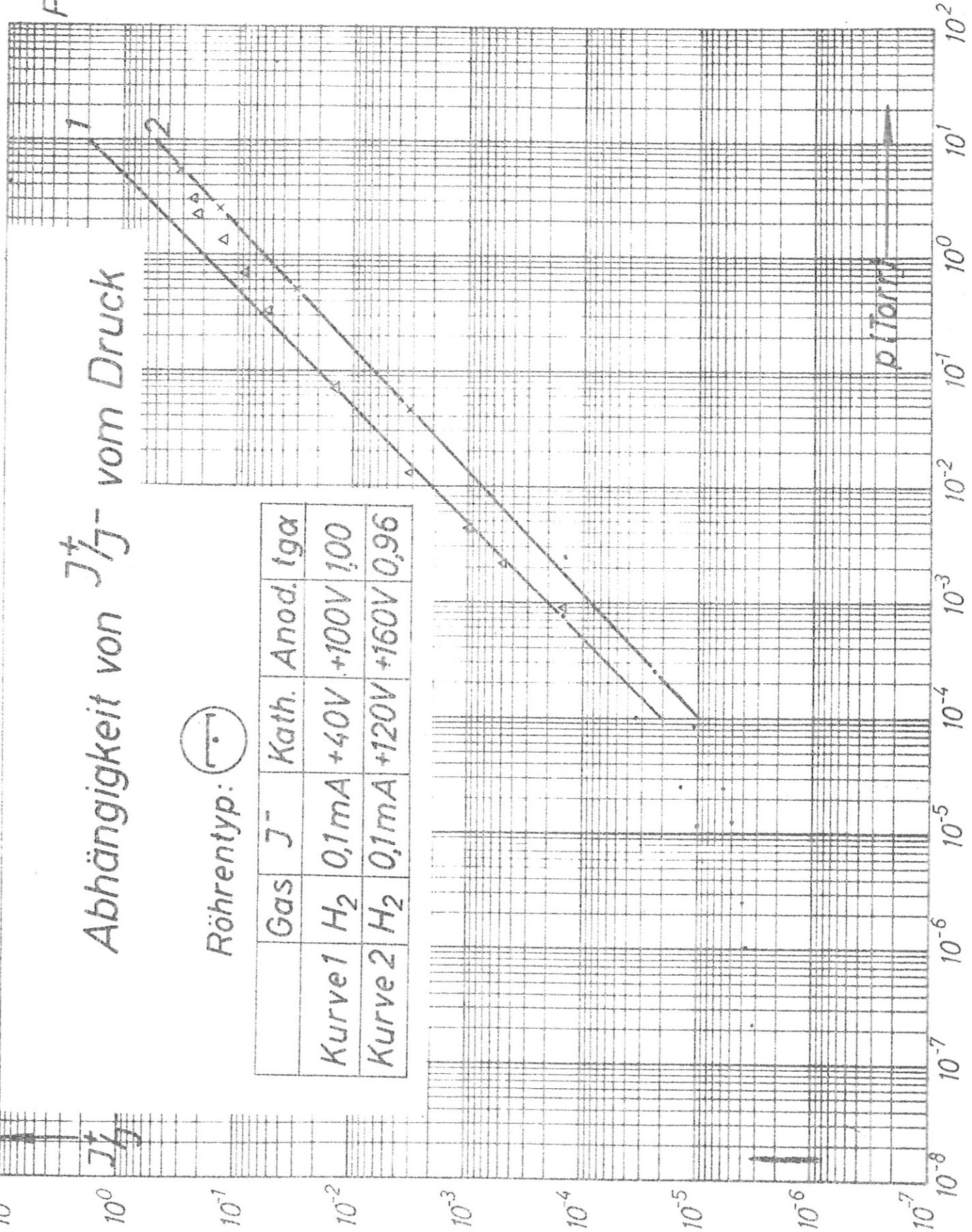


Fig.18

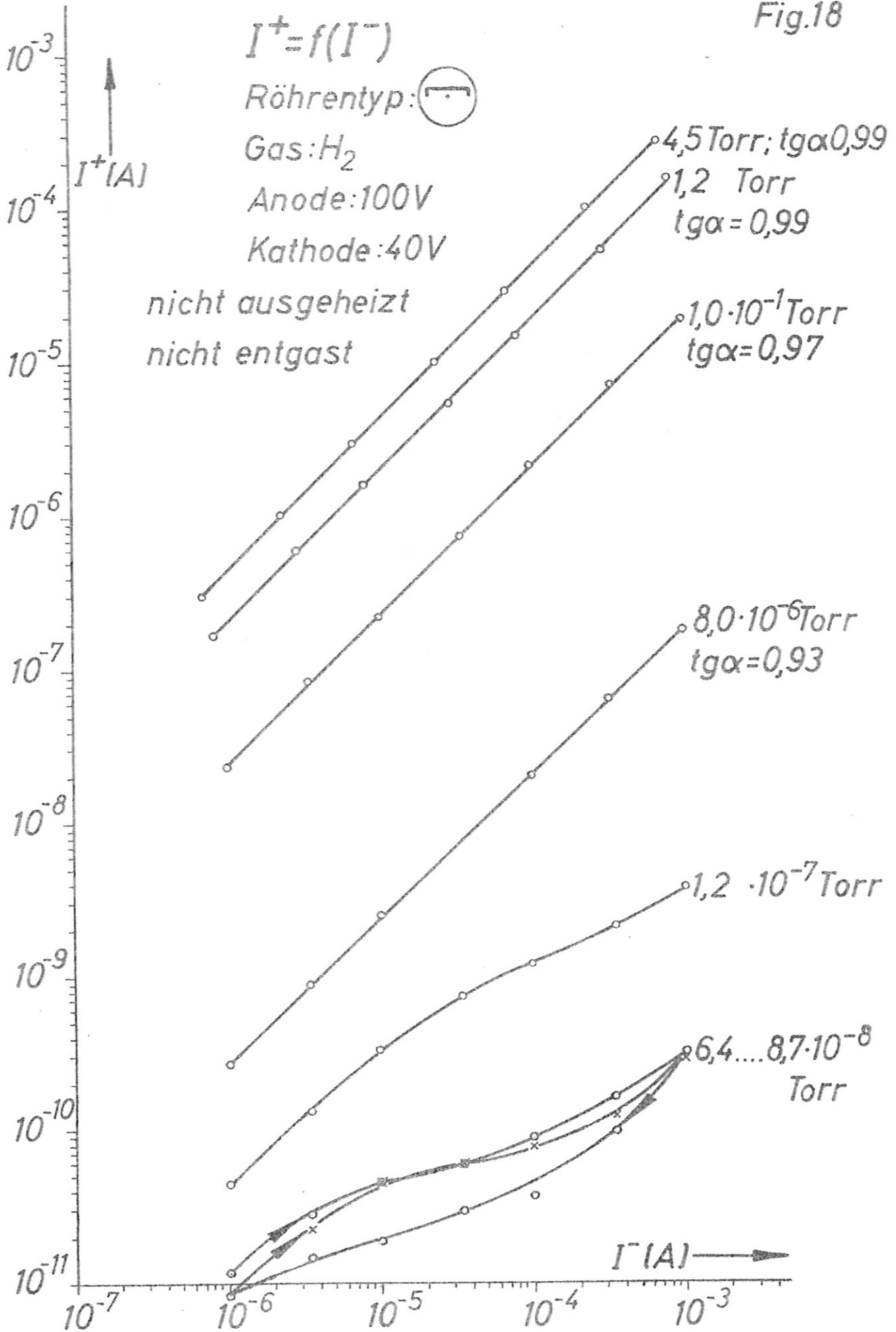


Fig.19

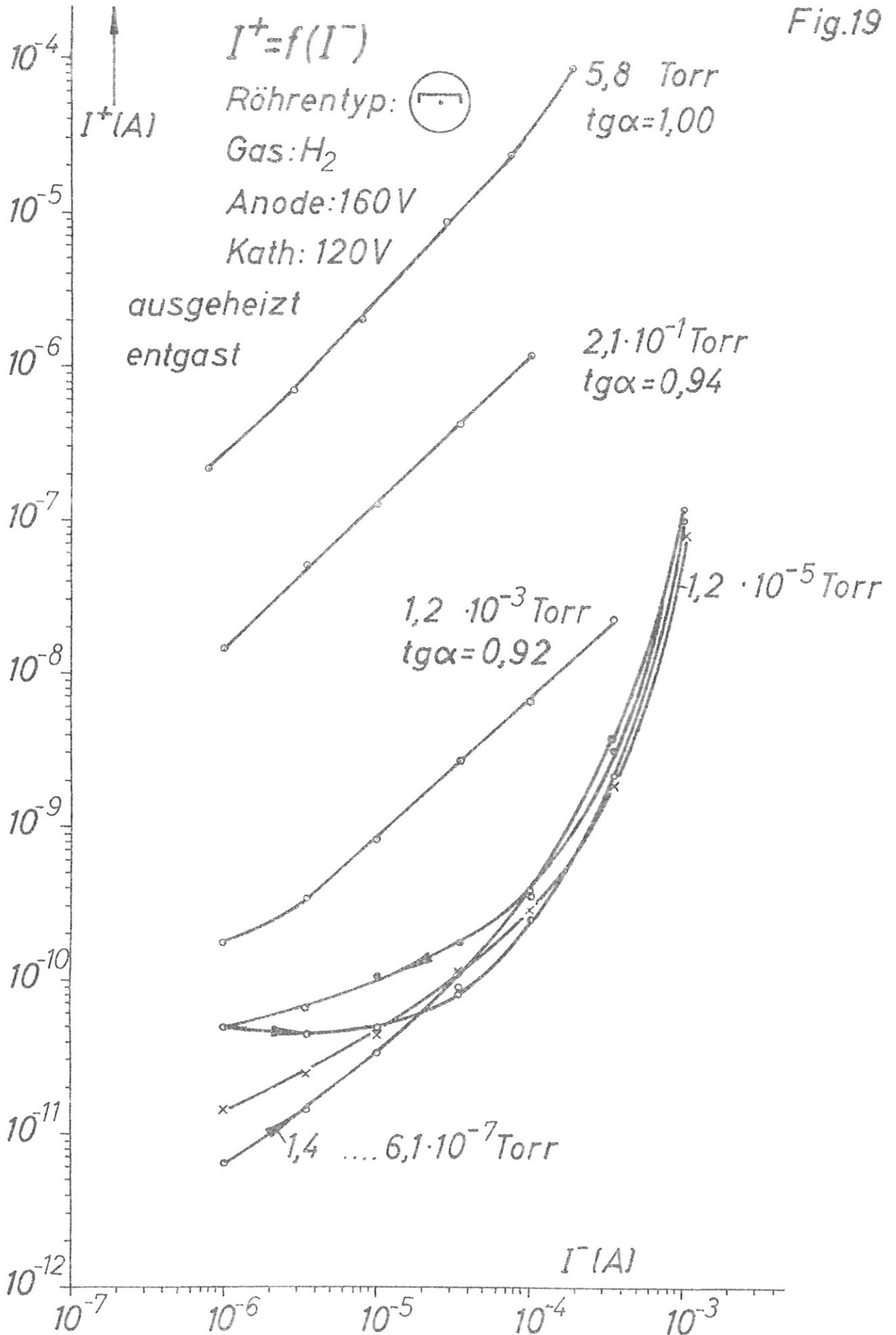
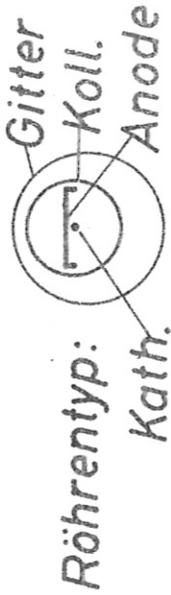


Fig. 20

Fig.20

# Abhängigkeit von $J/J_0$ vom Druck bei verschiedener Spannung am Gitter



	$U_C$	$U_A$	$U_G$
Kurve 1	-100	80V	80V
Kurve 2	-100	80V	-100V

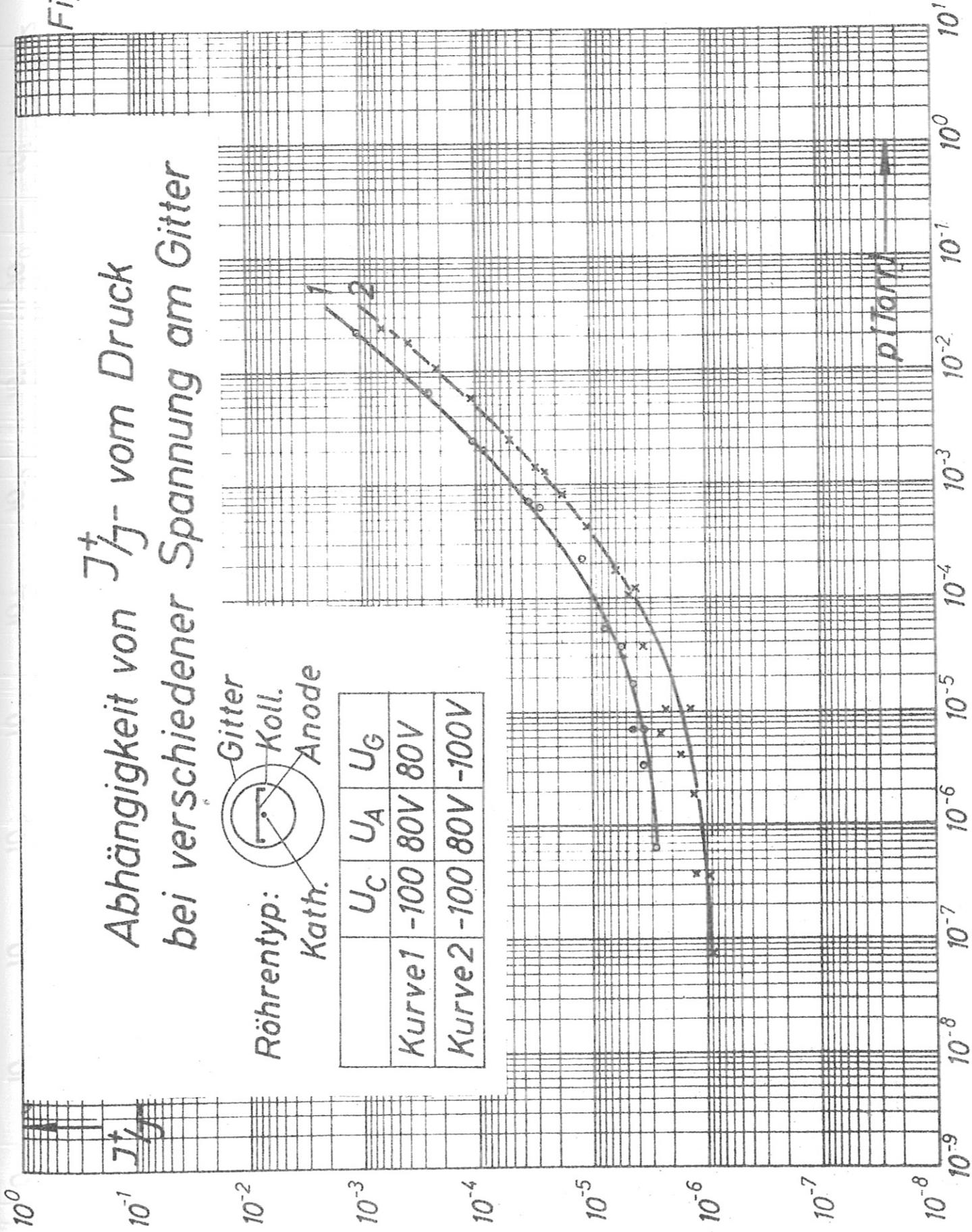
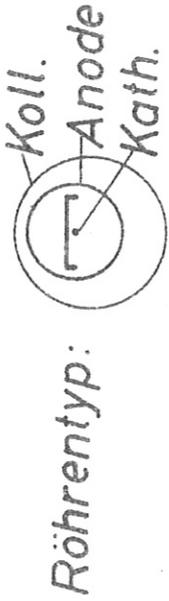


Fig. 21

Fig. 21

Abhängigkeit von  $J^+/J^-$  vom Druck



	Gas	$J^-$	$U_A$	$U_C$
Kurve 1	H <sub>2</sub>	0,1mA	150V	-40V
Kurve 2	H <sub>2</sub>	0,1mA	80V	-100V

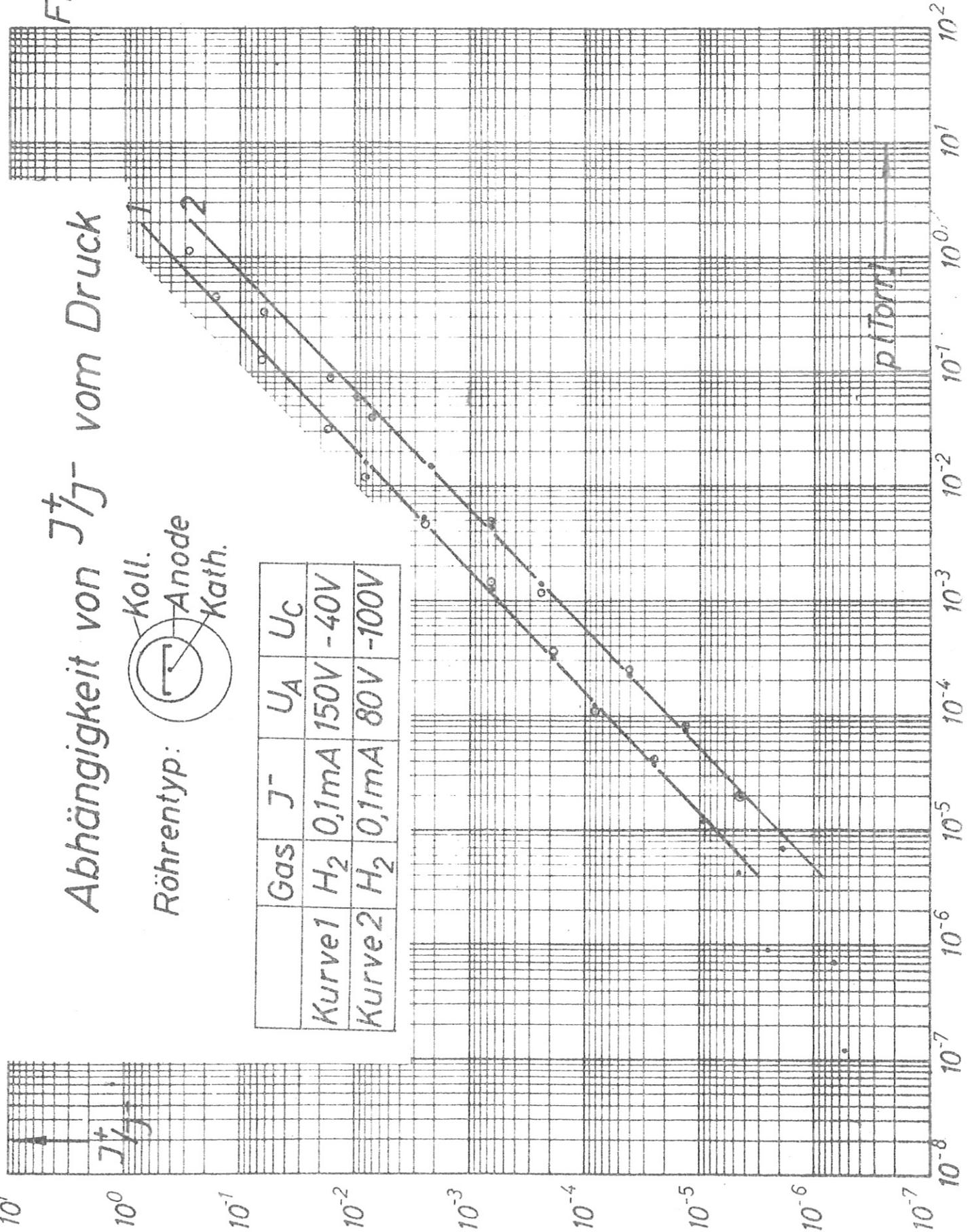


Fig. 22

Fig. 22

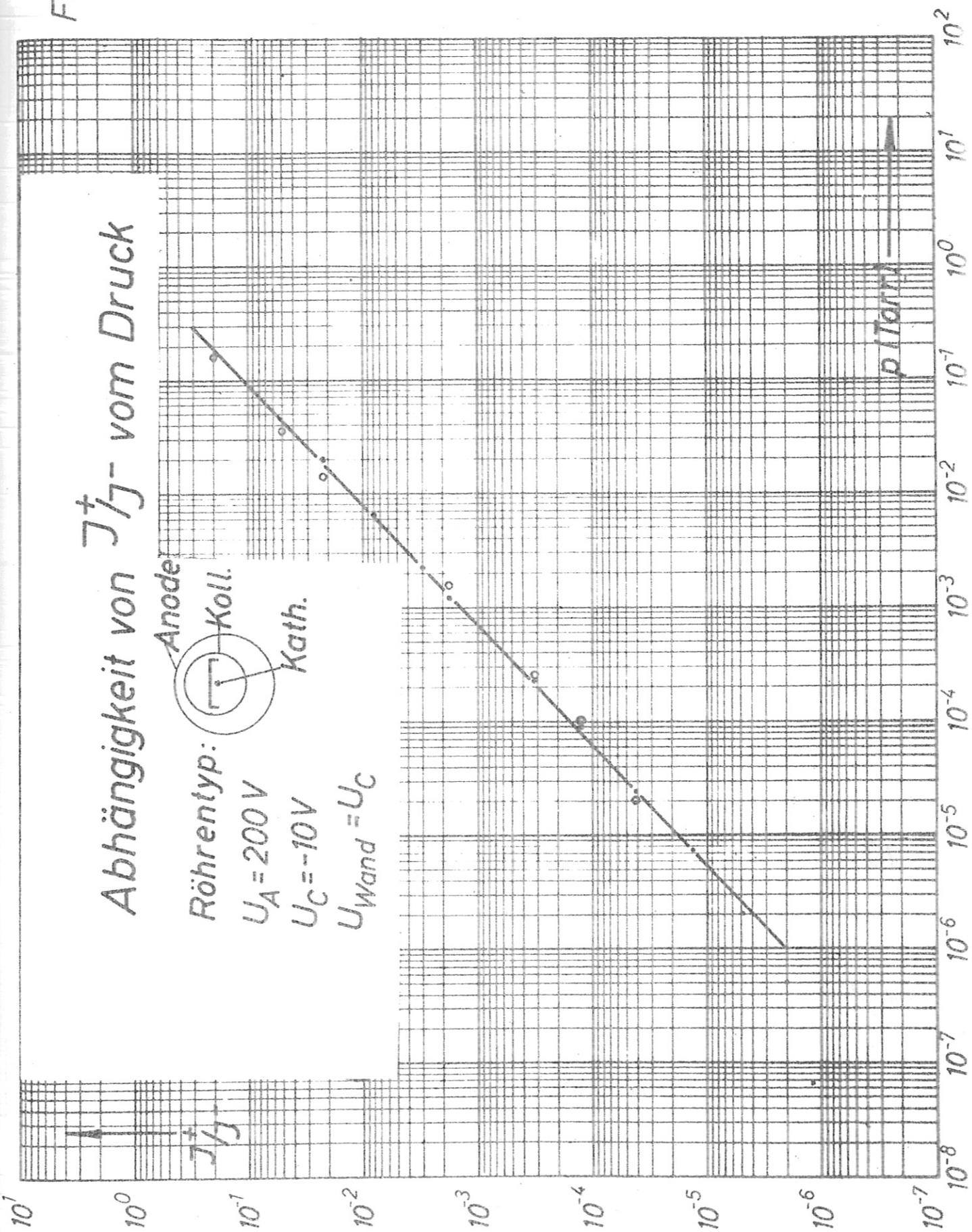
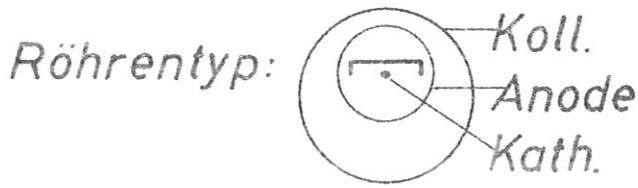


Fig. 23

$$I^+ = f(U_A)$$

$I^-$  nicht konstant



$$p = 5 \cdot 10^{-8} \text{ Torr}$$

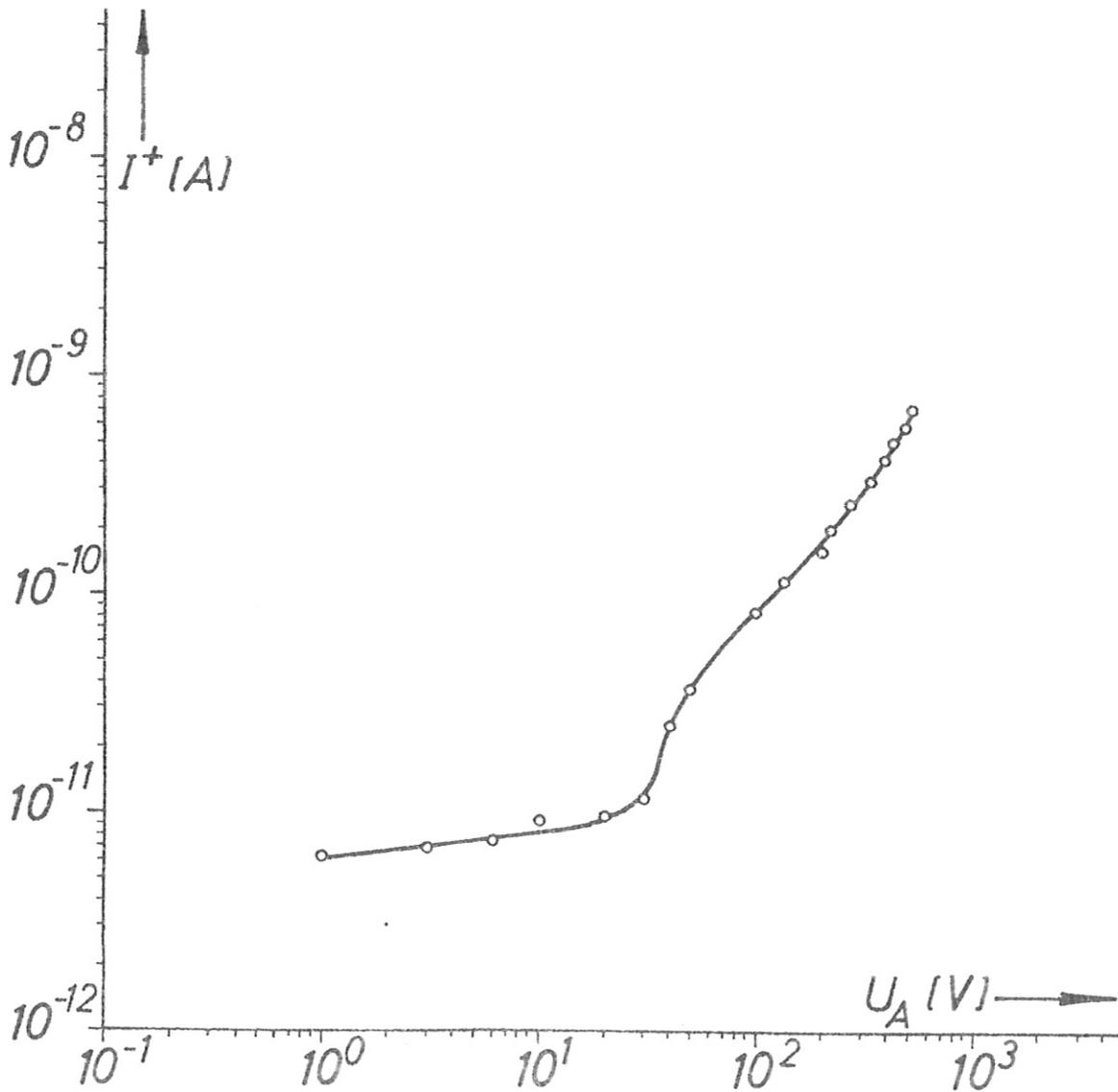


Fig. 24

Abhängigkeit von  $J^+/J^-$  vom Druck

Röhrentyp: ...

	$U_A$	$U_C$	$J^-$
Kurve 1	40V	-120V	0,1mA
Kurve 2	30V	-120V	0,1mA

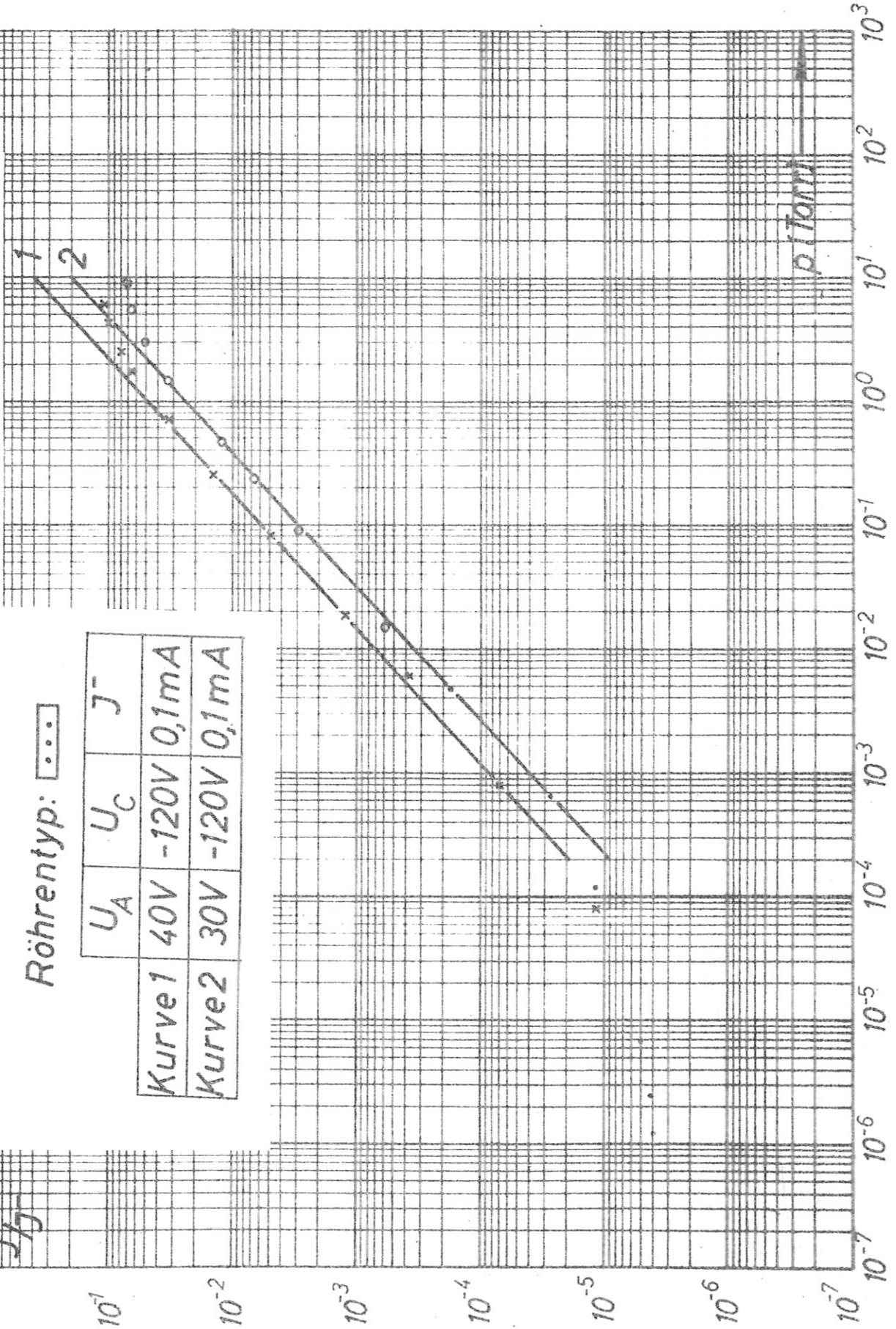


Fig. 24

$$I^- = f(U_A)$$

Fig. 25

Röhrentyp: ...

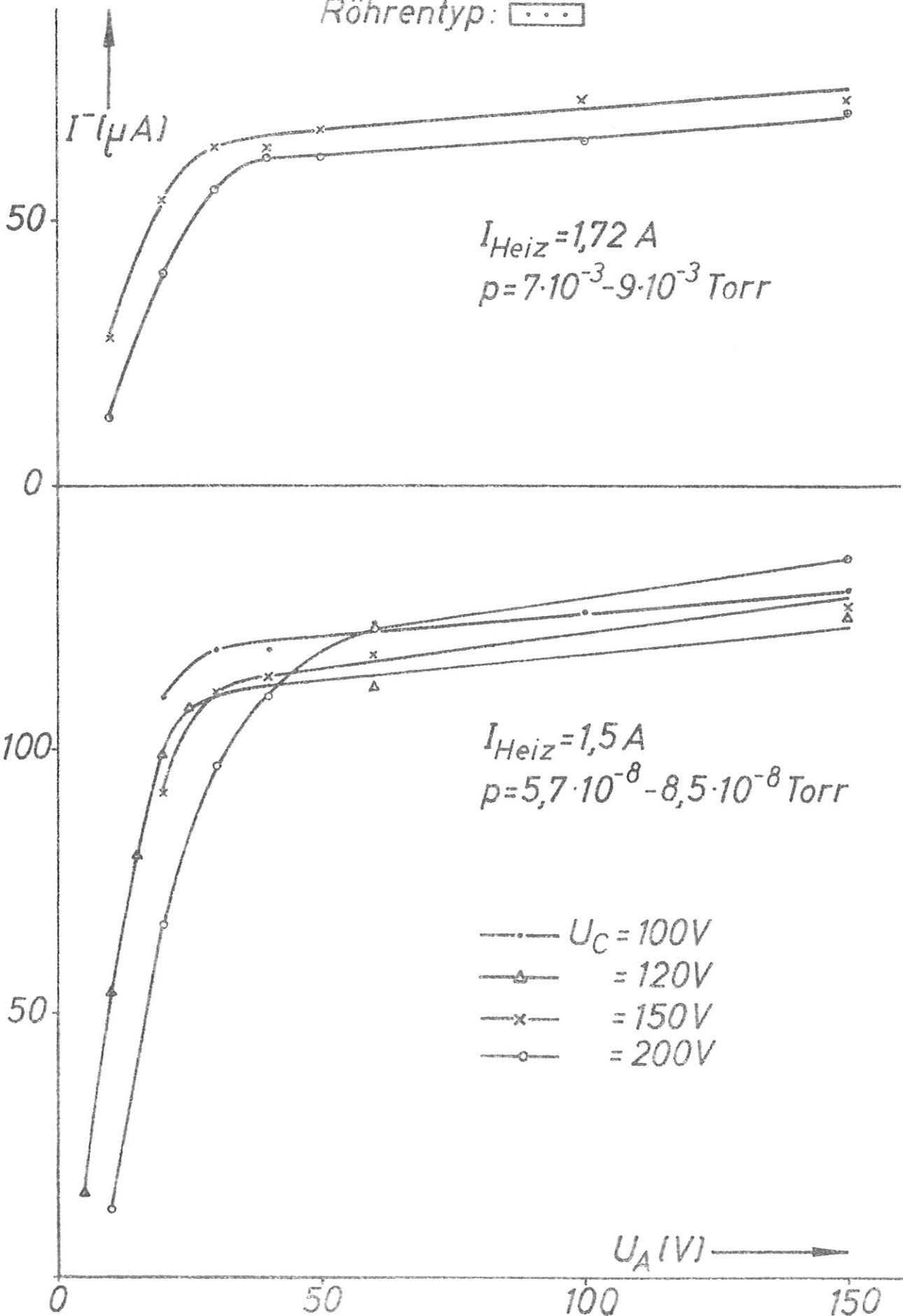


Fig. 26

$$I^- = f(U_A)$$

Röhrentyp: . . .

