Zeitschrift: Helvetica Physica Acta

Band: 18 (1945)

Heft: II

Artikel: Über die Charakteristik der Townsend-Entladung und deren Beeinflussung durch Bestrahlen der Kathode

Autor: Meili, Ernst

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-111600

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 08.08.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Copyright 1945 by Schweizerische Physikalische Gesellschaft.
Société Suisse de Physique. — Società Fisica Svizzera.
Nachdruck verboten. — Tous droits réservés. — Printed in Switzerland.

Über die Charakteristik der Townsend-Entladung und deren Beeinflussung durch Bestrahlen der Kathode

von **Ernst Meili.**

(19. I. 1945.)

Bezeichnungen, Masseinheiten und Definitionen.

	Bezeichn.	Masseinh.
Spannung an den Elektroden	U	Volt
Stromdichte	i	$\mathrm{Acm^{-2}}$
Fremdstromdichte	i_0	$\mathrm{Acm^{-2}}$
Abstand von der Kathode	x	cm
Zeit	t	sek.
Druck	p	Tor
Schlagweite	d	cm
Druck × Schlagweite ($\pi = p \cdot d$)	π	Tor · cm
Feldstärke	E	$\mathrm{Vcm^{-1}}$
Ionisierungskoeffizient der Elektronen (Zahl der durch ein Elektron pro cm in der Feldrichtung erzeugten Ionenpaare)	α	$\mathrm{cm^{-1}}$
Koeffizient der pos. Oberflächenionisation (Zahl der an der Kathode losgelösten Elektronen pro auffallendes Ion)	γ	—
Zündspannung ohne Fremdstrom	U_0	Volt
Differenz Brennspannung-Zündspannung ($\Delta U = U - U_0$)	ΔU	Volt
Zündspannung mit Fremdstrom	U_z	Volt
Zündspannungsabsenkung ($\Delta U_z = U_z - U_0$)	ΔU_z	Volt
Zündstromdichte	i_z	$\mathrm{Acm^{-2}}$
Neigung der Anfangscharakteristik ($\Delta U = -K_1 i$)	K_1	$\mathrm{Vcm^2A^{-1}}$
Konstante der Zündspannungsabsenkung ($\Delta U_z = -K_2\sqrt{i_0}$)	K_2	$\mathrm{VcmA^{-1/2}}$
Konstante des Zündstromes ($i_z = K_3\sqrt{i_0}$)	K_3	$\mathrm{A^{1/2}\,cm^{-1}}$
Ionisierungsanstieg $\left(\mu = \frac{n_k(t+\tau)}{n_k(t)}\right.$; n_k = Zahl der die Kathode verlassenden Elektronen; τ = Dauer eines Ionisierungsspiels$\left.\right)$	μ	—
Elektronenanstieg ($n(x) = n(0)\,S(x)$; n = Zahl der Elektr.)	S	—
Rückwirkung $\left(\Gamma = \frac{\mu}{S}\right)$	Γ	—

Alle nachfolgenden Betrachtungen beziehen sich auf den Fall ebener, paralleler Elektroden.

I. Theoretischer Teil.

1. *Die Townsend'sche Theorie des Durchschlags und die Grenzen ihrer Gültigkeit.*

Die Grundlage unserer Kenntnisse über den Durchschlagsvorgang einer Gasentladung bildet die Theorie von TOWNSEND[63]): Ein von der Kathode zur Anode fliegendes Elektron vermehrt sich durch Stossionisation lawinenartig. Bezeichnen wir mit x den Abstand von der Kathode, mit α die Zahl der ionisierenden Zusammenstösse pro cm und mit n die Zahl der Elektronen/cm³, so gilt nach TOWNSEND unter der Annahme so kleiner Ströme, dass wir das Feld noch als homogen ansehen können, für die Neuerzeugung an der Stelle x:

$$\frac{dn}{dx} = \alpha n. \tag{1}$$

Da die Stossionisation für ein bestimmtes Gas nur von der freien Weglänge und der Weglängespannung abhängt, folgt sofort[13]) [63])

$$\frac{\alpha}{p} = f\left(\frac{E}{p}\right) = f(U, \pi). \tag{2}$$

Verlassen n_0 Elektronen die Kathode, so vermehren sie sich bis zur Anode auf den Betrag n_a:

$$n_a = n_0 \cdot e^{\alpha d} \tag{3}$$

Neben der Erzeugung von Elektronen und pos. Ionen durch Stossionisation entstehen noch andere Stossprodukte, so angeregte Atome, und zwar mit normaler Anregung, wobei das Atom innert kürzester Zeit (Grössenordnung 10^{-8} sec.) unter Aussendung eines Lichtquants wieder in seinen Grundzustand zurückfällt oder mit metastabiler Anregung, wobei das Atom längere Zeit (Grössenordnung 10^{-1} sec.) im angeregten Zustand verweilen kann[27]).

Der beschriebene Vorgang der Elektronenionisierung kann auf Grund der heutigen Kenntnisse für Entladungen mit nicht zu grossen Werten von π als gesichert angesehen werden. Doch genügt er allein nicht für das Zustandekommen einer selbständigen Gasentladung. Soll die durch eine Elektronenlawine eingeleitete Entladung weiter bestehen, so müssen dauernd Elektronen nachgeliefert werden.

Sehen wir von einer Fremdelektronenerzeugung (Glühkathode, photoelektrisch ausgelöste Elektronen usw.) ab, so bleibt die Entladung nur bestehen, wenn zufolge einer Rückwirkung der Lawinenprodukte dauernd neue Elektronen erzeugt werden. TOWNSEND

nahm an, dass die Rückwirkung in der Stossionisation der positiven Ionen bestehe. Diese Auffassung konnte sich nicht halten und HOLST & OOSTERHUIS[28]) schrieben die Rückwirkung der Loslösung von Elektronen durch Aufprall positiver Ionen auf die Kathode zu. Bezeichnen wir den Ausbeutefaktor mit γ, so geht Gl. (3) unter Berücksichtigung der Rückwirkung über in[13])

$$n_a = n_0 \frac{e^{\alpha d}}{1-\gamma(e^{\alpha d}-1)}. \tag{4}$$

Ausser den erwähnten Rückwirkungsarten ist schon früh die Möglichkeit anderer Prozesse in Erwägung gezogen worden, so die Loslösung von Elektronen an der Kathode oder im Gas durch Entladungsphotonen, ferner die Befreiung von Elektronen an der Kathode beim Auftreffen metastabiler Atome. Nach dem heutigen Stand der Forschung weiss man, dass all die erwähnten Rückwirkungen auftreten können und dass je nach Gas und Wahl der Entladungsparameter die eine oder andere Rückwirkungsart vorherrscht. In neuerer Zeit ist vor allem die lichtelektrische Rückwirkung immer mehr in den Vordergrund getreten[32]).

Das Charakteristische all der in Betracht gezogenen Fälle ist:

1. Das elektrische Feld ist bestimmt durch die geometrischen Abmessungen und die angelegte Spannung.

2. Die Stossionisation durch Elektronen ist eine Funktion des Feldes.

3. Die Rückwirkung ist dem Elektronenstrom proportional und ebenfalls eine Funktion des Feldes.

Das Resultat dieser Voraussetzungen ist, dass ein durch einmalige Zufallselektronen ausgelöster Strom je nach Grösse der angelegten Spannung abklingt, bestehen bleibt oder ansteigt. Die Bedingung der Gleichgewichtsentladung ist somit nur eine Funktion der Elektrodenspannung.

Bei dauernder Fremdstromerzeugung resultiert unterhalb der Gleichgewichtsspannung eine Verstärkung nach Gl. (4), welche mit Erreichen der Gleichgewichtsspannung den Wert ∞ annimmt. Fig. 1 zeigt den schematischen Verlauf der Strom-Spannungscharakteristik der Gleichgewichtsentladung ohne und mit Fremdelektronenerzeugung.

Naturgemäss verliert die Theorie ihre Zuständigkeit bei grösseren Stromdichten, da dann die Bedingung der Raumladungsfreiheit nicht mehr erfüllt ist. Es wurde aber schon früh erkannt, dass auch bei sehr kleinen Stromdichten die Townsend'sche Theorie die ex-

perimentellen Ergebnisse nicht zu erfassen vermag; weder mit noch ohne Fremdbestrahlung. Die offensichtliche Schwäche der Theorie besteht in der Vernachlässigung des Einflusses des Entladungsstromes, oder allgemeiner ausgedrückt, der Entladungsprodukte. Dabei sind grundsätzlich zwei verschiedene Auswirkungen in Betracht zu ziehen: Erstens die Verzerrung des Feldes durch die Ladungsträger (Raumladung), zweitens die gegenseitige Beeinflussung der Entladungsprodukte (Stufenprozesse, Stösse zweiter Art).

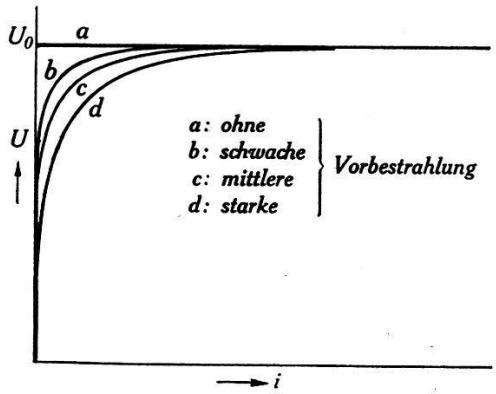

Fig. 1.
Schema der Strom-Spannungscharakteristik nach der Townsend'schen Theorie ohne und mit Vorbestrahlung.

2. *Übersicht über die bisherigen theoretischen Erweiterungen der Townsend'schen Theorie. Die Wurzelgesetze*[51]).

Der Einfluss der Raumladung auf die integrale Elektronenionisierung wurde von Rogowski[43]) theoretisch untersucht. Es ist leicht einzusehen, dass sich das Integral $\int_0^d \alpha ds$ in erster Näherung bei verzerrtem Feld nicht ändert und erst bei Berücksichtigung der quadratischen Glieder von der Raumladung abhängig wird.

v. Engel & Steenbeck[13]) leiteten daraus eine parabolische Anfangscharakteristik ab von der Form

$$\Delta U = \text{const. } i^2 \tag{5}$$

(steigende oder fallende Anfangscharakteristik)

Im Falle einer fallenden Anfangscharakteristik folgt daraus eine Erniedrigung der Zündspannung bei Vorbestrahlung von der Form

$$-\Delta U_z = \text{const. } i_0^{2/3}. \tag{6}$$

Eine Überprüfung der Theorie anhand von experimentellen Ergeb-

nissen war damals noch nicht möglich. Erst in den Jahren ab 1935, angeregt durch die theoretischen Untersuchungen von ROGOWSKI, FUCKS, WALLRAFF und SCHADE[16] [44] [46] [47] [53], trat das Problem mehr in den Vordergrund der Gasentladungsforschung. Ausgangspunkt der theoretischen Untersuchungen war dabei die Annahme, dass die durch Raumladung auftretende Änderung der Kathodenfeldstärke einen Einfluss auf die positive Oberflächenionisation ausübe, indem γ als Funktion der Feldstärke angesetzt wurde.

Unter der Voraussetzung nicht zu starker Bestrahlung führte die Rechnung zu folgenden vier Aussagen*) (Wurzelgesetze):

1. Ohne Fremdstrom ($i_0 \to 0$) fällt die Spannung nach Überschreiten des Durchschlags proportional dem Strom i ab:

$$-\Delta U = K_1 \cdot i \tag{7}$$

2. Die Durchschlagsspannung sinkt proportional der Wurzel aus dem Fremdstrom ab:

$$-\Delta U_z = K_2 \sqrt{i_0} \tag{8}$$

3. Der Zündstrom steigt proportional der Wurzel aus dem Fremdstrom:

$$i_z = K_3 \sqrt{i_0} \quad \text{wobei} \quad K_3 = \frac{K_2}{2 K_1} \tag{9}$$

4. Die Strom-Spannungscharakteristik besteht in der Umgebung des Durchschlagspunktes aus einem Stück einer Hyperbel (steigende und fallende Charakteristik).

$$i = -\frac{\Delta U}{2 K_1} \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta U}{K_2}\right)^2 - i_0} \tag{10}$$

Gl. (10) ist die allgemeinste aus der sich Gl. (7—9) ableiten lassen.

Fig. 2 veranschaulicht die in Gl. (7—10) enthaltenen Gesetzmässigkeiten.

Die experimentelle Prüfung der Theorie ergab weitgehende Übereinstimmung in bezug auf die funktionellen Zusammenhänge zwischen Strom, Spannung und Fremdstrom. Dagegen zeigten sich gewisse Widersprüche sowohl in den numerischen Werten der Konstanten als auch in ihrer Abhängigkeit von Druck und Schlagweite (vergl. Abschn. 5).

SCHADE[54]) liess daher die Annahme des Raumladungseinflusses fallen und zeigte, dass die Berücksichtigung der gegenseitigen Beeinflussungen der Entladungsprodukte ebenfall zu den Wurzelgesetzen (7—10) führt, jedoch mit anderer Bedeutung der

*) Die Bedeutung der Konstanten entspricht derjenigen bei SCHADE[53]), ROGOWSKI traf eine etwas andere Festlegung.

Konstanten. Er erweiterte dazu das Ionisierungsgesetz (1) durch ein quadratisches Glied:

$$\frac{dn}{dx} = \alpha n + \sigma n^2. \tag{11}$$

Als wirksame derartige Stufenprozesse zog er in erster Linie Ionisierung durch Zusammenstoss der langlebigen metastabilen Atome (m. A.) in Erwägung. Diese Theorie ist aber im wesentlichen auf Edelgase beschränkt, da in unedlen Gasen die m. A. keine ausschlaggebende Rolle spielen können[32]). Rogowski betrachtet den Ansatz von Schade (Gl. 11) als unzutreffend für die Beschreibung

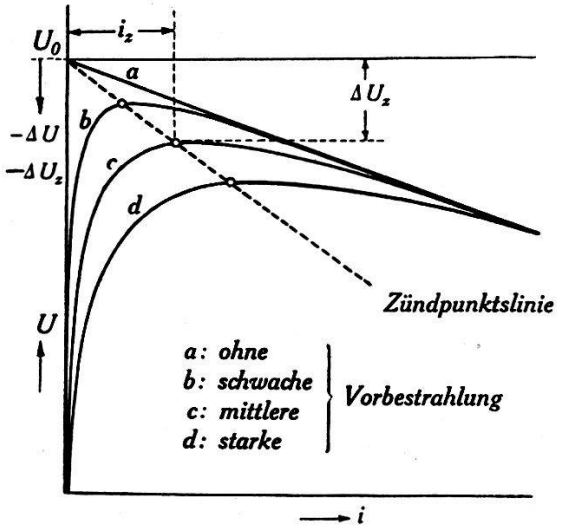

Fig. 2.

Schema der Strom-Spannungscharakteristik bei Stromdichtebegünstigung ohne und mit Vorbestrahlung. Die Bestrahlungsstärken der Kurven *b*, *c*, *d* verhalten sich wie 1 : 4 : 9. Die Zündpunktsgerade hat die doppelte Neigung der Geraden *a*.

der Zusammenstösse m. A. und verfeinerte die Schade'sche Theorie durch Berücksichtigung der Diffusion[50]). Ferner wies Rogowski[48]) nach, dass jede „quadratische Eigenerregung" zu den Wurzelgesetzen führt. Einen bemerkenswerten Beitrag zur Theorie leistete Rogowski auch durch den Nachweis[49]), dass unter der Annahme rein lichtelektrischer Rückwirkung die Wurzelgesetze ebenfalls hergeleitet werden können, indem der Änderung der Anregungsfunktion durch die Feldverzerrung Rechnung getragen wird. Auch kann gezeigt werden[51]), dass die integrale Elektronenionisierung bei genauer Rechnung schon in erster Näherung durch die Raumladung beeinflusst wird, nämlich dann, wenn die Geschwindigkeit der Elektronen an der Stelle x nicht aus der Feldstärke an dieser Stelle berechnet wird, sondern wenn, gemäss Rechnungen von Compton und Morse[10]), die Anlauffeldstärke berücksichtigt wird.

Alle die erwähnten Erweiterungen mögen bei relativ kleinen Werten von $p \cdot d$ ihre Berechtigung haben. Eine besondere Stellung

nehmen jedoch die Durchschlagsphänomene bei grössern Werten von π ein ($\pi > 200$ tor cm). Auf Grund der kurzen Durchbruchszeiten 10^{-7}—10^{-8} sec.) weiss man schon lange, dass ein Entladungsaufbau im Sinne von TOWNSEND[63]) oder HOLST & OOSTERHUIS[28]) nicht möglich sein kann. Die kurzen Zeiten lassen sich nicht einmal durch lichtelektrische Rückwirkung an der Kathode erklären. Erst der neueren Forschung, namentlich auf Grund von Untersuchungen in der Nebelkammer durch FLEGLER, RAETHER, RIEMANN u. a.[14]) [40]) [42]) ist es gelungen, eine befriedigende Klärung dieses Durchbruchmechanismus herbeizuführen. Er ist charakterisiert durch eine starke Feldverzerrung im Kopf der ersten Lawine, verbunden mit einer gasionisierenden Strahlung, die ein rasches Vorwachsen eines hochionisierten Entladungskanals bewirkt, zuerst anodengerichtet, dann auch rücklaufend zur Kathode. So erklärt sich das enorm rasche Vorwachsen des Kanals, das z. T. schneller als die Elektronengeschwindigkeit ist. Ein derartiger „Einlawinendurchbruch" hat natürlich mit dem Townsend-Aufbau wenig gemeinsam, da es sich nicht um einen sukzessiven Aufschaukelmechanismus zwischen Elektronenlawine und Rückwirkung handelt und da er im wesentlichen nur von Vorgängen im Gas und nicht von solchen an der Kathode abhängt[34]). Erst in neuerer Zeit wurde dieser „Kanalaufbau" theoretisch von LOEB und MEEK[33]) [35]) behandelt, wobei auch das Problem der Zündspannungserniedrigung durch Fremdbestrahlung vom Standpunkt der „Kanalentladung" aus behandelt wird. Diese Untersuchungen stehen daher nicht in unmittelbarem Zusammenhang mit unsern nachfolgenden Betrachtungen.

3. *Verallgemeinerung der Theorie.*

a) *Ableitung der Wurzelgesetze.* In den erwähnten Erweiterungen der Townsend'schen Theorie wurde, ausgehend von verschiedenen physikalischen Vorstellungen deren Auswirkung auf die Entladung berechnet; so der Einfluss der Feldverzerrung auf die positive Oberflächenionisierung, auf die Elektronenionisierung, auf die lichtelektrische Rückwirkung, Berücksichtigung von Stufenprozessen usw. Wir wollen im folgenden von konkreten physikalischen Vorstellungen vorerst Abstand nehmen und eine Erweiterung der Theorie durchführen, welche vom physikalischen Ablauf weitgehend unabhängig ist und welche das Wesentliche aller bisherigen Theorien in sich schliesst.

Die wesentliche Beschränkung der Townsend'schen Theorie liegt im Ansatz, dass sowohl die Ionisierung wie die Rückwirkungsfunktion *reine Funktionen der Spannung* sind und somit die Gleich-

gewichtsbedingung nur die Spannung (und gegebenenfalls die Fremdstromdichte) enthalten kann. Die logische Erweiterung besteht nun im Ansatz einer Abhängigkeit der Ionisierungsfunktionen, nicht nur von der Spannung, sondern auch von der zweiten von aussen messbaren Grösse, von der Stromdichte i. Wir folgen vorerst, unter Einführung der Funktion des Ionisierungsanstieges μ, einem Gedankengang von Rogowski[51]). μ ist definiert als Verhältnis der Zahl der gebildeten Rückwirkungselektronen an der Kathode nach einem vollständigen Ionisierungsspiel $n_k(t+\tau)$, bezogen auf die Zahl der Ausgangselektronen $n_k(t)$, d. h.

$$\mu = \frac{n_k(t+\tau)}{n_k(t)} = \frac{i(t+\tau)}{i(t)} \quad *) \tag{12}$$

τ = Dauer eines vollständigen Ionisierungsspiels.

Mit dieser Funktion lautet die für uns wichtige Bedingung der *Gleichgewichtsentladung* ohne Fremdstrom: $\mu = 1$. Wir betrachten nun μ nicht nur als eine Funktion der Spannung, sondern auch noch als eine Funktion der Stromdichte und schreiben

$$\mu(U, i) = 1 \,. \tag{13}$$

Wir entwickeln μ in der Umgebung des Durchschlagspunktes, wobei der Wert im Durchschlagspunkt μ_0 sei:

$$\mu = \mu_0 + \frac{\partial \mu}{\partial i}\, i + \frac{\partial \mu}{\partial U}\, \Delta U = 1 \,. \tag{14}$$

Wir haben dabei an Stelle von Δi i gesetzt, da wir von $i = 0$, dem Einsatzpunkt der selbständigen Entladung ausgehen. Wegen $\mu_0 = 1$ folgt aus Gl. (14) mit den Abkürzungen

$$\frac{\partial \mu}{\partial i} = a\,; \qquad \frac{\partial \mu}{\partial U} = b\,; \qquad \text{bzw. } \frac{a}{b} = K_1 \tag{15}$$

als Anfangscharakteristik:

$$-\Delta U = \frac{a}{b}\, i = K_1 \cdot i \,. \tag{16}$$

Soweit die Darstellung von Rogowski. Sie ist eigentlich trivial und bedeutet nichts anderes, als dass $U(i)$ in der Umgebung des Durchschlagspunktes ein Stück weit durch eine Gerade (Tan-

*) Diese Definition sowie die nachfolgenden Betrachtungen sind nur dann sinnvoll, wenn es sich um den stationären Fall oder einen Zustand der nicht weit davon entfernt ist, handelt, d. h. wo U und i über die Dauer eines Ionisierungsspiels als praktisch konstant angesehen werden können. Da wir schlussendlich immer nach der Gleichgewichtsentladung fragen, ist der Ansatz aber sicher zulässig.

gente) dargestellt werden kann. Dabei ist das Vorzeichen von K_1 noch offen. Rogowski hat an dieser Stelle $\frac{\partial \mu}{\partial i}$ und $\frac{\partial \mu}{\partial U}$ auf Grund physikalischer Vorstellungen explizite berechnet und anschliessend den Einfluss von Fremdstrom berücksichtigt. Wir bleiben hier bei der allgemeinen Darstellung und benötigen zur Berechnung des Einflusses der *Bestrahlung* als einzige Voraussetzung die Existenz einer lawinenartigen Vermehrung der Elektronen auf dem Weg zur Anode sowie einer vom Elektronenstrom abhängigen Rückwirkung an der Kathode, d. h. wir setzen μ an in der Form

$$\mu = S \cdot \Gamma \tag{17}$$

wobei S die Vervielfachung eines die Kathode verlassenden Elektrons auf dem Wege zur Anode angeben soll, während Γ ein Mass für die Rückwirkung ist und formell durch Gl. (17) definiert ist*).

Wir bilden die Bilanz an der Kathode. Pro Zeiteinheit verlassen n_k Elektronen die Kathode. Am Ende eines Ionisierungsspiels resultieren daraus an der Kathode $n_k \cdot \mu$ Elektronen. Pro sec. verlassen ferner ständig n_0 Fremdelektronen die Kathode. Die Gleichgewichtsbedingung lautet daher

$$n_k \mu + n_0 = n_k \,. \tag{18}$$

Nun ist der Gesamtstrom nicht gleich dem Elektronenstrom n_k an der Kathode, sondern gleich dem Elektronenstrom an der Anode, welcher nach Definition um den Faktor S grösser ist. Durch Multiplikation mit S folgt aus (18)

$$n_k \cdot \mu \cdot S + n_0 S = n_k S \tag{19}$$

oder

$$i \mu + i_0 S = i \,. \tag{20}$$

Gl. (20) stellt bei bekannten Funktionen $\mu(U, i)$ und $S(U, i)$ die allgemeine Form der Strom-Spannungscharakteristik mit Fremdstrom dar. Um über das Gebiet der Anfangscharakteristik Näheres aussagen zu können, wollen wir wieder die Entwicklung in der Umgebung des Durchschlagspunktes durchführen. Beschränken wir uns dabei auf so schwache Fremdbestrahlung, dass $i_0 S \ll i$ ist, so können wir auf die Entwicklung von S verzichten und an

*) Durch diese Annahme schliessen wir den Fall der Kanalentladung (bei grossen Werten von $p \cdot d$) aus.

Stelle von S den Wert S_0 im Durchschlagspunkt einsetzen. Mit den Abkürzungen Gl. (15) folgt aus Gl. (20)

$$i(\mu_0 + a i + b \Delta U) + i_0 S_0 - i = 0 \tag{21}$$

da $\mu_0 = 1$

$$a i^2 + b \Delta U i + i_0 S_0 = 0 \tag{22}$$

Damit erhalten wir die Charakteristik in expliziter Form:

$$\Delta U = - \frac{a i^2 + i_0 S_0}{b i} \tag{23}$$

oder

$$i = \frac{-b \Delta U \pm \sqrt{b^2 \Delta U^2 - 4 a i_0 S_0}}{2 a} . \tag{24}$$

Im Grenzfall $i_0 \to 0$ geht Gl. (23) über in $- \Delta U = \frac{a}{b} i$, was mit Gl. (16) identisch ist.

Wir haben 3 Fälle zu unterscheiden:

$\frac{a}{b} < 0$: *steigende Anfangscharakteristik.* In Fig. 3 sind die

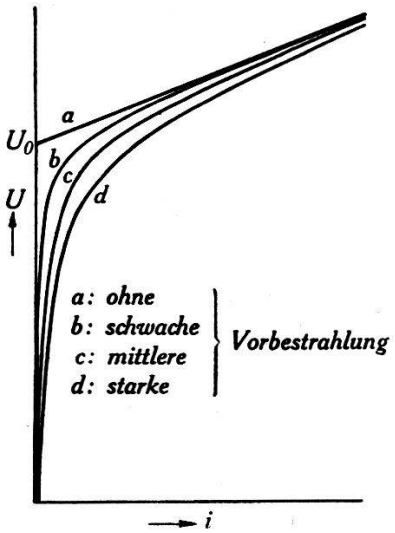

Fig. 3.
Schema der Stromspannungscharakteristik ohne und mit Vorbestrahlung bei steigender Anfangscharakteristik.

Strom-Spannungscharakteristiken für verschiedene Bestrahlungsstärken schematisch dargestellt. Für $i_0 = 0$ ist der Einsatzpunkt der selbständigen Entladung (Anfangsspannung) definiert, wogegen bei Bestrahlung dieser Punkt nicht mehr bestimmt ist. Es findet im Gebiete der Townsend-Entladung kein eigentlicher Durchbruch mehr statt. Dieser vollzieht sich erst bei grösseren Stromdichten, für die unsere Darstellung ihre Gültigkeit verliert.

$\frac{a}{b} > 0$: *linear fallende Anfangscharakteristik.* Der schematische Verlauf für verschiedene Bestrahlungsstärken wurde bereits in Fig. 2 dargestellt.

Der Durchschlagspunkt ist jeweils der Scheitel der Hyperbel; er berechnet sich am einfachsten durch Nullsetzen der Wurzel in Gl. (24) (Doppelwurzel).

Es folgt dann für die Zündspannungsabsenkung:

$$-\Delta U_z = \frac{2\sqrt{a S_0}}{b} \sqrt{i_0} = K_2 \sqrt{i_0} \tag{25}$$

und für den Zündstrom:

$$i_z = \sqrt{\frac{S_0}{a}} \sqrt{i_0} = K_3 \sqrt{i_0} \tag{26}$$

mit der Relation

$$K_3 = \frac{K_2}{2 K_1} \cdot \tag{27}$$

Ferner ist

$$\frac{\Delta U_z}{i_z} = -\frac{2a}{b}\,; \quad \text{oder} \quad -\Delta U_z = 2 K_1 \cdot i_z \tag{28}$$

d. h. die Scheitel der Hyperbeln (Zündpunkte) liegen auf einer Geraden, welche die doppelte Neigung der fremdstromfreien Anfangscharakteristik aufweist. Wir bezeichnen diesen geometrischen Ort im folgenden als *Zündpunktslinie.*

Damit ist die gewünschte allgemeine Darstellung durchgeführt: Wir haben genau die als „Wurzelgesetze" bekannten Beziehungen gefunden.

$\frac{a}{b} = 0$: *horizontale Anfangscharakteristik* (Fall der reinen Townsend'schen Theorie). In diesem Fall ist es nicht zulässig, die Entwicklung von μ nach dem ersten Glied abzubrechen, wir müssen mindestens noch das quadratische Glied von i berücksichtigen, d. h.:

$$\mu = \mu_0 + \frac{\partial^2 \mu}{\partial i^2} i^2 + \frac{\partial \mu}{\partial U} \Delta U = \mu_0 + a_1 i^2 + b \Delta U = 1\,. \tag{29}$$

Daraus folgt als Anfangscharakteristik

$$-\Delta U = \frac{a_1}{b} i^2 \tag{30}$$

und an Stelle von Gl. (22) tritt

$$a_1 i^3 + b \Delta U i + i_0 S_0 = 0\,. \tag{31}$$

Aus der Cardan'schen Formel lässt sich in einfacher Weise der Scheitel der Kurve bestimmen (Doppelwurzel). Es gilt dort

$$\frac{b^3 \Delta U^3}{27\, a_1^3} + \frac{i_0^2\, S_0^2}{4\, a_1^2} = 0 \tag{32}$$

somit

$$-\Delta U = 3 \sqrt{\frac{a_1 S_0^2}{4}} \cdot i_0^{2/3} = \text{const.} \cdot i_0^{2/3}. \tag{33}$$

Mit Gl. (30) und (33) sind wir auf die Form der Gesetze gestossen, wie sie v. Engel & Steenbeck[13]) durch direkte Berechnung des Einflusses der Feldverzerrung auf die integrale Elektronenionisierung gefunden haben.

b) *Die Ähnlichkeitsgesetze; Raumladungseffekte oder Stufenprozesse?* Im wesentlichen stehen sich bis heute zwei Theorien zur Erklärung der fallenden Anfangscharakteristik gegenüber: Raumladungseffekte und Stufenprozesse. Die ältere Raumladungstheorie (Feldstärkeabhängigkeit von γ) versagte z. T. nicht nur bezüglich der numerischen Werte der Konstanten, sondern schon in qualitativer Hinsicht, da eine Zündspannungsabsenkung durch eine mit E fallende γ-Kurve nicht erklärt werden kann; aber auch bei der neueren Raumladungstheorie (Einfluss auf die lichtelektrische Rückwirkung), welche zwar vieles besser zu erklären vermag, treten Unzulänglichkeiten eindeutig hervor bei der Bestimmung der Abhängigkeit der Konstanten von Druck und Schlagweite[7]) [21]) [54]).

Das Gemeinsame aller bisher in Betracht gezogenen Wirkungen der Raumladung ist nämlich der Umstand, dass nur solche Prozesse auftreten, die den Ähnlichkeitsgesetzen[13]) gehorchen. Der für uns wesentliche Inhalt dieser Gesetze ist, dass bei einer geometrisch ähnlichen Transformation des Entladungsraumes und entsprechender Änderung der freien Weglänge der Zusammenhang zwischen Gesamtstrom und Spannung gleich bleibt. Im Falle paralleler ebener Elektroden bedeutet die Ähnlichkeitstransformation Konstanthaltung des Produktes $p \cdot d$, und die Stromspannungscharakteristik nimmt damit die Form an:

$$U = U(\pi, i \cdot d^2) \tag{34}$$

Ein Spezialfall dieser Ähnlichkeitsgesetze ist das Paschen'sche Gesetz, wonach die Zündspannung nur vom Produkt $p \cdot d$ abhängt.

Die meisten in einer Gasentladung auftretenden Prozesse erfüllen die Ähnlichkeitsbedingungen. Eine Ausnahme hievon bilden jedoch, wie v. Engel & Steenbeck[13]) theoretisch gezeigt haben, die Stufenprozesse. Dass Stufenprozesse die Ähnlichkeit stören

ist auch experimentell schon mehrfach nachgewiesen worden. So gilt z. B. das Paschen'sche Gesetz nicht mehr für Gasmischungen, die den Penningeffekt aufweisen[7]). Es handelt sich dabei um die Tatsache, dass die Zündspannung eines Gases durch geringe Beimischung eines Fremdgases stark herabgesetzt werden kann, wenn das Hauptgas metastabile Zustände aufweist, deren Energiewert grösser ist als die Ionisierungsspannung des Zusatzgases [38]) [26]), so z. B. beim Neon-Argon-Gemisch. Ferner hat MEISSNER[36]) gezeigt, dass die Stromdichte einer Glimmentladung im normalen Kathodenfall bei reinen Gasen den Ähnlichkeitsgesetzen entspricht, dass aber starke Abweichungen auftreten bei Gasgemischen, die den Penning-Effekt aufweisen.

c) *Die Abhängigkeit der Charakteristik von Druck und Schlagweite.* Unter der Voraussetzung *ähnlicher Entladungen* ($\pi =$ const.) lautet Gl. (16) bei *Raumladungseffekten* mit Berücksichtigung der Beziehung Gl. (34):

$$\Delta U = K_1(d) \cdot i = k_1 \cdot d^2 \cdot i \tag{35}$$

wobei k_1 den Wert von K_1 für $d = 1$ darstellt.

Bei *Stufenprozessen* kann die Abhängigkeit von K_1 nicht generell angegeben werden, vielmehr folgt diese aus der Art der Stufenprozesse und der Lebensdauer der angeregten Teilchen. SCHADE[54]) hat unter Zugrundelegung eines Ionisierungsgesetzes der Form Gl. (11) (Zusammenstoss m. A. unter Vernachlässigung der Diffusion) die Rechnung durchgeführt. Da die Zulässigkeit dieses Ansatzes von ROGOWSKI angefochten wurde[50]) [51]), soll auch diese Rechnung in allgemeiner Form durchgeführt werden, wobei sich zeigen wird, dass dem Resultat von SCHADE eine viel allgemeinere Bedeutung zukommt, da dieses nicht durch seinen sehr speziellen Ansatz bedingt ist.

Wir berechnen hiezu den durch Stufenprozesse gelieferten Anteil des Entladungsstroms. Bezeichnen wir mit $M(x)$ die Zahl der pro Zeit- und Raumeinheit ionisierenden Zusammenstösse, so ist $M(x)$ im Falle von *Stössen angeregter Teilchen gegen einander* proportional dem Quadrate der Konzentration der angeregten Teilchen, welche ihrerseits proportional ist: dem Elektronenstrom i_e, der Anregungsfunktion A, der Verteilungsfunktion V*), der Lebensdauer T. In ähnlichen Entladungen sind die Ortsfunktionen in erster Näherung nur von $\frac{x}{d}$ abhängig. Ferner gilt für den Elektronen-

*) Diese Funktion ist u. a. bestimmt durch Diffusion und Vernichtung der m. A.

strom die Beziehung $i = i_e \cdot S\left(\frac{x}{d}\right)$ und für die Anregung: $A = \frac{A_1(p \cdot d)}{d}$ (gleiche Beziehung wie für α siehe Gl. (2)). Der Anteil am Gesamtstrom ergibt sich durch Multiplikation von $M(x)$ mit $S\left(\frac{x}{d}\right)$ und Integration von 0 bis d. Somit

$$\Delta i = \int_0^d \text{const} \cdot M(x) \cdot S\left(\frac{x}{d}\right) dx =$$

$$= \int_0^1 \text{const.} \frac{i^2}{S^2\left(\frac{x}{d}\right)} \cdot \frac{A_1^2}{d^2} \cdot V^2\left(\frac{x}{d}\right) \cdot T^2 \cdot S\left(\frac{x}{d}\right) d \cdot d\left(\frac{x}{d}\right) \quad (36)$$

d. h.

$$\Delta i = \frac{F(\pi)\, T^2}{d} \cdot i^2. \quad (37)$$

Anderseits folgt aus der Definition von μ unter der Berücksichtigung von Gl. (14) und (15)

$$i(t+\tau) = i(t) \cdot \mu = i \cdot (\mu_0 + a i + b \Delta U) = (\mu_0 + b \Delta U) i + a i^2. \quad (38)$$

Aus Gl. (37) und (38) folgt:

1. Die Proportionalität von a und dem Faktor von i^2 in Gl. (37), d. h.

$$a = \text{const} \cdot \frac{T^2}{d}. \quad (39)$$

2. Ein allfällig ähnlichkeitsstörendes Verhalten kommt in erster Näherung nur im Faktor a zum Ausdruck, während b die Ähnlichkeitsbedingungen erfüllt, d. h. nur von $p \cdot d$ abhängt.

Für die Lebensdauer T der m.A. in ähnlichen Entladungen gilt nach BÜTTNER[7]):

$$T = \text{const} \cdot d \quad (40)$$

woraus

$$a = \text{const} \cdot d \quad (41)$$

oder (vergl. Gl. (35)):

$$\Delta U = K_1(d) \cdot i = k_1 \cdot d \cdot i \quad (42)$$

was der von SCHADE gefundenen Beziehung entspricht.

Aus der Art der Ableitung geht hervor, dass Gl. (42) nur abhängig ist von der Lebensdauer der m. A. und für jede Verteilungsfunktion gültig ist.

Der zweite Fall, *Stoss von Elektronen gegen angeregte Teilchen* lässt sich analog darstellen: $M(x)$ ist proportional der Konzentra-

tion der angeregten Teilchen und proportional dem Elektronenstrom. Somit

$$\Delta i = \int_0^d \text{const} \cdot M(x) \cdot S\left(\frac{x}{d}\right) dx =$$

$$= \int_0^1 \text{const} \frac{i}{S\left(\frac{x}{d}\right)} \cdot \frac{A_1}{d} \cdot V\left(\frac{x}{d}\right) \cdot T \cdot \frac{i}{S\left(\frac{x}{d}\right)} \cdot S\left(\frac{d}{x}\right) \cdot d \cdot d\left(\frac{x}{d}\right) \quad (43)$$

$$= F(\pi) \cdot T \cdot i^2 \quad (44)$$

d. h.

$$a = \text{const} \cdot T \quad (45)$$

Mit Gl. (40) wird

$$\Delta U = K_1(d) \cdot i = k_1 \cdot d \cdot i \quad (46)$$

d. h. bei Stoss von Elektronen gegen m. A. erhalten wir die gleiche Abstandsabhängigkeit*).

Da für Ionen die gleiche Abhängigkeit der Lebensdauer wie für m. A. gilt, können wir obige Rechnung ohne weiteres für die Rekombination im Raum verwenden; d. h. wenn als Stufenprozess die photoelektrische Wirkung des Rekombinationsleuchtens in Betracht gezogen wird, folgt die gleiche Abstandsabhängigkeit der Konstanten K_1.

Nehmen wir jedoch andere Stufenprozesse, bzw. eine andere Abstandsabhängigkeit der Lebensdauer T an, so kann auch eine andere Abstandsabhängigkeit für a resultieren. Setzen wir z. B. die Lebensdauer als abstandsunabhängig voraus (spontaner Zerfall, Resonanzphotonen in ähnlichen Entladungen usw.), so folgt aus Gl. (39) bzw. (45):

bei Stoss angeregter Teilchen gegeneinander:

$$a = \text{const} \frac{1}{d} \quad \text{oder} \quad K_1(d) = \frac{k_1}{d} \quad (47)$$

bei Stoss von Elektronen gegen angeregte Teilchen:

$$a = \text{const} \quad \text{oder} \quad K_1(d) = \text{const} \quad (48)$$

Derartige Stufenprozesse können sicher vorkommen, doch dürfte ihr Einfluß infolge der kurzen Lebensdauer im allgemeinen nicht ausschlaggebend sein.

*) Damit ist das von BÜTTNER[7]) angeführte Argument, Elektronenstoss gegen m. A. gäbe eine andere Abstandsabhängigkeit als Stoss m. A. gegeneinander, widerlegt.

d) *Die allgemeinen Gesetze der Stromdichtebegünstigung.* Auf Grund der im Abschnitt *c* durchgeführten Betrachtungen sind wir nun in der Lage, die abgeleiteten Gesetze der Stromdichtebegünstigung Gl. (49—52) durch einige weitere Beziehungen zu ergänzen.

Es ist

$$-\Delta U = K_1 i\,; \qquad K_1 = \frac{1}{b} \cdot a \tag{49}$$

$$-\Delta U_z = K_2 \sqrt{i_0}\,; \qquad K_2 = \frac{2\sqrt{S_0}}{b} \cdot \sqrt{a} \tag{50}$$

$$i_z = K_3 \sqrt{i_0}\,; \qquad K_3 = \sqrt{S_0}\,\frac{1}{\sqrt{a}} \tag{51}$$

$$-\Delta U_z = 2\,K_1 \cdot i_z\,. \tag{52}$$

Durch Multiplikation folgt aus Gl. (50) und (51)

$$-i_z \cdot \Delta U_z = \frac{2\,S_0}{b} \cdot i_0\,. \tag{53}$$

Diese Beziehung ist insofern bemerkenswert, als im Faktor von i_0 die Grösse a nicht erscheint, d. h. für $\pi =$ const ist dieser Faktor eine Konstante. Das bedeutet, dass im i-ΔU-Diagramm die Zündpunkte für konstante Bestrahlung auf Hyperbeln liegen.

Ferner folgt aus Gl. (49—51) bei bekannter Abstandsabhängigkeit von K_1 für $\pi =$ const auch die funktionelle Abstandsabhängigkeit der übrigen Konstanten, d. h. für

$$K_1 = f(d) \tag{54}$$

folgt

$$K_2 = \text{const}\,\sqrt{f(d)} \tag{55}$$

und

$$K_3 = \text{const}\,\frac{1}{\sqrt{f(d)}} \tag{56}$$

Oder in doppeltlogarithmischer Darstellung

$$\log K_1 = \log f(d) \tag{57}$$

$$\log K_2 = \text{const} + \tfrac{1}{2} \log f(d) \tag{58}$$

d. h. die K_2-Kurven haben in jedem Punkte die halbe Neigung der K_1-Kurven.

Auch ist es möglich, ausgehend vom Wertepaar $p_0 d_0$ etwas über die Änderung von K_1 bei Variation von p bzw. d bei konstantem d bzw. p vorauszusagen.

Wenn sich K_1 wie folgt darstellen lässt:

$$K_1 = F(\pi) \cdot f(d) \tag{59}$$

was bei reiner Raumladungsrückwirkung oder bei reinen Stufenprozessen der Fall ist (siehe Gl. (35) bzw. (42)), so folgt, dass man die d-Abhängigkeit aus der p-Abhängigkeit durch Multiplikation mit $f(d)$ erhält, d. h. z. B. bei Raumladungseffekten durch Multiplikation mit d^2.

In doppeltlogarithmischem Masstab bedeutet das:

$$\log K_1(p) = \log F\,(d_0 \cdot p) + \text{const.} \tag{60}$$

$$\log K_1(d) = \log F\,(d \cdot p_0) + \log f(d) + \text{const.} \tag{61}$$

d.h. die Neigung der Kurve $K_1(d)$, ($p =$ const.) ist gerade um die Neigung der Kurve $K_1(d)$, ($\pi =$ const.) grösser als diejenige der Kurve $K_1(p)$, ($d =$ const.). Die Zusammenhänge zwischen K_1 und K_2 resp. $K_1(d)$ und $K_1(p)$ sind in Fig. 4 dargestellt.

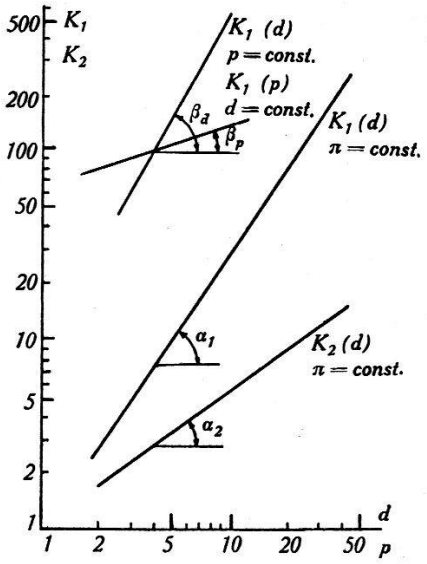

Fig. 4.

Schema der funktionellen Abhängigkeiten der Konstanten K_1 und K_2 in doppeltlogarithmischer Darstellung:

$$K_1 = F(\pi) \cdot f(d) \quad \text{wobei} \quad f(d) = d^\nu;\ \operatorname{tg} \alpha_1 = \nu;\ \operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{\nu}{2};\ \operatorname{tg} \beta_d = \operatorname{tg} \beta_p + \nu$$

e) *Die physikalische Bedeutung der Stromdichtebegünstigungsgesetze.* Unsere Art der Herleitung lässt genau ersehen, welche Voraussetzungen notwendig und hinreichend sind zur Herleitung der Gesetze. Wir können 3 Gruppen von Beziehungen unterscheiden:

I. Gl. (49—52) (Wurzelgesetze). Diese sind ganz allgemein gültig unter den in Abschnitt 3a gemachten Voraussetzungen, d. h.: Existenz eines Ionisierungsvorganges, bestehend aus einer lawinenartigen Vermehrung der Elektronen und einer Rückwirkung, sowie irgend einer Begünstigung dieser Ionisation durch den Entladungs-

strom. Die Erfüllung dieser Gesetze in funktioneller Hinsicht gibt somit keine Anhaltspunkte für die Beurteilung der Art der Stromdichtebegünstigung, sei es nun der Einfluss der Raumladung auf die γ-Ionisierung, auf die lichtelektrische Wirkung, auf die integrale Elektronenionisierung oder Stufenprozesse irgendwelcher Art.

II. Für eine weitere Kategorie von Beziehungen benützten wir, ausser den für die Herleitung der Wurzelgesetze notwendigen Voraussetzungen, die allgemeinen Ähnlichkeitsgesetze, welche wir mit Ausnahme des Ionisierungsvorganges durch Stufenprozesse als anwendbar voraussetzen. Daraus folgten die Zusammenhänge zwischen den funktionellen Abhängigkeiten der Konstanten, d. h. Gl. (53), (55), (56), (58), (61).

Auch diese Beziehungen lassen keine wesentlichen Schlüsse zu über die Art der Stromdichtebegünstigung; ebensowenig die Tatsache, dass aus Gl. (53) zusammen mit dem Ansatz $\mu_{i=0} = \gamma(e^{\alpha d} - 1)$ $\left(\text{woraus } S_0 = \frac{1}{\gamma} \text{ und } b = \frac{d\alpha}{dE}\right)$ die Grösse γ bestimmt werden kann und richtige Werte liefert[56]). Alle in I. und II. erwähnten Beziehungen sind somit bezüglich ihrer funktionellen Richtigkeit sehr allgemein gültig. Eine Auswertung kann nur erfolgen auf Grund der Bestimmung von *numerischen Werten der Konstanten.*

III. Anders liegen die Verhältnisse für die Druck- und Abstandsabhängigkeit der Konstanten selbst. Dabei können wir uns, wie aus Gl. (54—56) hervorgeht, auf eine einzige beschränken, z. B. K_1. Wie Gl. (35) und (42) zeigen, ist diese Abhängigkeit spezifisch von der Art der Stromdichtebegünstigung abhängig und insbesondere ein Kriterium für die Frage Raumladungseffekt oder Stufenprozess. In diesem Sinne ist auch der Zusammenhang zwischen der reinen Abstandsabhängigkeit und der reinen Druckabhängigkeit Gl. (60), (61) aufzufassen. Es muss aber hervorgehoben werden, dass z. B. bei allen Raumladungseffekten die Abstandsabhängigkeit um den Faktor d^2 stärker ist als die Druckabhängigkeit und somit aus dieser Tatsache keine Schlüsse über diese oder jene Raumladungstheorie gezogen werden dürfen[21]).

4. *Die bisherigen experimentellen Unterlagen zur Theorie.*

Im Anschluss an die theoretischen Untersuchungen von Rogowski, Fucks, Wallraff und Schade wurde eine ganze Reihe von experimentellen Prüfungen der Theorie vorgenommen, wobei vorerst nicht die Frage nach der Charakteristik der Townsend-Entladung im Vordergrund stand, sondern Untersuchungen über die Beeinflussung der Zündspannung durch Fremdelektronenerzeu-

gung im Entladungsraum, da diese Messungen dem Experiment in einfachster Weise zugänglich sind.

Der begünstigende Einfluss der Bestrahlung auf einen Funkendurchschlag wurde schon früh bemerkt, doch herrschte anfänglich die Auffassung, dass es sich lediglich um ein Aufheben des Zündverzuges handelte. Erst später wurde nachgewiesen, dass die Bestrahlung die Zündspannung herabsetzt (vergl. Literaturzusammenstellung bei BRINKMANN[5]) und FUCKS[16])). Mit der Durchschlagssenkung in Luft von Atmosphärendruck befassen sich Arbeiten von ROGOWSKI & WALLRAFF[45]), von BRINKMANN[5]), von FUCKS & BONGARTZ[18]) [22]), von SCHOLTHEIS[57]) und von WHITE[65]), letztere allerdings bei so starken Fremdbestrahlungen, dass sie nicht in den Rahmen dieser Arbeit fallen. Weiter liegen Messungen mehr qualitativer Natur vor über die Beeinflussung der Zündspannung in Luft durch Bestrahlen mit Stossfunken von TOEPLER[62]) und ARNOLD[1]). In Stickstoff von 200 und 721 Tor wurde die Durchschlagssenkung von FUCKS und SCHUHMACHER[19]) gemessen.

Es ist interessant, dass die ersten Prüfungen der Wurzelgesetze gerade im Gebiet des extremen Weitdurchschlages durchgeführt wurden, wo nach der heutigen Auffassung ein anderer Zündmechanismus vorliegt. RAETHER betrachtet daher die Erfüllung der Wurzelgesetze im Bereiche der Kanalentladungen als Zufall [40]).

Aber auch bei niedrigen Drucken wurden eine Reihe von Messungen durchgeführt, so untersuchte DEIMEL[11]) die Beeinflussung einer Entladung in Ne, Ar, H_2 durch Vorionisation mittelst einer Hilfsentladung.

In den Edelgasen Ne, Ar, Kr und Xe hat BÜTTNER[7]) eine geradlinig fallende Anfangscharakteristik nachgewiesen; für die Anfangscharakteristik von Argon wurde überdies die Druck- und Abstandsabhängigkeit bestimmt. Ferner liegen von SCHADE [53]) und SCHÖFER[56]) Messungen über die „bestrahlte" Charakteristik von Argon und Bariumkathode vor. Ausführlich wurde auch die Zündspannungsabsenkung in Wasserstoff bei 35, 115 und 451 Tor von FUCKS, SCHUHMACHER & KETTEL untersucht[20]) [21]).

In einem gewissen Widerspruch zur Theorie und zu obigen Arbeiten stehen Messungen von FUCKS und SEITZ[17]), nach denen bei niedrigen Drucken die Zündspannung durch Bestrahlung erhöht wurde; doch wurde die Zuverlässigkeit dieser Messungen offenbar mit Recht von ROGOWSKI[47]) angezweifelt und die Ursache des Anstieges Verunreinigungen und Oberflächeneffekten zugeschrieben.

5. *Zusammenfassung der bisherigen Ergebnisse.*

a) Die „*Wurzelgesetze*" wurden in funktionneller Hinsicht im allgemeinen gut erfüllt gefunden.

b) Die Erklärung des Effektes durch die Feldstärkeabhängigkeit von γ ist von vornherein rein qualitativ nur in jenen Fällen möglich, wo $\frac{d\gamma}{dE} > 0$ ist. Aus der Ionenbeweglichkeit und der Feldstärkeabhängigkeit von α und γ kann dann die zu erwartende Neigung der Anfangscharakteristik, bzw. die Zündspannungsabsenkung bei Vorbestrahlung, berechnet werden. In einigen Fällen (Luft, Stickstoff und Wasserstoff bei kleinen Drucken) gibt die Theorie wenn auch zu kleine Werte, so doch qualitativ richtige Ergebnisse z. T. sogar die richtige Grössenordnung. In andern Fällen beträgt der Fehler mehrere Zehnerpotenzen. So hat sich γ für Argon-Nickel[56]) als konstant erwiesen und für Wasserstoff hat γ sogar einen fallenden Bereich, während trotzdem ein Absinken der Zündspannung bei Bestrahlung gemessen wurde[21]).

c) Die Feldstärkeabhängigkeit der lichtelektrischen Rückwirkung vermag auch im Bereich einer fallenden γ-Kurve eine Zündspannungsabsenkung qualitativ zu erklären[49]) [21]). Die zahlenmässige Auswertung ist aber nur in sehr beschränktem Umfang möglich, da die erforderlichen Unterlagen über die Anregungs- und Ausbeutefunktionen fehlen.

d) Die Erklärung durch irgendwelche Raumladungseffekte scheitert aber in jedem Fall, wenn die Messungen Abweichungen von den Ähnlichkeitsgesetzen Gl. (35, 54—56) ergeben.

e) Die Begründung der numerischen Werte durch Stufenprozesse kann mangels Kenntnis der diesbezüglichen Vorgänge nur schwer durchgeführt werden. Schade[54]) führte eine Abschätzung über die erforderliche Lebensdauer der m. A. durch und kam zu keinem Widerspruch mit der Erfahrung. Dabei setzte er allerdings die Ionisierungswahrscheinlichkeit beim Zusammenstoss gleich eins, was fraglich sein dürfte.

f) Messungen über die funktionelle Abhängigkeit der Konstanten liegen nur in folgenden Fällen vor:

1. Messungen von Büttner[7]) über die Neigung der Anfangscharakteristik für Argon-Nickel. In den gemessenen Bereichen erwies sich Gl. (42) als nahezu erfüllt, was somit ähnlichkeitstreue Raumladungsprozesse ausschliesst und für die Ionisation durch m. A. spricht. In Fig. 5 ist K_1 als Funktion von d für $\pi = 3$ aufgetragen, wobei die Werte der Tabelle 1 von Büttner entnommen sind. Die Neigung beträgt anfänglich ca. 0,8 und steigt dann gegen 1.

Die Abweichung von der Theorie erklärt BÜTTNER durch Diffusionsverluste und unvollständige Ähnlichkeit. Ferner wurden die Messungen von BÜTTNER bei konstantem p bzw. d im Hinblick auf Gl. (60) und (61) ausgewertet und ebenfalls in Fig. 5 eingetragen.

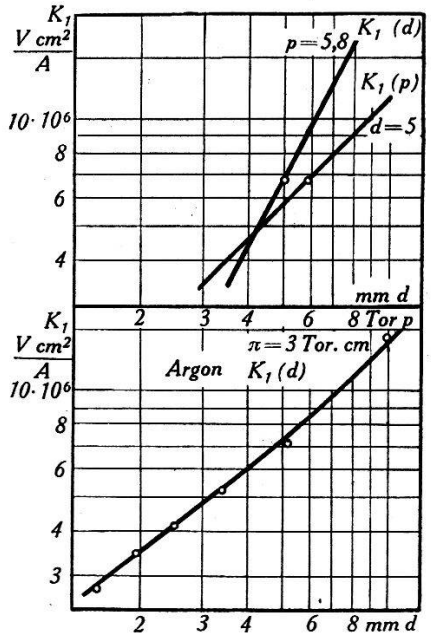

Fig. 5.

Neigung der Anfangscharakteristik für Argon-Nickel für $\pi =$ const, $p =$ const und $d =$ const. (Aufgetragen nach Messwerten von BÜTTNER[7]), Tab. 1, Fig. 4, Fig. 5).

Die Neigung der $K_1(p)$-Kurve ist 1, diejenige der $K_1(d)$-Kurve 1,9, die Differenz stimmt gut mit der Neigung der untern Kurve für $d = 0{,}58$.

2. Messungen von FUCKS & KETTEL[21]) über die Abhängigkeit

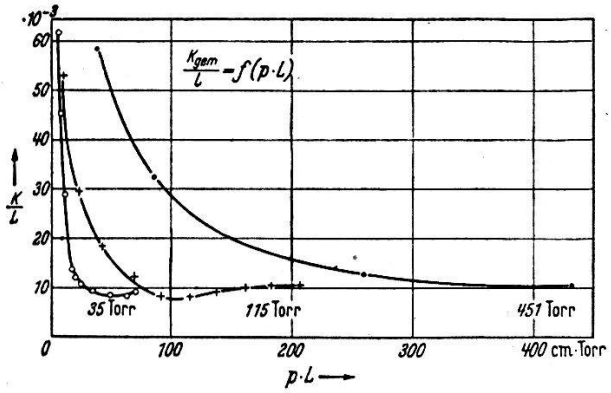

Fig. 6.

Zündspannungsabsenkung in Wasserstoff nach FUCKS & KETTEL[21]).

der Zündspannungsabsenkung bei Wasserstoff. Die Ähnlichkeitsgesetze fordern, dass K_2/d eine Funktion von $p \cdot d$ sei. Fig. 6 zeigt Messungen von FUCKS & KETTEL, aus denen eindeutig die Ungültigkeit der Ähnlichkeitsgesetze hervorgeht. (Bezeichnung: $L = d$,

$K = K_2/U_0$). Die in Gl. (55) auftretende Funktion $f(d)$ kann aus diesen Kurven nicht gut bestimmt werden, da für $\pi = \text{const}$ nur 2–3 Messpunkte vorliegen. Die Auswertung gibt aber eindeutig, dass die Abstandsabhängigkeit viel geringer ist, als der von den Ähnlichkeitsgesetzen geforderten Beziehung entsprechen würde.

Die Messungen in Wasserstoff sind von besonderem Interesse, da Wasserstoff keine metastabilen Zustände aufweist[4]) [64]) und somit die Erklärung durch metastabile Atome nach SCHADE ausscheidet. Die Verfasser sehen eine mögliche Erklärung in der Wirkung der Resonanzstrahlung. Man weiss, dass Photonen der Resonanzwellenlänge im Gas stark absorbiert werden und gewissermassen von Molekül zu Molekül überspringen, so dass eine relativ grosse Zahl von angeregten Molekülen für Stufenprozesse zur Verfügung stehen.

3. WHITE[65]) gibt an, dass bei Atmosphärendruck und starker Bestrahlung (10^{-6} A/cm^2) die Zündspannung dem Paschen'schen Gesetz gehorcht. Da es sich dabei um Bestrahlungsstärken handelt, welche um viele 10er-Potenzen höher liegen als bei den übrigen Messungen, fällt das Ergebnis nicht in den Bereich unserer Betrachtungen.

II. Experimenteller Teil.

1. Zielsetzung.

Wie aus der Theorie folgt, sind in erster Linie Untersuchungen über die funktionelle Abhängigkeit der Konstanten dazu geeignet, Aufschluss über prinzipielle Fragen der Stromdichtebegünstigung zu geben. Erst wenn auf Grund dieser Abhängigkeit diese oder jene Theorie zugelassen werden kann, ist es sinnvoll, an die Berechnung der numerischen Werte zu gehen.

Die wenigen experimentellen Unterlagen, die in dieser Hinsicht vorliegen (Abschn. I,5f.) sollen daher durch Untersuchungen in verschiedenen Gasen erweitert werden. Ferner soll als Ergänzung zu den bereits bekannten Wurzelgesetzen die Gültigkeit der erweiterten Stromdichtebegünstigungsbeziehungen nachgewiesen werden (Gl. (53—61)). Die Experimente umfassen daher folgende Messungen:

a) Aufnahme der *Anfangscharakteristik* ohne Bestrahlung. Ist diese fallend, so ist a priori noch gar nicht sicher, dass sie auch messbar ist. Man kann wohl von aussen Stromstärke oder Spannung vorschreiben, aber man kann die Entladung nicht zwingen, homogen zu brennen, so dass unter Umständen die Angabe einer

Stromdichte unmöglich ist. Bei grösseren Stromdichten tritt dieser Effekt fast immer auf (kontinuierliche oder sprunghafte Kontraktion der Entladung), und die Charakteristik ist dann meist nicht mehr reversibel messbar (Hysteresiserscheinung). Im weiteren kann die Messung der Anfangscharakteristik durch das Auftreten von Kippschwingungen verunmöglicht werden. Der Grund liegt in der nicht zu unterdrückenden Kapazität der Elektroden und Zuführungen. Derartige Kippschwingungen treten vor allem dann auf, wenn infolge Abwesenheit von Zufallselektronen Zündverzögerungen resp. Zündüberspannungen auftreten. Bei Wasserstoff verunmöglichten solche Kippschwingungen die Messung der Anfangscharakteristik ohne Bestrahlung. Derartige Erscheinungen wurden schon früher festgestellt[58]) und sollen vor allem in unedlen Gasen auftreten, während in Edelgasen (und auch in ganz reinem Stickstoff) die Townsend-Entladung stabil brennt.

b) Die erwähnten Schwierigkeiten und die dadurch bedingten Unsicherheiten bei der Messung der Anfangscharakteristik können umgangen, bzw. kontrolliert werden durch die Bestimmung der *Zündpunktslinie*, welche nach Gl. (52) die doppelte Neigung der Anfangscharakteristik aufweist und somit auch zur Bestimmung der Grösse K_1 dienen kann. Die Instabilitäten treten dabei nicht auf, da die Messung nicht im fallenden Teil der Charakteristik erfolgt. (Aufnahmen von Zündpunktslinien liegen bis heute erst für Argon-Barium vor[56]).)

c) Messung der *Zündspannungsabsenkung* als Funktion des Fremdstromes.

d) Messung des *Zündstromes* als Funktion des Fremdstromes. Diese Messungen bieten insofern Schwierigkeiten, als das Maximum der Hyperbel (vergl. Fig. 2) sehr flach ist. Durch wiederholte Messung und Mittelwertsbildung sind aber meist brauchbare Resultate zu erzielen (solche Messungen liegen bis heute ebenfalls nur für Argon-Barium vor).

2. *Die Versuchsanordnung.*

a) *Die Versuchsröhre.* Derartige Messungen stellen in experimenteller Hinsicht erhebliche Anforderungen, insbesondere an die Reinheit der Glas- und Metallteile, sowie der Füllgase. Neben sorgfältigem Waschen mit Säuren, Laugen und destilliertem Wasser spielt vor allem eine weitgehende Entgasung aller Teile durch hohe Temperaturen im Hochvakuum eine wichtige Rolle.

Alle Metallteile waren aus Reinnickel hergestellt, mit Ausnahme der Durchführungen und der Anschlussfedern, welche aus Wolfram

bestanden. Vor dem Zusammenbau wurden alle Metallteile mehrere Stunden bei ca. 1000° im Hochvakuum geglüht. Die Konstruktion der Elektroden war derart, dass sie auch im zusammengebauten Zustand durch Hochfrequenzerhitzung geglüht werden konnten. Hiezu diente ein Röhrengenerator von ca. 400 m Wellenlänge mit einer ausnutzbaren Leistung von ca. 2 KW, was genügte, um die Elektroden bis zur beginnenden Zerstäubung zu erhitzen. Auch war es möglich, das Nickel zur Reduktion von Oxyden in Wasserstoffatmosphäre zu glühen.

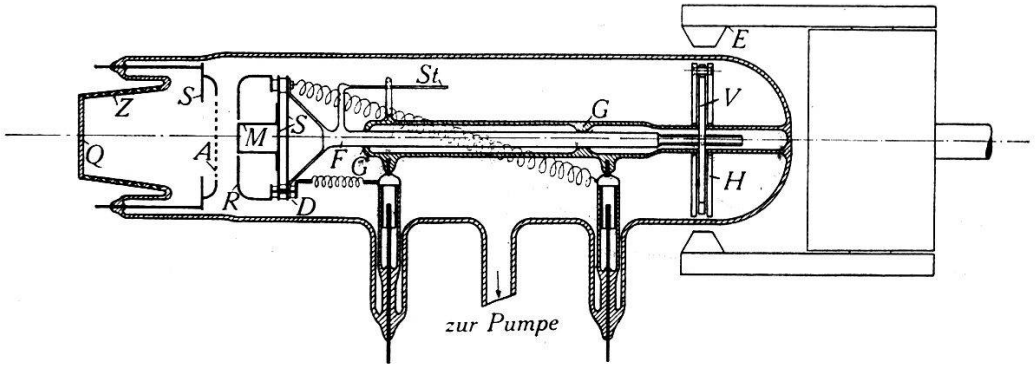

Fig. 7.
Längsschnitt durch das Messrohr.

Fig. 7 zeigt einen Längsschnitt durch die Röhre. Die verwendete Konstruktion unterscheidet sich von den bisher üblichen Anordnungen insofern, als die Kathode unterteilt wurde in eine zentrale, ebene Messelektrode und einen Schutzring, so dass eine zuverlässige Angabe des wirksamen Querschnittes möglich war. Auch wurden dadurch die unkontrollierbaren Randeffekte (Diffusion, Wandladung usw.) weitgehend vermindert. Der Rand des Schutzringes war nach dem Rogowski-Profil abgerundet[60]).

Um die Bestrahlung der Kathode mit UV.-Licht zu ermöglichen, war am Entladungsrohr ein Quarzfenster Q von 28 mm Durchmesser mit Hilfe von 10 Zwischengläsern Z angeschmolzen. Hinter dem Quarzfenster befand sich die Anode A, welche mit 351 feinen Löchern versehen war. Die Kathode war gegen die Anode verschiebbar angeordnet. Messelektrode M (Fläche = 1 cm²) und Schutzring R (50 mm ⌀) waren gemeinsam auf einer Führungsstange F angeordnet und gegeneinander durch Quarz-Distanzröhrchen D isoliert. Um beim Glühen eine gleichmässige Erhitzung auch der zentralen Partie zu erreichen, war es erforderlich, die Abstrahlung weitgehend zu verhindern, was durch die Strahlungsschutzbleche S erfolgte. Die Temperatur der Messelektrode blieb so nur 50—100° unter der Temperatur der Randpartien. Schutzring und Anode waren aus 1 mm Nickelblech, während die Messelektrode

aus Rundnickel gedreht wurde. Die Anordnung stellte bezüglich mechanischer Präzision sehr hohe Anforderungen, welche nur schwer eingehalten werden konnten, da das Nickel im ausgeglühten Zustand ausserordentlich weich ist und da sich Anode und Kathode beim Ausglühen infolge ungleichmässiger Erhitzung leicht verzogen. Verschiebungen der Messelektrode aus der Ebene des Schutzringes von 0,05—0,1 mm störten schon erheblich. Auch war absolute Parallelität der Elektroden unbedingt erforderlich. Die Führungsstange war gut passend in zwei Glasführungen *G* gelagert und die ganze Anordnung durch den Führungsstift *St* gegen Verdrehen gesichert. Die Verschiebung selbst wurde durch Drehen der Gewindemutter *V* vorgenommen. Diese war als flacher Stab ausgebildet und reichte fast bis an die Glaswand. Die Drehung erfolgte von aussen durch einen kräftigen, drehbar gelagerten Elektromagneten *E*. Da reine Metalle in Hochvakuum ausserordentlich leicht anfressen, hatte die Mutter nur wenige Gewindegänge und war überdies ähnlich einem Gewindeschneider geschlitzt, damit allfällige Metallspäne austreten konnten. Da trotzdem ein gelegentliches Festsitzen der Mutter vorkam, wurde ein locker auf dem Glas ruhender „Drehhammer" *H* eingebaut, mit welchem die Mutter jeweils wieder losgeschlagen werden konnte.

Die Abstandsbestimmung erfolgte auf Grund der Zahl der Umdrehungen und war genauer als 0,1 mm. Erhebliche Schwierigkeiten verursachte die Tatsache, dass sich Schutzring und Messelektrode bezüglich der Entladung verschieden verhielten. Ob Unterschiede in der Beschaffenheit der beiden Nickelsorten vorhanden waren, oder ob der Temperaturunterschied beim Ausglühen einen Einfluss ausübte, kann nicht gesagt werden, jedenfalls war es anfänglich fast unmöglich, eine über Schutzring und Messelektrode homogene Entladung zu erhalten. Der Versuch, dem Übel durch galvanisches Vernickeln abzuhelfen, scheiterte, da der Überzug beim Glühen nicht hielt. Befriedigende Resultate wurden erst erzielt durch Aufdampfen von Nickel im Hochvakuum. Die dazu verwendete Anordnung ist in Fig. 8 dargestellt. Eine Reinnickelscheibe *N* wurde in einem Porzellantiegel mittelst Hochfrequenz bis zum Verdampfen erhitzt, was kurz vor Erreichen der Schmelztemperatur eintritt.

Eine derartige Schicht hat natürlich nicht die gleiche Struktur wie z. B. eine polierte Ni-Oberfläche und unterscheidet sich schon äusserlich durch matt-graues Aussehen, so dass Unterschiede im elektrischen Verhalten (γ-Ionisation, Photonenausbeute) gegenüber polierten Nickelflächen möglich sind.

b) *Darstellung der Gase: He, Ar* und *Kr* wurden als „spektralrein" in Glasflaschen von der Firma Griesogen bezogen. Nach BÜTTNER[7]) lässt die Reinheit dieser Gase zu wünschen übrig und für seine Versuche erfolgte eine Nachreinigung durch Diffusion in strömendem Hg-Dampf, und durch Getterung der unedlen Beimischungen mittelst Barium. Für unsere Messungen wurde nur die Nachreinigung mit einem grossflächigen Barium-Spiegel durchgeführt.

Stickstoff wurde ebenfalls in reiner Form in Glasflaschen von der Firma Griesogen bezogen.

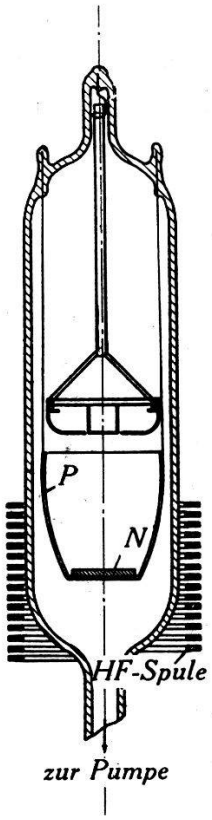

Fig. 8.
Schnitt durch die Vorrichtung zum Aufdampfen von Nickel auf die Elektroden im Hochvakuum.

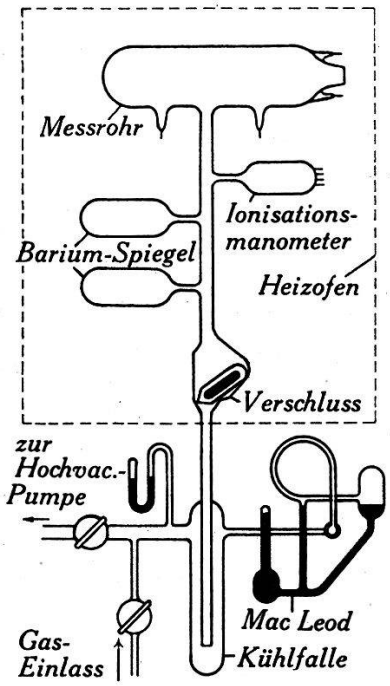

Fig. 9.
Vereinfachte schematische Darstellung der Pumpanlage.

Wasserstoff wurde aus Stahlflaschen und Diffusion durch ein glühendes Palladium-Rohr gewonnen, wobei das *Pd*-Roh direkt am Glas angeschmolzen war und durch das Feld einer Hochfrequenzspule erhitzt wurde.

c) *Die Pumpanlage.* In Fig. 9 ist die Anordnung in vereinfachter Weise dargestellt. Die Messungen wurden direkt auf dem Pumpstand durchgeführt. Zur Kontrolle des Hochvakuums diente ein Ionisationsmanometer, das Messungen bis unter 10^{-6} Tor erlaubte. Die Gasdruckmessung erfolgte mit einem geschlossenen,

drehbaren Mac-Leod nach Dr. Brunner und für grössere Drucke mit einem U-Rohr. Das Messrohr war von der übrigen Pumpanlage durch eine Falle mit flüssiger Luft getrennt; ferner befand sich zwischen dem ausheizbaren Teil und der übrigen Anlage ein magnetisch schliessbarer, stark konischer Glasstöpsel, der zwar nicht dicht abschloss, aber wenigstens die Nachdiffusion von Verunreinigung verlangsamte, so dass die Barium-Getterung wirksamer war.

Vor dem Füllen wurde jeweils die ganze Apparatur einige Stunden auf über 500° erhitzt, dann die Elektroden mit Hochfrequenz geglüht und das Barium durch Erhitzen seiner Nickelunterlage verdampft (nur bei Messungen mit Edelgasen). Vorgängig der Messungen wurde jeweils die ganze Apparatur mit dem Füllgas gespült, wobei mit einem Hochfrequenzinduktor eine kräftige Entladung in allen Teilen der Apparatur erzeugt wurde.

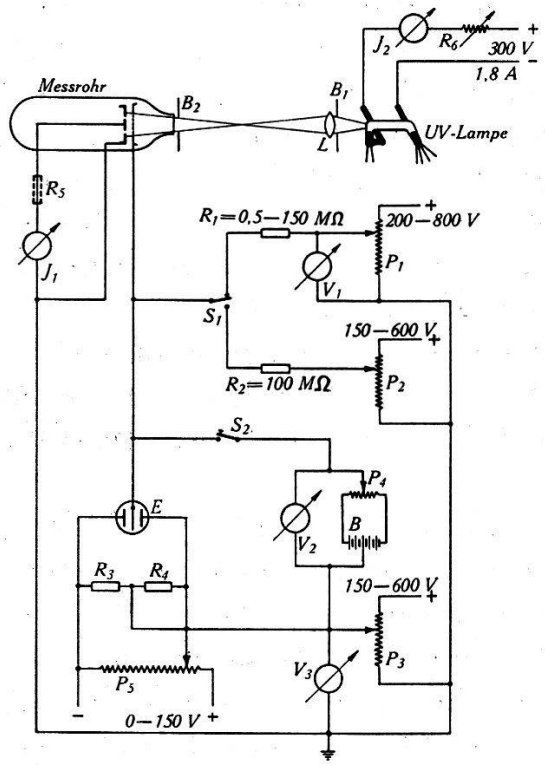

Fig. 10.
Vereinfachte schematische Darstellung der elektrischen Messanordnung.

d) *Die elektrische Messvorrichtung.* Die verwendete Messanordnung ist vereinfacht in Fig. 10 dargestellt. Die Messungen der Charakteristik und der Zündspannungsabsenkung werden genauer, wenn jeweils nicht die Absolutwerte der Spannungen bestimmt werden, sondern wenn als Bezugspunkt z. B. die Zündspannung ohne Fremdstrom gewählt wird. So fallen unvermeidliche Schwankungen in den Absolutwerten weg (Druckänderung durch Absinken

der flüssigen Luft, thermische Einflüsse der Entladung oder Bestrahlung, Verunreinigung). Die Charakteristiken selbst wurden durch derartige Schwankungen nur wenig beeinflusst. An Stelle der direkten Messung der Zündspannung ohne Bestrahlung, welche zufolge Zündverzögerungen und Zündüberspannung nicht sehr genau definiert ist, wird zweckmässiger die Brennspannung bei verschwindendem Strom (ca. 10^{-8} A) gemessen; diese unterscheidet sich nur unmerklich von der Zündspannung. Um die Brennspannung im jeweiligen Messpunkt und bei 10^{-8} A möglichst rasch nacheinander messen zu können, war der Schalter S_1 und die beiden Potentiometer P_1 und P_2 vorgesehen. An Stelle des Hochohmwiderstandes R_1 wurde für einen Teil der Messungen eine in Sättigung arbeitende Photozelle verwendet. Zur Strommessung diente ein Galvanometer J_1 mit einer maximalen Ablesegenauigkeit von $3 \cdot 10^{-9}$ A. Die Spannungsmessung erfolgte mit einem Quadrantenelektrometer E nach LINDEMANN. Dieses lag an einer geeigneten Vorspannung V_3, so dass für die Relativmessungen seine volle Empfindlichkeit ausgenutzt werden konnte. Die Ablesegenauigkeit konnte durch Änderung der Schneidenspannung mit P_5 bis unter $^1/_{100}$ Volt gesteigert werden. Die Spannungsmessung erfolgte entweder durch Kompensation mit dem Potentiometer P_3 oder durch Eichung der Elektrometerskala innerhalb des Messbereiches mit der Eichvorrichtung P_4, B, V_2, S_2.

Zur Messung der sehr kleinen Photoströme (10^{-8}—10^{-12} A) wurde in die Kathodenleitung ein hochohmiger Widerstand R_5 geschaltet (10^8—4×10^9 Ω) und der Spannungsabfall mit dem Elektrometer bestimmt.

Als Spannungsquellen dienten hochstabilisierte Netzanschlussgeräte mit Glimmstabilisatorlampen mit vorgeschaltetem Eisenwasserstoffwiderstand. Der so geglättete Strom wurde noch ein zweites Mal durch Glimmlampen stabilisiert.

Als UV-Lichtquelle diente eine Gleichstrom-Hg-Lampe spezieller Konstruktion mit Strahlaustritt in axialer Richtung. Durch Blende B_1, Quarzlinse L und Blende B_2 wurde eine gleichmässige und kräftige Ausleuchtung der Kathode erreicht. Die ganze Bestrahlungseinrichtung war verschiebbar auf einer optischen Bank mit Skala angeordnet, so dass eine einfache Eichung der Vorrichtung möglich war.

e) *Die Bestimmung des Photostromes.* Nach Untersuchungen von BRINKMANN[5]) [6]) kann infolge erheblicher Absorption der UV-Strahlung in Luft nicht genau mit einer quadratischen Abstandsabhängigkeit der Intensität gerechnet werden, es ist daher not-

wendig, sowohl die Absolut- wie auch die Relativ-Werte der Strahlung direkt zu messen. Letztere wurden durch Eichung der Abstandsabhängigkeit als Funktion des Elektrodenabstandes zum voraus bestimmt, und zwar bei Sättigung im Hochvakuum.

Die Messung der Absolutwerte bei Gasfüllung stösst auf erheblich grössere Schwierigkeit, da normalerweise beim Einsatz der Stossionisation noch keine Sättigung erreicht wird.[6]) Wohl ist die Berechnung von i_0 nach Gleichung (3) oder (4) bei grösseren Spannungen möglich, doch ist die Richtigkeit der Resultate nur dann gewährleistet, wenn i_0 für eine bestimmte Gasfüllung als konstant angesehen werden kann. Wie Messungen ergaben, muss aber i_0 als Funktion der Kathodenfeldstärke angesehen werden, d.h.

$$i = i_0(E_k, p) \frac{e^{\alpha d}}{1-\gamma(e^{\alpha d}-1)} \tag{62}$$

d. h. nur wenn wir unter Konstanthaltung des Druckes auch die Kathodenfeldstärke unverändert lassen, kommen wir auf die richtigen i_0-Werte, wie sie im Zündpunkt vorhanden sind. Dies wird z. B. erreicht durch gleichzeitige Reduktion der Elektrodenspannung und des Abstandes auf $^1/_3$. In ähnlichen Entladungen nimmt dabei der Faktor von i_0 in Gl. (62) den gleichen Wert an; wir können so für ähnliche Entladungen die relativen Fremdstromdichten ohne Kenntnis der Ionisierungszahlen α und γ bestimmen. Diese Relativwerte sind aber für unsere Messungen, d. h. für die Bestimmung der funktionellen Abhängigkeit der Konstanten hinreichend.

Der Grund der Feldstärkeabhängigkeit von i_0 ist nicht in der Raumladung zu suchen, sondern in der Rückdiffusion der Elektronen. Diese verlassen die Kathode mit endlicher Geschwindigkeit und sind daher in der Lage zur Kathode zurückzukehren. Sofern die Photoelektronenausbeute als solche nicht vom Druck abhängig ist, folgt aus gaskinetischen Überlegungen, dass i_0 eine Funktion von E/p ist (Ähnlichkeitsbedingung).

Die Messungen ergaben tatsächlich eine nur sehr geringe Druckabhängigkeit. Diese Tatsache erlaubt nun, auch die Absolutwerte der Photoströme ohne Kenntnis von α und γ zu bestimmen. Wir verringern Druck und Elektrodenspannung unter Konstanthaltung von E/p soweit, dass keine Stossionisation mehr auftritt. Der zweite Faktor von Gl. (62) wird 1 und wir können i_0 direkt messen.

f) Kritik der Versuchsanordnung und des Messverfahrens. Auf die Schwierigkeit, eine über Messelektrode und Schutzring homogen

brennende Entladung zu erhalten, wurde bereits hingewiesen, sie trat aber vorwiegend bei kleinen Abständen auf, bei denen sich der Fehler infolge kleinerer Diffusionsverluste ohnehin weniger auswirkt. Eine weitere Störquelle bilden die Löcher in der Anode (1 mm ⌀) und der Ringspalt in der Kathode, was die Homogenität des Feldes bei kleinen Abständen beeinträchtigt; auch ist die Bestrahlung der Kathode im kleinen nicht homogen. Aus den erwähnten Gründen wurde als untere Abstandsgrenze 2—4 mm gewählt. Als obere Abstandsgrenze wurde 15—20 mm genommen; sie ist bedingt durch das Verhältnis Elektrodendurchmesser zu Schlagweite, ferner durch Rand und Wandeinflüsse.

Eine erhebliche Fehlerquelle ist sicher die mangelnde Reinheit der Gase. Um wenigstens konstante Verhältnisse zu haben, wurde jeweils eine Messreihe beim grössten Druck begonnen und sukzessive weggepumpt. Die Reproduzierbarkeit der funktionellen Abhängigkeit war so befriedigend, auch dann, wenn in den Absolutwerten Schwankungen auftraten.

Interessant ist noch die Frage nach der Erfüllung des Paschenschen Gesetzes. Nach neueren Messungen in reinem Argon und in Wasserstoff[56]) konnten keine über die Messgenauigkeit hinausgehende Abweichungen festgestellt werden. In unseren Messungen war das Paschengesetz für H_2 sehr gut erfüllt (Streuung kleiner als 1%). Auch bei Stickstoff war die Abweichung gering, während bei den Edelgasen die Zündspannung bei einer Abstandsänderung von 0,2 auf 2 cm um einige Prozent stieg. Kruithof & Penning[31]) stellten ähnliche Abweichungen vom Paschengesetz fest und erklären diese durch mangelnde Einhaltung der geometrischen Ähnlichkeit (seitliches Entweichen von Rückwirkungsphotonen!). Die in den Messungen angegebenen Zündspannungen sind Mittelwerte.

Eine weitere Störquelle könnte allfällig in das Entladungsrohr diffundierendes Barium bilden. Wir hätten es dann nicht mehr mit einer reinen Nickelkathode zu tun, was aber für die vorliegenden Untersuchungen nicht von wesentlicher Bedeutung wäre, da wir uns ja nicht für Absolutwerte interessieren, sondern für die Druck- und Abstandsabhängigkeit.

3. *Messergebnisse.*

Für die graphische Aufzeichnung wurde einheitlich folgende Darstellung gewählt:

Charakteristik und Zündpunktslinien: Lineare Auftragung. Es sollen sich dann fallende Geraden mit der Neigung K_1 resp. $2\,K_1$ ergeben.

Zündspannungsabsenkung: ΔU_z in linearem Massstab, i_0 im Wurzelmassstab. Gemäss dem Wurzelgesetz resultiert dann eine Gerade mit der Neigung K_2.

Abstands-, resp. Druckabhängigkeit der Konstanten K_1 und K_2: aufgetragen in doppeltlogarithmischem Maßstab. Eine Abhängigkeit der Form d^ν wird dann durch eine Gerade der Neigung ν dargestellt (vergl. Abschn. I, 3d, Fig. 4).

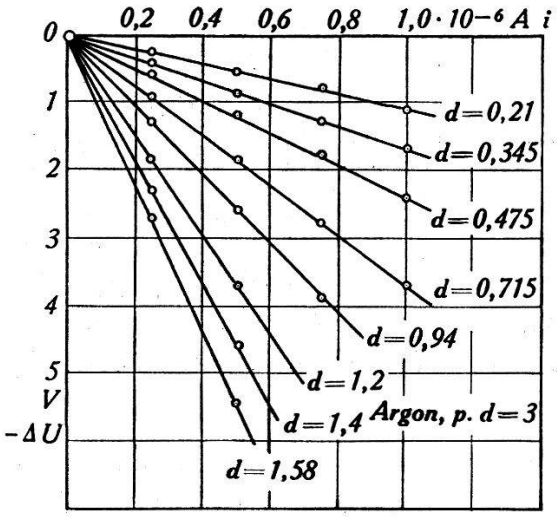

Fig. 11.

Anfangscharakteristik für Argon $\pi = 3$ für verschiedene Schlagweiten. $U_0 = 240$ V.

a) *Argon.* Fig. 11 zeigt eine Schar von Anfangscharakteristiken für $\pi = 3$.

Fig. 12 zeigt eine Anfangscharakteristik mit der zugehörigen

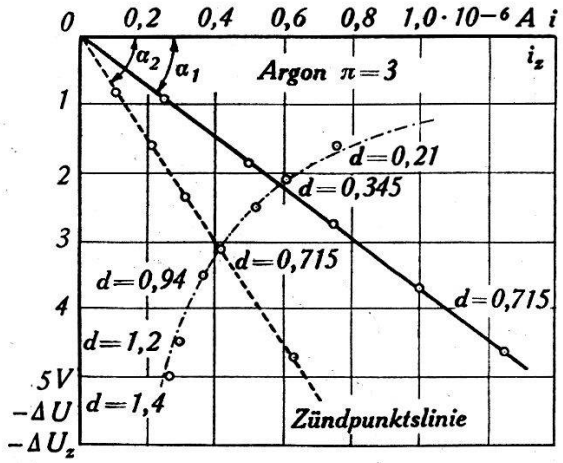

Fig. 12.

Anfangscharakteristik und Zündpunktslinie für Argon, $\pi = 3$, $d = 0{,}715$, $\operatorname{tg} \alpha_2 = 2 \operatorname{tg} \alpha_1 = 2 K_1$. Ferner Zündpunkte für verschiedene Abstände bei $\pi = 3$ und konstanter Vorbestrahlung. Die strichpunktierte Hyperbel entspricht dem theoretischen Verlauf. $U_0 = 240$ V.

Zündpunktlinie, ferner eine Serie von Zündpunkten bei konstantem π und konstantem Fremdstrom, jedoch mit variablem Abstand.

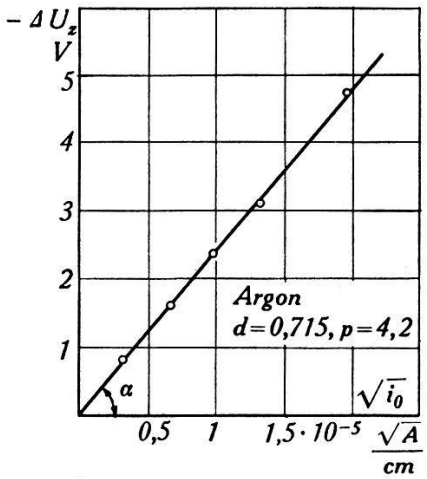

Fig. 13.

Zündspannungsabsenkung ΔU_z als Funktion der Vorbestrahlung. Abszisse im Wurzelmaßstab. Argon $d = 0{,}715$; $p = 4{,}2$; $\operatorname{tg} \alpha = K_2$; $U_0 = 240$ V.

In Fig. 13 ist für die gleichen Druck-Abstandswerte die Zündspannungsabsenkung als Funktion des Fremdstromes dargestellt. Fig. 14 zeigt die Konstante K_1 für $\pi = 3$ und $\pi = 6$ sowie die Konstante K_2 für $\pi = 3$ als Funktion des Abstandes.

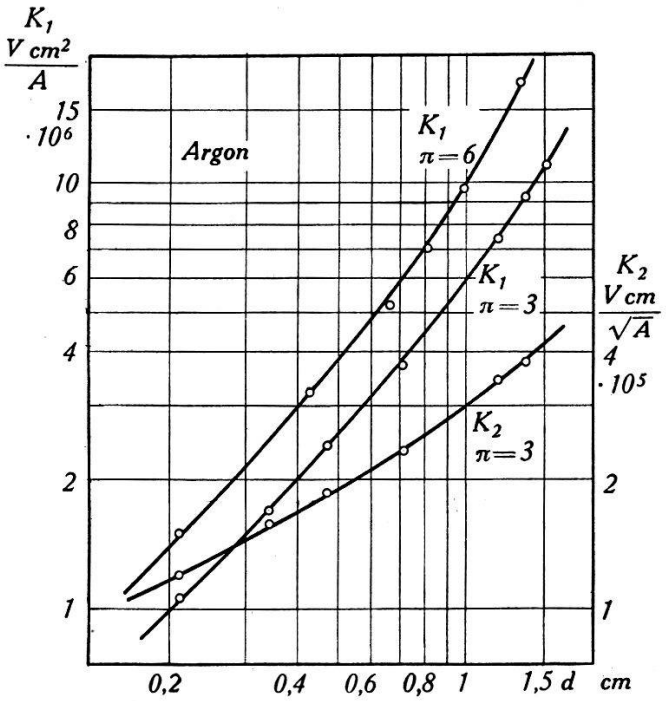

Fig. 14.

Abhängigkeit der Konstanten K_1 und K_2 vom Abstand bei konstantem π. Argon.

Resultate: 1. Die Anfangscharakteristik ist linear fallend.

2. Die Zündpunktlinie hat die doppelte Neigung der Anfangscharakteristik.

3. Die Wurzelgesetze sind gut erfüllt.

4. Bei konstanter Bestrahlung und konstantem π ist das Produkt $i_z \cdot \Delta U_z$ konstant (Hyperbel in Fig. 12).

5. Die Neigung der K_2-Kurve ist halb so gross wie die Neigung der K_1-Kurve (Fig. 14).

6. Die K_1-Kurve verläuft anfänglich unter 45^0; bei grösseren Abständen steigt sie stärker an. Wir haben also anfänglich lineare, später überlineare Abstandsabhängigkeit. Man kann daher K_1 wie folgt darstellen:

$$K_1 = c_1 d + c_2 d^2 \tag{63}$$

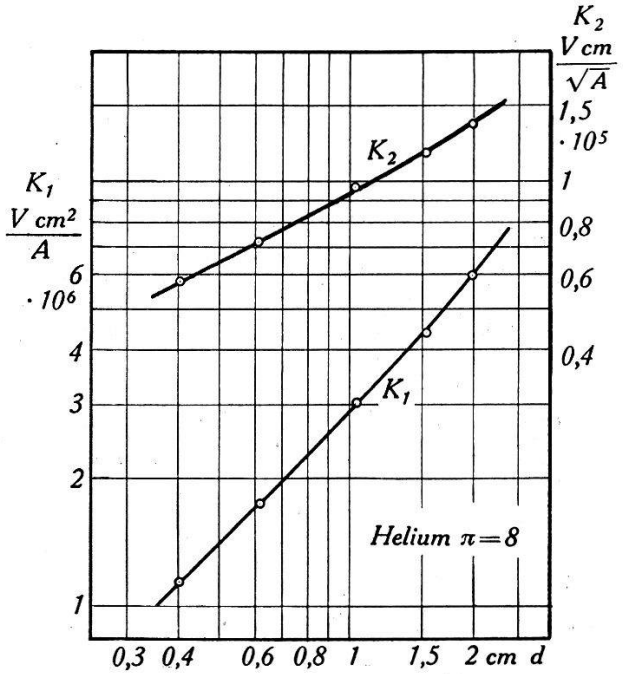

Fig. 15.

Abhängigkeit der Konstanten K_1 und K_2 vom Abstand. Helium $\pi = 8$.

Schlussfolgerungen: Für kleine Abstände gilt: $K_1 = c_1 d$, was der von SCHADE[54]) aufgestellten Theorie der Stufenprozesse durch m. A. entspricht. Während BÜTTNER einen leicht unterlinearen Anstieg fand (Exponent 0,8, vergl. Fig. 5), ist hier anfänglich die lineare Abhängigkeit sehr gut erfüllt. Der überlineare Anstieg bei grösseren Abständen, welcher bei den Messungen von BÜTTNER noch kaum zu erkennen war, muss ähnlichkeitstreuen Raumladungsprozessen zugeschrieben werden (quadratisches Glied in Gl. 63).

b) *Helium.* Es ist bekannt, dass Helium ausserordentlich empfindlich ist auf Verunreinigungen. (BÜTTNER[7]) gibt an, dass er daher die Anfangscharakteristik nicht messen konnte.) Sowohl die Zünd-

spannungen wie auch die Neigung der Charakteristik schwankten erheblich, dagegen erwies sich die funktionelle Abhängigkeit der Neigung für konstantes π bei verschiedenen Messreihen als nahezu gleich. Die Messungen wurden zudem durch den Umstand erschwert, dass beim Einstellen eines bestimmten Stromes die Spannung einige Sekunden wanderte. Wir beschränken uns daher auf die Wiedergabe der Konstanten K_1 und K_2 bei $\pi = 8$ als Funktion des Abstandes.

Resultate: Die bei Argon gefundenen Abhängigkeiten werden innerhalb der Messgenauigkeit auch hier bestätigt gefunden. Insbesondere verläuft auch hier die K_1-Kurve (Fig. 15) anfänglich unter 45°, die Abweichung bei grösseren Abständen ist weniger stark als bei Argon.

Die Schlussfolgerungen sind die gleichen wie bei Argon. Der geringere Raumladungseffekt ist rein qualitativ aus der grösseren Beweglichkeit der Heliumionen verständlich.

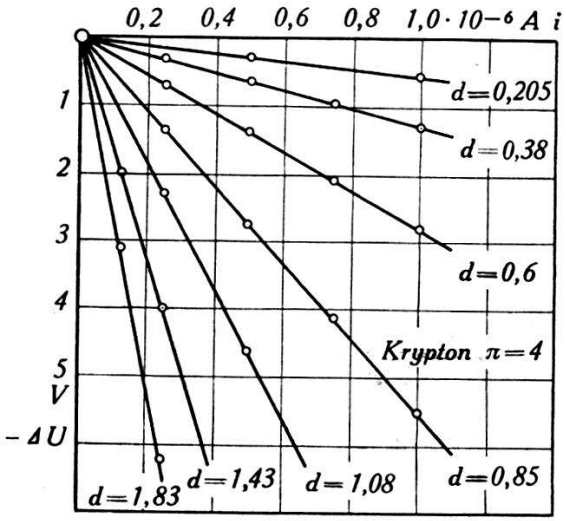

Fig. 16.

Anfangscharakteristik für Krypton $\pi = 4$ für verschiedene Schlagweiten. $U_0 = 275$ V.

c) *Krypton.* Die Messsungen liessen sich im Gegensatz zu Helium sehr gut durchführen. Die Schwankungen der Neigung waren bei verschiedenen Gasfüllungen kleiner als 10% und die funktionelle Abhängigkeit vom Abstand praktisch unverändert. In Fig. 16, 17 und 18 sind die wichtigsten Messungen wiedergegeben.

Resultate: 1. Die Beziehungen 1—5 der Messungen in Argon wurden auch hier gut bestätigt gefunden.

2. Für $\pi =$ const verlaufen die beiden K_1-Kurven in Fig. 17 parallel, im obern Teil mit einer Neigung von ca. 1,9 während die

Kurven bei kleineren Abständen wesentlich flacher verlaufen. Die K_2-Kurve zeigt einen entsprechenden Gang.

3. In Fig. 18 ist die Abhängigkeit von K_1 bei konstantem Druck bzw. Abstand als Funktion des Abstandes bzw. Druckes aufgetragen. Wie zu erwarten ist, liegt eine viel stärkere Abstandsabhängigkeit als Druckabhängigkeit vor. Die Neigung im Punkte P_2 ist um 1,8 grösser als im Punkt P_1, was recht gut mit der Neigung der K_1-*Kurve* für $\pi = 4$, $d = 0{,}7$ in Fig. 17 übereinstimmt.

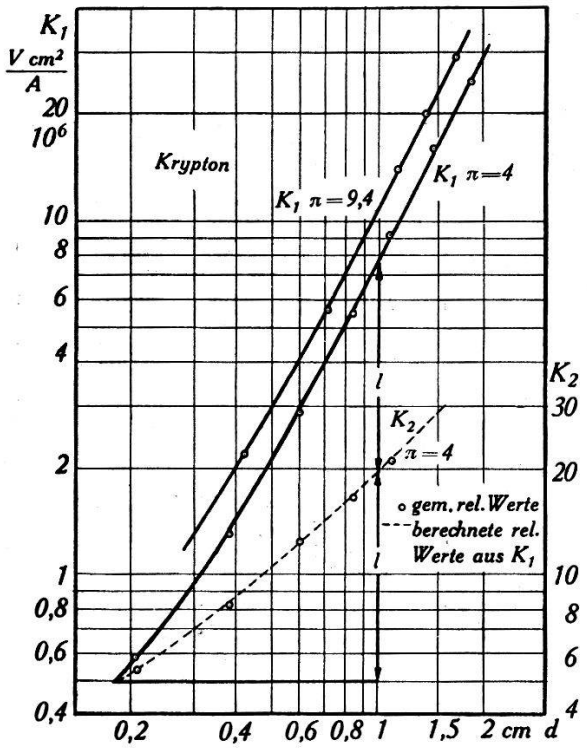

Fig. 17.

Abhängigkeit der Konstanten K_1 und K_2 vom Abstand bei konstantem π. Punktiert: Kurve konstruiert aus K_1 durch Halbierung der Ordinate. Die gemessenen K_2-Werte (in relat. Einheiten) fallen gut mit der punktierten Linie zusammen.

Schlussfolgerungen: Wenn wir K_1 wieder in der Form $K_1 = c_1 d + c_2 d^2$ darstellen, so überwiegt schon bei relativ kleinen Abständen das quadratische Glied, d. h. die Raumladung spielt eine wesentlich grössere Rolle als bei Helium und Argon, bei grössern Abständen ist sie fast allein ausschlaggebend, die Charakteristik erfüllt dort die Ähnlichkeitsbeziehung weitgehend. Qualitativ lässt sich der stärkere Raumladungseinfluss durch die geringere Beweglichkeit der schwereren Krypton-Atome erklären.

d) *Wasserstoff.* Die Messungen in Wasserstoff sind aus zwei Gründen von besonderem Interesse, erstens weil die Moleküle sehr leicht sind und zweitens weil Stufenprozesse durch m. A. keine Rolle spielen können (vergl. Abschn. I, 5 f)). Wie bereits erwähnt,

gelang es infolge Instabilitäten nicht, die fremdstromfreie Anfangscharakteristik zu messen, an ihrer Stelle mussten die Zündpunktslinien aufgenommen werden. Fig. 19 zeigt eine derartige Schar von Zündpunktslinien für $\pi = 3{,}82$ und Fig. 20 die daraus ermittelten Werte von K_1 und K_2.

Resultate: 1. Die allgemeinen Stromdichtebegünstigungsgesetze sind auch hier erfüllt. Die Zündpunktslinien sind anfänglich linear fallende Geraden, weichen aber bei grösserem Strom erheblich davon ab. Messungen bei kleineren Werten von π ergaben schon vom Zündpunkt weg eine erhebliche Krümmung, so dass die Angabe der Anfangsneigung sehr ungenau wird. Bei noch klei-

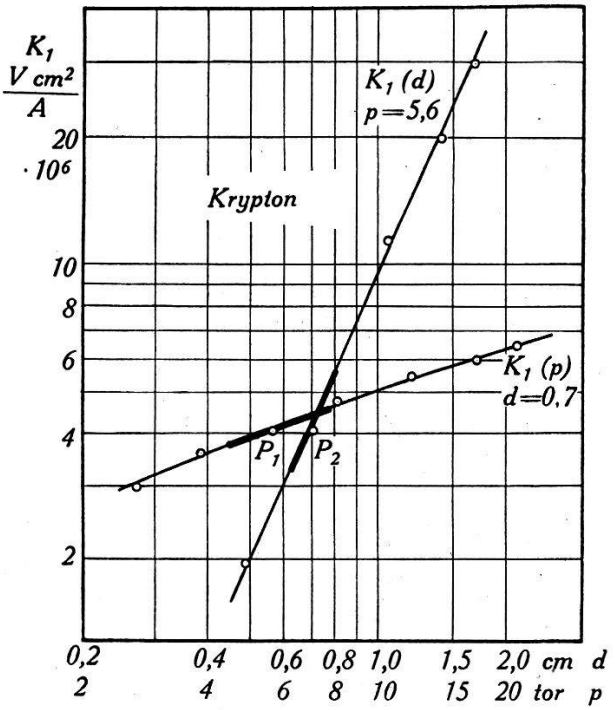

Fig. 18.

Abhängigkeit der Konstanten K_1 vom Druck, bezw. Abstand bei konstantem Abstand bzw. Druck. Krypton.

P_1 und P_2 entsprechen dem gleichen Wertepaar $p = 5{,}6$, $d = 0{,}7$.

neren π-Werten, in der Gegend des Zündspannungsminimums und im nahen Weitdurchschlag ergaben sich sogar Charakteristiken, die anfänglich schwach anstiegen und dann fallend wurden (vergl. Abschn. II, 6).

2. Für π konstant weist die K_1-Kurve (Fig. 20) eine Neigung von 1,5 bis 1,7 auf.

3. Messungen bei konstantem Abstand und variablem Druck ergaben eine sehr geringe Druckabhängigkeit, während bei konstantem Druck die Abstandsabhängigkeit ungefähr gleich war wie bei konstantem π. (Fucks & Kettel[21]) fanden für die Zündspan-

nungsabsenkung bei grösseren Werten von π ein ähnliches Verhalten.)

Schlussfolgerungen. Aus der Neigung der K_1-Kurve muss ge-

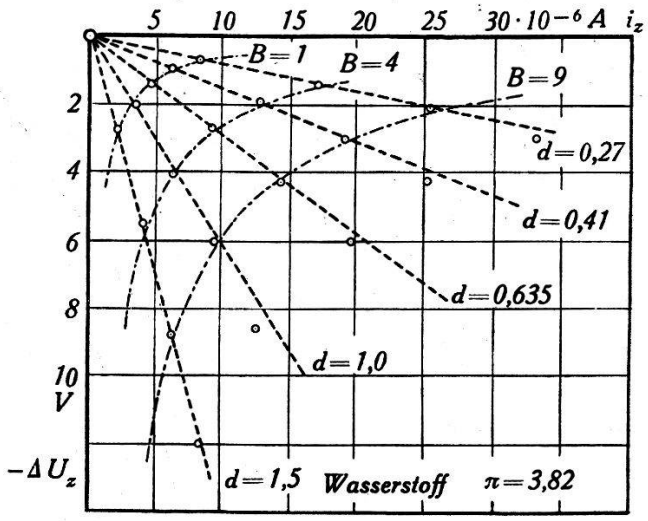

Fig. 19.

Zündpunktslinie für Wasserstoff, $\pi = 3{,}82$ für verschiedene Schlagweiten. B: relative Bestrahlungsstärke. $U_0 = 424$ V.

schlossen werden, dass die Stromdichtebegünstigung zum grossen Teil Raumladungseffekten zugeschrieben werden muss, wobei rein

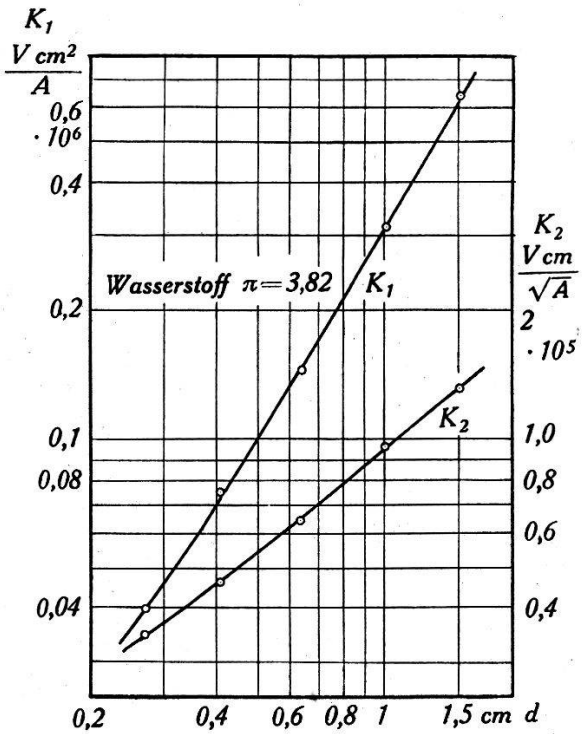

Fig. 20.

Abhängigkeit der Konstanten K_1 und K_2 bei konstantem π. Wasserstoff.

qualitativ eine Deutung durch die Feldstärkeabhängigkeit von γ möglich ist, da γ in diesem E/p Bereich steigt. Daneben müssen

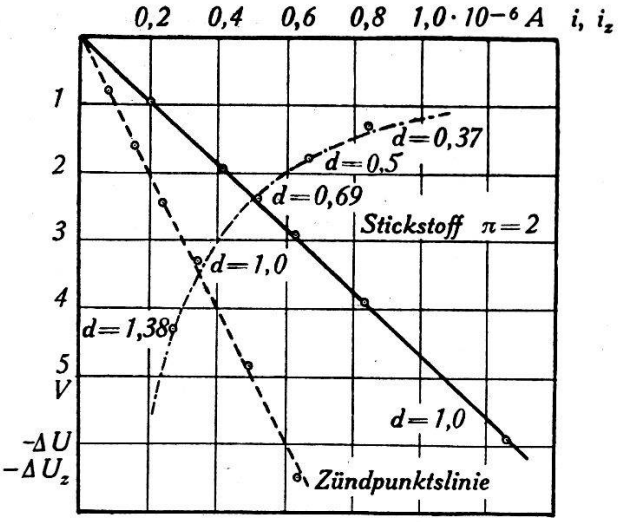

Fig. 21.
Anfangscharakteristik und Zündpunktslinie für Stickstoff $\pi = 2$, $d = 1$. Ferner Zündpunkte für verschiedene Abstände bei $\pi = 2$ und konstanter Vorbestrahlung. Strichpunktiert: berechnete Hyperbel. $U_0 = 284$ V.

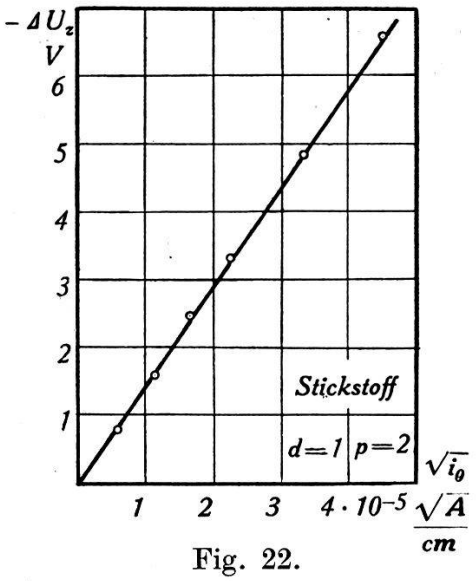

Fig. 22.
Zündspannungsabsenkung ΔU_z als Funktion der Vorbestrahlung. Abszisse im Wurzelmassstab. Stickstoff $p = 2$, $d = 1$, $U_0 = 284$ V.

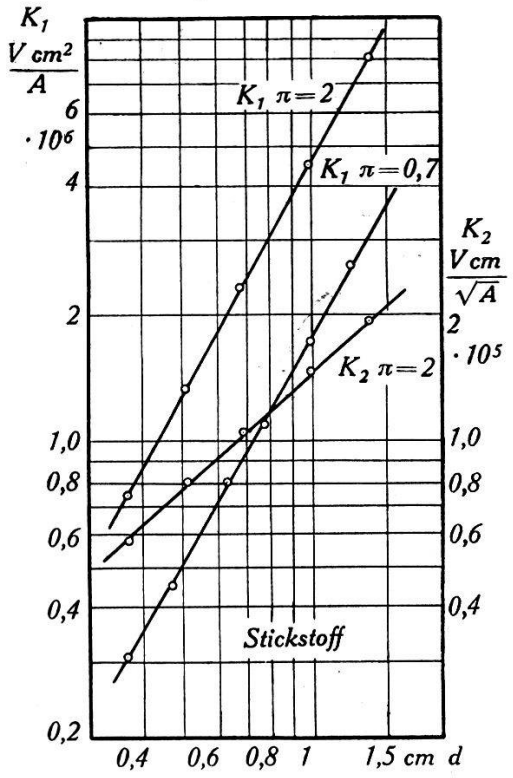

Fig. 23.
Abhängigkeit der Konstanten K_1 und K_2 vom Abstand bei konstantem π. Stickstoff.

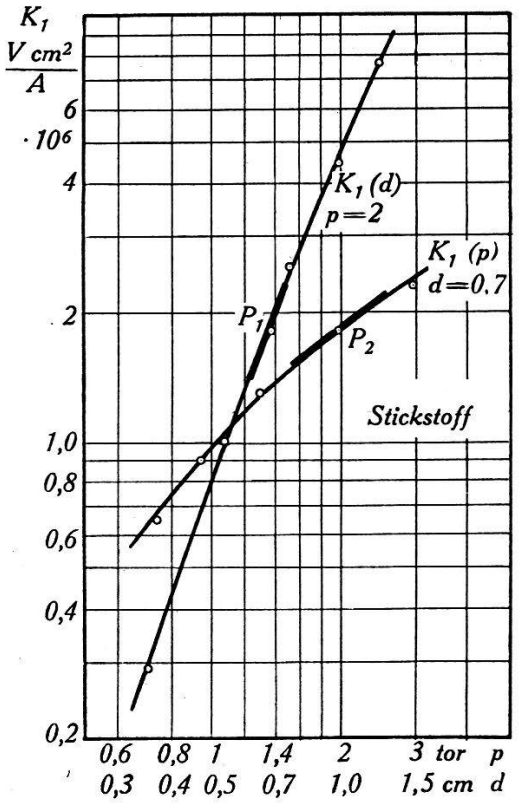

Fig. 24.
Abhängigkeit der Konstanten K_1 vom Druck, bzw. Abstand bei konstantem Abstand, bzw. Druck. Stickstoff. P_1 und P_2 entsprechen dem gleichen Wertepaar $p = 2$, $d = 0{,}7$.

aber auch Stufenprozesse beteiligt sein, über deren Art auf Grund dieser Messungen nichts gesagt werden kann.

Bemerkenswert ist, dass die Neigungen der Anfangscharakteristiken in der Grössenordnung um mehr als eine 10er Potenz kleiner sind als bei den andern Gasen, was rein qualitativ durch das geringe Molekulargewicht resp. die grosse Wanderungsgeschwindigkeit und die daraus resultierende geringere Raumladung erklärt werden kann.

e) *Stickstoff.* Als weiteres Molekülgas wurde Stickstoff untersucht, der nur im atomaren Zustand metastabile Zustände hat, welche zudem unter der halben Ionisationsspannung liegen[64]), so dass Stufenprozesse durch m. A. keine Rolle spielen können.

Die wichtigsten Messungen sind in Fig. 21—25 zusammengestellt.

Resultate: 1. Die allgemeinen Gesetze der Stromdichtebegünstigung sind gut erfüllt.

2. Für $\pi =$ const. weisen die beiden K_1-Kurven (Fig. 23) eine Neigung von ca. 1,75, die K_2-Kurve eine Neigung von ca. 0,9 auf.

3. Fig. 24 zeigt wiederum die viel grössere Abstandsabhängigkeit bei konstantem Druck als Druckabhängigkeit bei konstantem Abstand. Die Differenz der Neigung im entsprechenden Punktepaar P_1, P_2 beträgt 1,8, was in guter Übereinstimmung mit dem durch die Theorie geforderten Wert von 1,75 steht (aus Fig. 23).

Schlussfolgerungen: Wie bei Wasserstoff müssen wir auch hier den Hauptanteil der Stromdichtebegünstigung Raumladungseinflüssen zuschreiben. Dass die Neigung der Kurve den Wert 2 nicht erreicht, lässt wieder auf das Mitwirken irgendwelcher Stufenprozesse schliessen.

Die viel grösseren Absolutwerte als bei H_2 können qualitativ durch die geringere Ionenbeweglichkeit erklärt werden.

4. *Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse.*

1. Die allgemeinen Stromdichtebegünstigungsgesetze werden durch die Experimente gut bestätigt, und zwar auch jene neugefundenen Beziehungen, für die bis heute keine experimentellen Unterlagen vorhanden waren. (Gl. 53—61).

2. Die Abstandsabhängigkeit von K_1 bei konstantem π ist in jedem Fall stärker als linear und wird in gewissen Fällen nahezu quadratisch. Je nach dem Exponent sind mehr oder weniger ähnlichkeitsstörende Prozesse vorhanden. Die Frage ob Raumladungseffekte oder Stufenprozesse wirksam sind, muss somit eindeutig

dahin beantwortet werden, dass zwar Stufenprozesse, namentlich bei Edelgasen, eine wichtige Rolle spielen können, dass sie aber nicht als einzige Ursache der Stromdichtebegünstigung anzusehen sind, wie dies gelegentlich vermutet wurde.

4. Die Frage, ob sich die Raumladung auf die γ-Ionisation, auf die lichtelektrische Rückwirkung oder auf die integrale Elektronenionisierung auswirkt, bleibt vorerst noch offen.

5. *Bemerkungen über die möglichen Rückwirkungsprozesse und ihre Feldstärkeabhängigkeit*[12] [15] [32] [34] [51].

a) *Die positive Oberflächenionisation.* Die meisten Kenntnisse über die Auslösung von Elektronen durch positive Ionen fussen auf indirekten Methoden[24] [56]. Wohl liegen direkte Messungen über die Befreiung von Elektronen durch Ionen vor, doch waren die dabei verwendeten Ionengeschwindigkeiten meist viel grösser als bei einer Gasentladung. PENNING[37] gelang es, Messungen bis hinunter zu ca. 10 eV durchzuführen, was aber in der Grössenordnung immer noch um 1—2 10er Potenzen zu rasch ist. Dieser Unterschied kann vor allem deshalb von Bedeutung sein, weil die Ionengeschwindigkeiten in den Gasentladungen wesentlich unter der Austrittsarbeit der Elektronen liegen, während sie bei obigen Messungen darüber lagen. Die Berechnung zeigt, dass sich eine Änderung der Kathodenfeldstärke energiemässig nur sehr gering auf die Änderung der kinetischen Energie der Ionen auswirkt. Übrigens ist schon bei 10—20 eV die Elektronenausbeute nur sehr wenig von der Ionengeschwindigkeit abhängig [37]. Der wirksame Energiebetrag zur Befreiung der Elektronen muss in der potentiellen Energie des Ions liegen, was energiemässig auf keinerlei Widerspruch stösst, da die Ionisierungsenergie meist mehr als die doppelte Austrittsarbeit des Elektrons beträgt.

Der Mechanismus dieser Befreiung ist noch sehr unklar und keine der aufgestellten Hypothesen hat bis heute volle Anerkennung gefunden. U. a. wurde in Betracht gezogen:

1. Reine Feldemission (durch das Feld des Ions).

2. Einfluss der kinetischen Energie, welche das Ion aus dem Mikrofeld mitbringt.

3. Thermische Emission infolge der örtlichen Temperaturerhöhung.

4. Erzeugung eines Photons bei der Neutralisation des Ions und dadurch photoelektrische Befreiung eines 2. Elektrons (TAYLOR[61]).

In all diesen Fällen ist eine erhebliche Feldstärkeabhängigkeit der Elektronenbefreiung schlecht denkbar[55]). Besonders erwähnt werden muss aber die Einschränkung, dass nur *solche Abhängigkeiten von der Feldstärke in Betracht gezogen werden dürfen, die von E/p abhängen,* da ja wegen der Gültigkeit des Paschen'schen Gesetzes γ eine Funktion von E/p sein muss, d. h. es müssten Vorgänge mitwirken, die mit der freien Weglänge in Zusammenhang stehen (z. B. Ionengeschwindigkeit oder Rückdiffusion der Elektronen, siehe Abschn. II, 5 d). Ist schon eine stark positive Feldstärkeabhängigkeit von γ schlecht zu erklären, so ist eine Abnahme von γ mit zunehmender Feldstärke noch unverständlicher. Die Berechnung von γ aus der Gl. (4) gibt jedoch in vielen Fällen eine z. T. stark fallende Kurve [3]) [12]) [21]) [25]) [30]) [31]).

Das charakteristische Merkmal der positiven Oberflächenionisation ist in jedem Fall, dass γ nur von der Kathodenfeldstärke abhängt und nicht von Feldverzerrungen im Gasraum.

b) *Lichtelektrische Rückwirkung.* Die photoelektrische Wirkung des Lichtes einer Funkenentladung ist schon lange bekannt und es konnte sogar nachgewiesen werden[23]) [41]) [59]), dass die Strahlung z. T. so kurzwellig ist, dass sie gasionisierend wirkt. Der Effekt scheint allerdings nur bei grossen Werten von π vorhanden zu sein. Im Gebiete kleiner π-Werte spielt in erster Linie die photoelektrische Wirkung an der Kathode eine Rolle. Ihre Existenz konnte z. T. direkt nachgewiesen werden. So zeigte Costa[8]), dass in einer unselbständigen Wasserstoffentladung bei niedrigen Drucken 50 bis 100% der Nachlieferungselektronen photoelektrisch ausgelöst werden. Ähnliche Versuche in Luft[9]) ergaben für die lichtelektrische Rückwirkung einen Anteil von 20—50%.

Während der Durchschlag bei grossen Werten von π vermutlich ausschliesslich durch Elektronenionisierung und photoelektrische Wirkung zustande kommt, muss bei kleinen π-Werten auf Grund der Aufbauzeiten trotz der Bedeutung des lichtelektrischen Effektes an der Mitwirkung der positiven Ionen festgehalten werden. In der Nähe des Zündspannungsminimums liegen nämlich die Aufbauzeiten der Entladungen in der Grössenordnung 10^{-4}—10^{-5} sec, was ungefähr mit Berechnungen auf Grund der Ionendurchschlagstheorie übereinstimmt[2]).

Fassen wir das γ der Gl. (4) nicht im Sinne einer Elektronenbefreiung durch positive Ionen, sondern durch Photonen auf, so folgt, dass γ gar nicht mehr in erster Linie von der Kathodenfeldstärke abhängt, sondern von der Feldstärke im Gasraum. Fallende γ-Funktionen lassen sich zwangslos durch die Anregungsfunktionen

erklären und wie Rogowski[49]) gezeigt hat, ist auch bei fallendem γ eine Ionisierungsbegünstigung durch Raumladung möglich.

c) *Wirkung der metastabilen Atome an der Kathode.* Neben der Wirkung der m. A. im Raum muss auch mit ihrer Wirkung an der Kathode gerechnet werden, indem sie durch Abgabe ihrer Energie Elektronen befreien können [32]) [36]) [47]) [50]). Diese Art der Elektronenbefreiung kann aber im allgemeinen nur von sekundärer Bedeutung sein.

d) *Rückdiffusion von Elektronen.* Es wurde bereits im Zusammenhang mit der Bestimmung des Photostromes darauf hingewiesen, dass gar nicht alle Elektronen, welche tatsächlich die Kathode ursprünglich verlassen, für die Entladung wirksam sind, sondern dass ein Teil davon infolge Reflexion zur Kathode zurückkehren. Diese Erscheinung muss sinngemäss auch bei den Rückwirkungselektronen berücksichtigt werden. In der Literatur wurde zwar schon gelegentlich darauf hingewiesen[21]) [29]) [32]), doch blieb sie im allgemeinen unberücksichtigt. Ihre Bedeutung hängt wesentlich vom Verhältnis der Austrittsgeschwindigkeit der Elektronen zur Weglängespannung ab. Ist dieses klein gegen 1, so werden praktisch keine Elektronen reflektiert, ist es dagegen gross gegen 1, so kann mehr als die Hälfte der die Kathode verlassenden Elektronen wieder zu dieser zurückkehren.

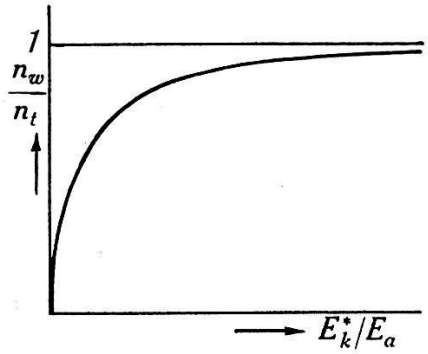

Fig. 25.

Schematische Darstellung des Zusammenhangs zwischen der Zahl der „wirksamen" Elektronen n_w und der Weglängespannung vor der Kathode E_k^*.
(n_t = Zahl der total befreiten Elektronen,
E_a = Äquivalentspannung der Austrittsgeschwindigkeit.)

Das Verhalten ist schematisch in Fig. 25 dargestellt. Da die Weglängenspannungen in den niedrigen Druckbereichen in der Grössenordnung 0,1—1 Volt liegen, kann schon bei mässigen Austrittsgeschwindigkeiten eine erhebliche Feldstärkeabhängigkeit resultieren.

Über die Austrittsgeschwindigkeiten ist wenig bekannt, im Falle photoelektrischer Elektronenbefreiung können sie aber erheb-

liche Beträge erreichen, sowohl bei Entladungsphotonen wie auch bei Rekombinationsphotonen.

Im Falle lichtelektrischer Rückwirkung bedeutet die Rückdiffusion, dass die Photonenerzeugung zwar nur eine Funktion der Feldverteilung im Gasraum ist, aber dass der „wirksame" Elektronenstrom doch von der Kathodenfeldstärke abhängt; es kann somit auf Grund der Gl. (4) eine mit E fallende γ-Kurve resultieren, aber die Rückwirkung kann trotzdem mit steigender Kathodenfeldstärke zunehmen.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass die Rückdiffusion nicht etwa den generellen Verlauf der γ-Kurve beeinflussen kann, dass sie aber eine merkliche Abhängigkeit von der Kathodenfeldstärke bewirken kann.

e) *Polaritätseffekte.* Es wurde schon mehrfach versucht, die Feldstärkeabhängigkeit der positiven Oberflächenionisation mit Polaritätseffekten bei Entladungen zwischen konzentrischen Zylindern in Beziehung zu bringen. Die gezogenen Schlüsse können aber nur dann als richtig anerkannt werden, wenn man die lichtelektrische Wirkung ausschliesst, denn infolge der Inhomogenität der Feldstärke könnten auf Grund der lichtelektrischen Rückwirkung andere Polaritätseffekte mitwirken.

6. *Einschränkung in der Gültigkeit der Wurzelgesetze.*

Aus den theoretischen Betrachtungen folgt eindeutig, dass fallende Charakteristik und Wurzelgesetze praktisch dieselbe physikalische Bedeutung haben. Aus den bisherigen Veröffentlichungen ist man versucht, den Schluss zu ziehen, dass den Wurzelgesetzen universelle Bedeutung zukommt. Das stimmt nun nicht. Die Wurzelgesetze sind nur als sehr verbreiteter Spezialfall aufzufassen. Es sind nämlich Entladungsformen bekannt, bei denen die Charakteristiken nicht fallend sind, sondern vom Zündpunkt weg steigen und erst später fallen. Dabei sind zwei Fälle möglich:

1. Die Krümmung nach unten erfolgt noch im Bereiche des Townsendstromes. Der schematische Verlauf der Charakteristik ohne und mit Bestrahlung entspricht dann etwa Fig. 26. Es ist ohne weiteres ersichtlich, dass die Wurzelgesetze nicht mehr gültig sein können und dass die Zündpunktslinien keine Geraden mehr sind. Dagegen bleibt die Tatsache einer Erniedrigung der Funkenzündspannung (welche sich von der Anfangsspannung der selbständigen Entladung unterscheidet) bestehen. Derartig gekrümmte Anfangscharakteristiken wurden von Penning & Addink[39]) und Büttner[7]) im Neon-Argon-Gemisch gefunden, von Seeliger und

SCHMEKEL[52]) im Neon-Helim-Gemisch, ferner wurde, wie bereits in Abschn. II, 3 d) erwähnt, bei kleinen π-Werten in Wasserstoff ein derartiger Verlauf gemessen.

2. Die Kurve bleibt horizontal oder steigend bis zu grossen Stromstärken. Der schematische Verlauf wurde bereits in Fig. 3 dargestellt. Die „bestrahlten" Kurven münden asymptotisch in die „unbestrahlte" ein. Ob bei grösseren Stromstärken der Umschlag in eine andere Entladungsform (Glimmentladung, Bogenentladung) stetig oder sprunghaft erfolgt, ist ohne Belang, da bei so grossen

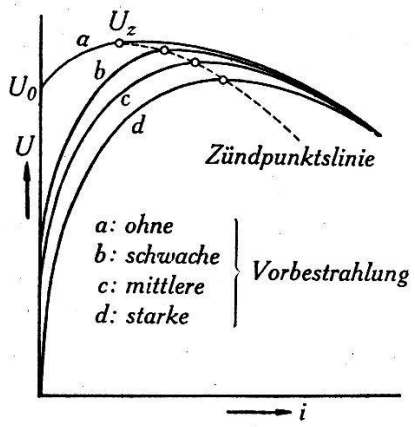

Fig. 26.
Schema der Stromspannungscharakteristik bei steigender und fallender Anfangscharakteristik ohne und mit Vorbestrahlung.

Stromdichten der Einfluss einer schwachen Bestrahlung auf die Charakteristik und somit auf die Funkenzündspannung praktisch unmerklich ist. Ein derartiges Verhalten wurde in Stickstoff bei grösseren π-Werten gefunden.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden in den Laboratorien der Cerberus G.m.b.H. in Bad-Ragaz durchgeführt, und ich spreche der Geschäftsleitung für das grosszügige Entgegenkommen meinen verbindlichsten Dank aus.

Ferner möchte ich Herrn Prof. Dr. F. TANK, Vorsteher des Instituts für Hochfrequenztechnik der E.T.H. Zürich, für sein förderndes, wohlwollendes Interesse am Fortgang der Arbeit herzlich danken.

Literatur.

1) M. ARNOLD, Phys. Zs. **40**, 687, 1939.
2) W. BARTHOLOMEYEZYK, Zs. f. Phys. **116**, 235, 1940.
3) W. E. BOWLS, Phys. Rev. **53**, 293, 1938.
4) H. BETHE, Handb. d. Phys., 2. Aufl., XXIV/1, S. 452.
5) C. BRINKMANN, Zs. f. Phys. **111**, 737, 1939; Arch. f. Elektrot. **33**, 121, 1939.
6) C. BRINKMANN, Arch. f. Elektrot. **33**, 1, 1939.

[7]) H. Büttner, Zs. f. Phys. **111**, 750, 1939.
[8]) H. Costa, Zs. f. Phys. **113**, 531, 1939.
[9]) H. Costa, Zs. f. Phys. **116**, 508, 1940.
[10]) K. T. Compton & P. M. Morse, Phys. Rev. **30**, 305, 1927.
[11]) C. Deimel, Phys. Zs. **37**, 610, 1936.
[12]) M. J. Druyvesteyn & F. M. Penning, Rev. Modern Phys. **12**, 87, 1940.
[13]) A. v. Engel & M. Steenbeck, Elektr. Gasentladungen. Jul. Springer 1934.
[14]) E. Flegler & H. Raether, Phys. Zs. **36**, 829, 1935; Zs. f. techn. Phys. **16**, 435, 1935; Zs. f. Phys. **99**, 635, 1936; **103**, 315, 1936.
[15]) V. J. Francis & H. G. Jenkins, Rep. on Progr. in Phys. **7**, 230, 1940.
[16]) W. Fucks, Zs. f. Phys. **92**, 467, 1934; **98**, 666, 1936.
[17]) W. Fucks & W. Seitz, Naturwissenschaften **24**, 336, 1936; Phys. Zs. **37**, 813, 1936; Zs. f. techn. Phys. **17**, 387, 1936; Zs. f. Phys. **103**, 1, 1936.
[18]) W. Fucks & H. Bongartz, Zs. f. techn. Phys. **20**, 205, 1939.
[19]) W. Fucks & G. Schuhmacher, Zs. f. Phys. **112**, 605, 1939.
[20]) W. Fucks & G. Schuhmacher, Naturwissensch. **28**, 110, 1940.
[21]) W. Fucks & F. Kettel, Zs. f. Phys. **116**, 657, 1940.
[22]) W. Fucks & H. Bongartz, Zs. f. Phys. **120**, 463, 1943.
[23]) E. Greiner, Zs. f. Phys. **81**, 543, 1933.
[24]) A. Günterschulze, W. Bär & A. Winter, Zs. f. Phys. **111**, 208, 1938.
[25]) D. H. Hale, Phys. Rev. **54**, 241, 1938.
[26]) W. de Groot & F. M. Penning, Handb. d. Phys. XXIII/1, S. 175.
[27]) A. Hoffmann, Zs. f. Phys. **119**, 223, 1942.
[28]) G. Holst & E. Oosterhuis, Phil. Mag. **46**, 1117, 1923.
[29]) A. A. Kruithof & F. M. Penning, Physica **3**, 515, 1936.
[30]) A. A. Kruithof & F. M. Penning, Physica **4**, 430, 1937; **5**, 203, 1938.
[31]) A. A. Kruithof & F. M. Penning, Physica **7**, 519, 1940
[32]) L. B. Loeb, Rev. Modern Phys. **8**, 267, 1936.
[33]) L. B. Loeb & J. M. Meek, Journ. appl. Phys. **11**, 438 und 459, 1940.
[34]) R. W. Lunt, A. v. Engel & J. M. Meek, Rep. on Prog. in Phys. **8**, 338, 1941.
[35]) J. M. Meek, Phys. Rev. **57**, 722, 1940; **58**, 196, 1940; Proc. Phys. Soc. **52**, 547 und 822, 1940*); Journ. Franklin Inst. **230**, 229, 1940; Journ. Inst. Electr. Eng. **89**, 335, 1942.
[36]) J. Meissner, Zs. f. Phys. **117**, 325, 1941.
[37]) F. M. Penning, Physica **8**, 17, 1928.
[38]) F. M. Penning, Zs. f. Phys. **46**, 335, 1928; **57**, 732, 1929; **72**, 338, 1931; **78**, 454, 1932; Physica **10**, 47, 1930; **12**, 65, 1932.
[39]) F. M. Penning & C. C. J. Addink, Physica **1**, 1007, 1934.
[40]) H. Raether, Phys. Zs. **107**, 91, 1937; **112**, 486, 1939; **117**, 375 und 524, 1940; Naturwissenschaft **28**, 749, 1940; Arch. f. Elektrot. **34**, 49, 1940; Elektrot. Zs. **63**, 301, 1942.
[41]) H. Raether, Zs. f. Phys. **110**, 611, 1938.
[42]) W. Riemann, Zs. f. Phys. **122**, 216, 1943.
[43]) W. Rogowski, Arch. f. Elektrot. **25**, 551, 1931.

*) Diese Arbeiten betitelt: „The variation of sparking potential with initial photoelectric current" konnten infolge der gegenwärtigen Umstände nicht im Original angesehen werden.

[44]) W. Rogowski & W. Fucks, Arch. f. Elektrot. **29**, 362, 1935.
[45]) W. Rogowski & A. Wallraff, Zs. f. Phys. **97**, 758, 1935.
[46]) W. Rogowski, Zs. f. Phys. **100**, 1, 1936.
[47]) W. Rogowski & A. Wallraff, Zs. f. Phys. **102**, 183, 1936; **106**, 212, 1937.
[48]) W. Rogowski & A. Wallraff, Zs. f. Phys. **108**, 1, 1938.
[49]) W. Rogowski, Zs. f. Phys. **114**, 1, 1939.
[50]) W. Rogowski, Zs. f. Phys. **115**, 261, 1940.
[51]) W. Rogowski, Zs. f. Phys. **117**, 265, 1941.
[52]) R. Seeliger & S. Schmekel, Phys. Zs. **26**, 471, 1925.
[53]) R. Schade, Zs. f. Phys. **105**, 595, 1937.
[54]) R. Schade, Zs. f. techn. Phys. **18**, 595, 1937; Phys. Zs. **38**, 1021, 1937; Naturwissensch. **25**, 568, 1937; Zs. f. Phys. **108**, 353, 1938.
[55]) R. Schade, Zs. f. Phys. **111**, 437, 1939.
[56]) R. Schöfer, Zs. f. Phys. **110**, 21, 1938.
[57]) H. Scholtheis, Arch. f. Elektrot. **34**, 237, 1940.
[58]) W. Schulze, Zs. f. Phys. **78**, 92, 1932.
[59]) W. Schwiecker, Zs. f. Phys. **116**, 562, 1940.
[60]) C. Stoerk, Elektrot. Zs. **52**, 43, 1931.
[61]) J. B. Taylor, Phil. Mag. **3**, 753, 1927; Proc. Roy. Soc., London **114**, 73, 1927.
[62]) M. Toepler, Phys. Zs. **40**, 206, 1939.
[63]) J. S. Townsend, Marx: Handb. der Rad. I, 1920.
[64]) W. Uyterhoeven, Elektr. Gasentladungslampen, Jul. Springer 1938.
[65]) H. J. White, Phys. Rev. **48**, 113, 1935.