

2. Grundlagen der Gasentladung (unselbständige Entladung)

2.1. Grundbegriffe

Die Grundbegriffe werden zuerst am Beispiel der unselbständigen Entladung erläutert. Wie in der folgenden Abbildung gezeigt, ist in diesem Fall in einen äußeren Stromkreis (bestehend aus Stromquelle und Amperemeter), eine Gasstrecke geschaltet, die aus zwei voneinander isolierten Metallplatten (Elektroden) im Abstand d in einer definierten Gasatmosphäre besteht.

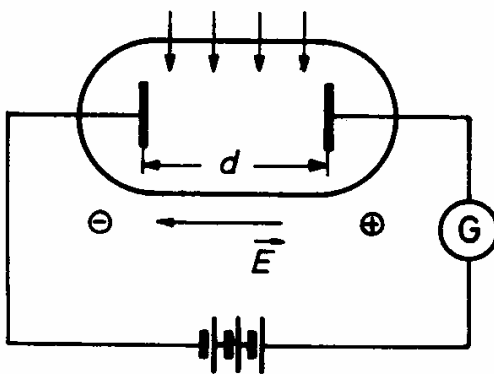


Fig. 2.1 Grundschaltung zur Untersuchung der Elektrizitätsleitung in Gasen. Zur Untersuchung der sog. unselbständigen Entladung (Ionisierung durch ein äußeres Agens) muß die Stromquelle eine Spannung bis über 1 kV liefern und der Strommesser G Ströme bis herab zu etwa 10^{-11} A anzeigen, wenn die Elektrodenfläche einige dm^2 beträgt.

Abbildung 2-1:

Stromfluss im Gaskondensator (Fig. 2.1. Wiesemann).

Die Stromquelle sorgt für die Aufrechterhaltung einer Potentialdifferenz zwischen den Elektroden, und somit existiert im Gasraum ein äußeres elektrisches Feld E . Elektrischer Strom kann fließen, wenn im Gasraum frei bewegliche Ladungsträger vorhanden sind. Dazu ist es notwendig, das normalerweise neutrale Gas zu ionisieren, d.h. durch Übertragung der Ionisierungsenergie durch ein ionisierendes Agens im Gasraum (Photonen [UV, Röntgen, γ], Teilchenstrahlung [α, β], Elektronen, Ionen, chemische Reaktionen [Flammenionisation]). Ladungsträger können aber auch nicht nur im Gasraum, sondern an den ihn begrenzenden Festkörperoberflächen, insbesondere an den Elektroden, durch energiereiche Teilchen oder Strahlung ausgelöst werden. Aufgrund des anliegenden elektrischen Feldes können von der negativen Elektrode (Kathode) nur Elektronen (bzw. negative Ionen, Anionen) und von der positiven Elektrode (Anode) nur positive Ionen (Kationen) ausgelöst werden.

Die Bewegung der Ladungsträger im Gasraum ist eine Überlagerung von zwei Bewegungstypen:

- 1.) Durch Stöße der Ladungsträger mit dem Neutralgas nimmt das „Ladungsträgergas“ eine Temperatur an, d.h., die Ladungsträger nehmen an der ungeordneten thermischen Bewegung des Gases teil, und
- 2.) Dieser thermischen Bewegung ist unter der Wirkung des elektrischen Feldes eine Driftbewegung in Richtung des Feldes überlagert (das ist Ursache für Stromfluss).

Die Ladungsträger driften daher auf die Elektrode mit entgegen gesetzter Polarität zu und werden beim Auftreffen absorbiert (Elektronen auf Anode) bzw. neutralisiert (positive Ionen auf Kathode). Daher ist der Stromfluss in einer Gasentladung zwangsläufig mit einer ständigen Vernichtung von Ladungsträgern verbunden. Stationärer Stromfluss benötigt deshalb ständige Trägerneuerzeugung. Dabei gibt es zwei Möglichkeiten:

- 1.) Unselbständige Entladung (Trägernacherzeugung durch äußeres Agens).
- 2.) selbständige Entladung (Trägernacherzeugung bzw. -auslösung durch Elektronen und Ionen der Gasentladung; Strom fließt auch ohne Mitwirkung eines äußeren Agens).

Strom fließt durch das Amperemeter nicht erst, wenn Ladungsträger an den Elektroden absorbiert werden, sondern bereits dann, wenn sich der Ladungsträger in oder gegen die Feldrichtung bewegt. Dies entsteht durch Influenzwirkung der Ladungsträger auf die Oberflächenladungen. Die Dichte der vom Ladungsträger influenzierten Ladungen auf der Oberfläche hängt dabei vom Abstand zwischen Ladungsträger und Oberfläche ab und ändert sich, wenn sich dieser bewegt; es müssen dann auch im Stromkreis Ladungen verschoben werden, d.h., es fließt Strom.

Ladungsträger werden nicht nur an Elektroden beim Stromfluss vernichtet, sondern auch durch zwei weitere Effekte:

- 1.) Diffusion: Aufgrund der thermischen Bewegung können Ladungsträger auch zu Gefäßwänden diffundieren und dort neutralisiert (entladen) werden. Sind die Gefäßwände isolierend, so laden sie sich lokal derart auf das so genannte Schwebepotential auf, dass im Gleichgewicht Ladungsträger mit Ladungen beider Vorzeichen in gleicher Anzahl eintreffen und somit auf diese Oberflächen hin kein Strom fließt.
- 2.) Rekombination: Volumenrekombination bedeutet, dass sich Ladungsträger unterschiedlicher Polarität treffen und unter Neutralisation der gegenseitigen Ladung reagieren.

2.2. Strom-Spannungs-Charakteristik der unselbständigen Gasentladung

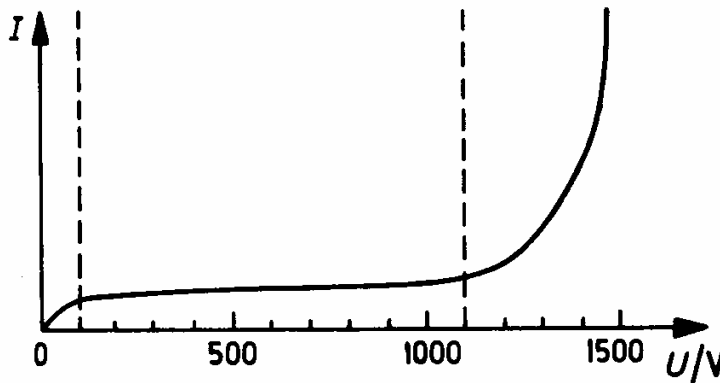


Fig. 2.2 Charakteristik einer unselbständigen Entladung¹

Abbildung 2-2:

Strom-Spannungs-Kennlinie einer unselbständigen Entladung durch Variation der Spannung U an einer Gasstrecke, die durch eine äußere Strahlungsquelle (Röntgenstrahlung) konstant ionisiert wird (Fig. 2.2. Wiesemann).

Es sind deutlich drei Bereiche zu unterscheiden: Rekombinationsbereich ($U \leq 100$ V – starke Abhängigkeit des Stromes I von der Spannung U), Sättigungsbereich (100 V $< U \leq 1000$ V – Sättigung des Stromes, d.h., I ist konstant) und Übergangsbereich zur selbständigen Entladung (1000 V $\leq U$ – steiler Anstieg des Stromes mit der Spannung).

Befinden sich im Gasvolumen (k verschiedene) Ladungsträger mit Ladungsdichte $\rho = qn$, die sich mit der (Drift) Geschwindigkeit v_d bewegen, so ergibt sich eine Stromdichte von:

$$j = \rho v_d \text{ bzw. } j = \sum_k \rho_k v_{d,k} \quad (2.1)$$

mit $v_d = \frac{1}{n} \int_{-\infty}^{+\infty} v f(v) d^3v$. $f(v)$ ist die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion der Ladungsträger.

Der resultierende elektrische Strom I ist dann das Flächenintegral der Stromdichte über einen passend gelegten Querschnitt durch die Entladung.

$$I = \int j dA \quad (2.2)$$

Um jedoch $I = I(U)$ zu deuten, müssen wir den Einfluss des Feldes auf die Trägerdrift v_d und auf die Trägerdichte n bestimmen.

2.3. Bewegung von Ladungsträgern in einem Feld

Wir nehmen an, wir haben ein schwachionisiertes Gas, d.h. die Gasdichte $n_g \gg n$ die Ladungsträgerdichte. Dann wird die Bewegung der Ladungsträger nur durch Stöße mit den Gasteilchen und durch die vom elektrischen Feld ausgeübte Kraft, nicht jedoch durch Stöße zwischen den Ladungsträgern bestimmt. Die Zeit zwischen den Stößen wird durch eine mittlere Stoßzeit τ charakterisiert, die gleich dem Reziprokwert der Stoßfrequenz ist (d.h. die mittlere Anzahl der Stöße pro Zeiteinheit) ν (griech. Ny! Bitte nicht mit v , der Geschwindigkeit, verwechseln!), d.h., $\nu = 1/\tau$. Die Zeit, während der der Ladungsträger mit dem Gasteilchen in Wechselwirkung steht, ist im übrigen sehr kurz gegenüber der mittleren Stoßzeit.

Zwischen zwei Stößen unterliegt der Ladungsträger der Beschleunigung a durch das elektrische Feld, i.e., $a = qE/m$ mit m Masse des Ladungsträgers. In Richtung der vom Feld ausgeübten Kraft $F = qE$ legt der Ladungsträger zwischen zwei Stößen, d.h. während der Zeit τ , den Weg s zurück:

$$s(\tau) = \frac{1}{2} a \tau^2 = \frac{qE\tau}{2m\nu} \quad (2.3)$$

Zu dieser Wegstrecke wäre vektoriell der zu dem aufgrund der thermischen Energie zurückgelegte Weg zu addieren. Die thermische Bewegung der Ladungsträger ist allerdings völlig ungeordnet, so dass sie zu keiner makroskopisch signifikanten Bewegung des Ladungsträgergases führen kann. Die Wege $s(\tau)$ zeigen jedoch für alle Ladungsträger mit gleicher Polarität in die gleiche Richtung und sind im Mittel auch gleich groß, d.h., das Ladungsträgergas bewegt sich also insgesamt mit der Driftgeschwindigkeit $v_d = s/\tau$ in Richtung der vom Feld herrührenden Kraft:

$$v_d = \frac{s}{\tau} = \frac{qE}{2m\nu} \quad (2.4)$$

Wir definieren nun den Proportionalitätsfaktor zwischen der Driftgeschwindigkeit und der erzwingenden Kraft $F = qE$ als Beweglichkeit μ :

$$v_d = \mu F = \mu qE = \frac{qE}{2m\nu} \quad (2.5)$$

Manchmal wird die Beweglichkeit μ auch ohne q definiert, d.h., $v_d = \mu E$. Damit gilt für die Beweglichkeit, bis auf einen Zahlenfaktor (der im Übrigen von der Art der Mittelung abhängt):

$$\mu = \frac{1}{mv} \quad (2.6)$$

Wir können uns diese Größe veranschaulichen, wenn wir feststellen, dass die Beweglichkeit umso kleiner ist, je größer die Masse und je größer die Stoßfrequenz sind.

2.4. Interpretation der Strom-Spannungs-Charakteristik (Stromdichteberechnungen)

2.4.1 Ladungsträgererzeugung (Elektronen) an einer Elektrode (Kathode)

Wir nehmen an, dass die Kathode mit einer konstanten Flussdichte (bzw. Quantenflussdichte) energiereicher Teilchen bestrahlt wird, so dass pro Fläche und Zeiteinheit γ_0 Elektronen ausgelöst werden. Es gilt somit für die emittierte Stromdichte:

$$j_{em} = e\gamma_0 \quad (2.7)$$

Diese Elektronen bilden vor der Kathode eine Elektronenwolke mit der Teilchendichte n , die zur Anode hin driften. Allerdings findet gleichzeitig auch eine Diffusion in alle Richtungen statt, so dass ein Teil zur Kathode zurück diffundiert und absorbiert wird, daher ist die effektive Stromdichte:

$$j = j_{em} - j_{diff} = e\gamma_0 - e \frac{n\bar{v}}{4} \quad (2.8)$$

Dabei ist \bar{v} die mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen, wobei im Gegensatz zur Berechnung der mittleren Driftgeschwindigkeit v_d bei der Mittelung nur die Geschwindigkeitsbeträge addiert wurden [speed and not velocity]. In der Gasstrecke lässt sich die Stromdichte mit Hilfe der Beweglichkeit ausdrücken:

$$j = env_d = e^2 n \mu E \quad (2.9)$$

Gleichung (2.9) wird nun nach n aufgelöst und damit n in Gl. (2.8) eliminiert, so dass gilt:

$$j = \frac{4e^2 \mu \gamma_0 E}{4v_d + \bar{v}} = \frac{4e^2 \mu \gamma_0 E}{4e\mu E + \bar{v}} \quad (2.10)$$

Auch \bar{v} hängt von der Feldstärke ab, da sich die Ladungsträger (Elektronen und die daraus gebildeten Anionen) im Feld aufheizen. Diese Abhängigkeit kann durch das Aufstellen einer einfachen Energiebilanz abgeschätzt werden. Details bringen wir hier nicht.

Für kleine Feldstärken wird jedoch \bar{v} in Gl. (2.10) auf alle Fälle konstant, und daher ist $j \propto E$, und $I \propto U$ (wie es bei kleinen Spannungen tatsächlich beobachtet wird) mit $I = jA$ (A ist die Elektrodenfläche) und $E = U/d$.

Für höhere Feldstärken kann man unter der berechtigten Annahme, dass die negativen Ladungsträger Anionen sind, \bar{v} gegen v_d im Nenner von (2.10) vernachlässigen. Damit wird in Gl. (2.10) $j = e\gamma_0$, und dies erklärt die in der Strom-Spannungs-Kennlinie beobachtete Sättigungstendenz.

Da der beobachtete Sättigungsstrom proportional dem Auslösefaktor γ_0 ist, der seinerseits der Flussdichte der ionisierenden Strahlung proportional ist, kann damit der Sättigungsstrom zur Messung der Flussdichten von ionisierenden Strahlen herangezogen werden. Sind die Ladungsträger im Gasraum Elektronen (im Falle von Gasen, die nicht Anionen bilden) liegen die Verhältnisse komplizierter, trotzdem ist der Sättigungsstrom proportional der Teilchenflussdichte.

2.4.2 *Fremdionisation im Gasvolumen*

In diesem Falle sollen Ladungsträger beiderlei Vorzeichens, deren Beweglichkeit verschieden ist, im Gasraum durch ionisierende Strahlung erzeugt werden.

Zuerst beschränken wir uns auf den einfachen Fall, dass die negativen Ladungsträger ebenfalls Ionen sind und somit in etwa die gleiche Beweglichkeit wie die positiven Ladungsträger besitzen, und dass nur einfach geladene Ionen auftreten, d.h., $q_{\pm} = \pm e$. Weiters gilt $n_{\pm} = N_{\pm}/V$ mit $V = Ad$ als dem Gasvolumen und N_{\pm} als der Gesamtzahl der Ladungsträger im Volumen. Zur Bestimmung von N_{\pm} müssen Bilanzgleichungen aufgestellt werden. Da im Gasvolumen bei der Ionisation immer gleichviel positive wie negative Ladungsträger erzeugt werden, gilt:

$$N_+ = N_- \equiv N \text{ und } n_+ = n_- \equiv n. \quad (2.11)$$

Für die Erzeugungsrate gilt mit ν_0 als der Ionisierungsfrequenz (die der Flussdichte der ionisierenden Strahlung proportional ist):

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{Erzeugung}} = n_g V v_0. \quad (2.12)$$

Für die Verlustrate sind sowohl Diffusion als auch Rekombination zu berücksichtigen:

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{Verlust}} = -\frac{N}{\tau_w} - RN_+ N_- = -\frac{N}{\tau_w} - RN^2, \quad (2.13)$$

mit R als dem Rekombinationskoeffizienten und τ_w der mittleren Verweilzeit der Ladungsträger in der Entladung. Da als weiterer Verlust auch die Drift mit anschließender Neutralisation an der Elektrode anzusehen ist, folgt mit (i):

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{Drift}} = -\frac{N v_d}{d} \quad (2.14)$$

(darin steckt die Überlegung, dass die Ladungsträger für das Durchdriften der gesamten Gastrecke die Zeit d/v_d benötigen; da jedoch die Ionenpaare homogen im Gasraum erzeugt werden, brauchen sie im Mittel vom Erzeugungsort zur Elektrode nur die halbe Zeit $d/(2v_d)$),

und (ii) der Tatsache, dass im stationären Zustand die Erzeugung gleich dem Verlust sein muss ($\sum (dN/dt) = 0$) die komplette Bilanzgleichung:

$$n_g V v_0 - \frac{N}{\tau_w} - RN^2 - \frac{2N v_d}{d} = 0. \quad (2.15)$$

Unter der Annahme vernachlässigbarer Rekombination im Vergleich zur Diffusion ($N/\tau_w \gg RN^2$) liefert Gl. (2.15):

$$n = \frac{N}{V} = \frac{n_g v_0 \tau_w d}{2v_d \tau_w + d}. \quad (2.16)$$

Da die Stromdichte $j = j_+ + j_- = 2e^2 n \mu E$ folgt mit (2.16):

$$j = \frac{2e^2 \mu E n_g v_0 \tau_w d}{2e \mu E \tau_w + d}, \quad (2.17)$$

bzw. für die Charakteristik der Gasstrecke:

$$I = \frac{2e^2 \mu n_g v_0 \tau_w V U}{2e \mu \tau_w U + d^2}. \quad (2.18)$$

Für die zwei Bereiche der Charakteristik ergibt sich somit:

- (i) Für kleine Werte von U steigt, wie experimentell gefunden, $I \propto U$, da mit $2e \mu \tau_w U \ll d^2$ aus (2.18) folgt:

$$I = \frac{2e^2 \mu n_g v_0 \tau_w V U}{d^2}. \quad (2.19)$$

- (ii) Für größere Spannungen folgt hingegen ein Sättigungsstrom:

$$I = e n_g v_0 V, \quad (2.20)$$

wobei nach Gl. (2.12) $n_g v_0$ die Anzahl der im Volumen pro Zeiteinheit erzeugten Ladungsträgerpaare ist. In diesem Falle kommt es also zu keiner Rekombination, wobei alle Ladungen zum Stromtransport beitragen; die Diffusion an die Wände wurde ja schon oben ausgeschlossen. Damit ist also der Sättigungsstrom (wie im Falle der Trägerauslösung an den Elektroden, siehe oben 2.4.1.) proportional dem Fluss der ionisierenden Strahlung, was in der Ionisationskammer zur Messung von radioaktiver Strahlung verwendet wird.