

Einführung in die Plasmaphysik

Gasentladungen

Wolfgang Suttrop, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching

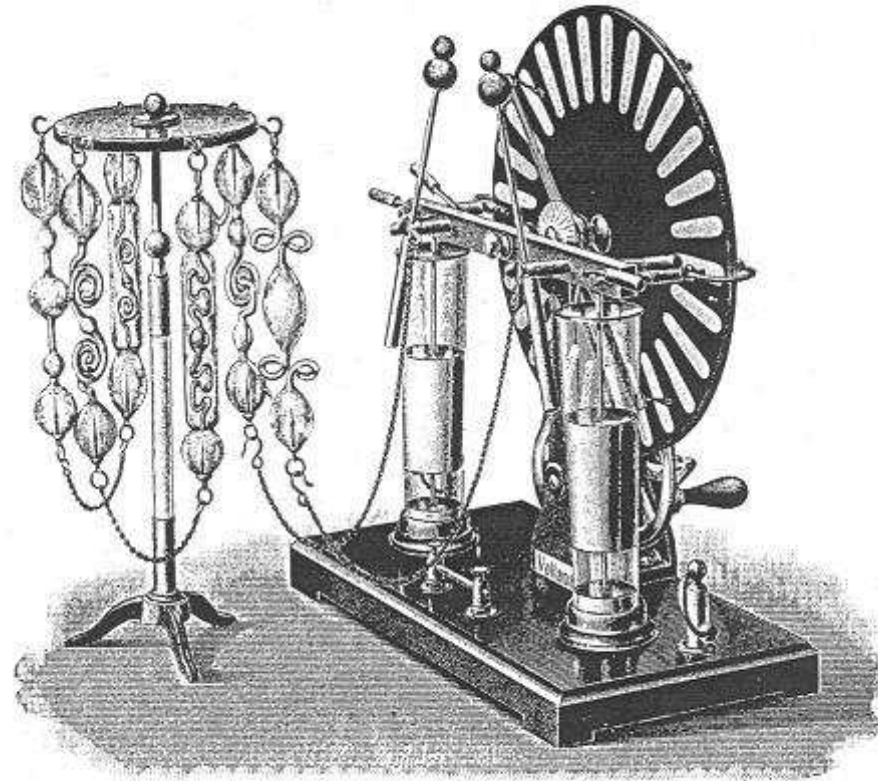
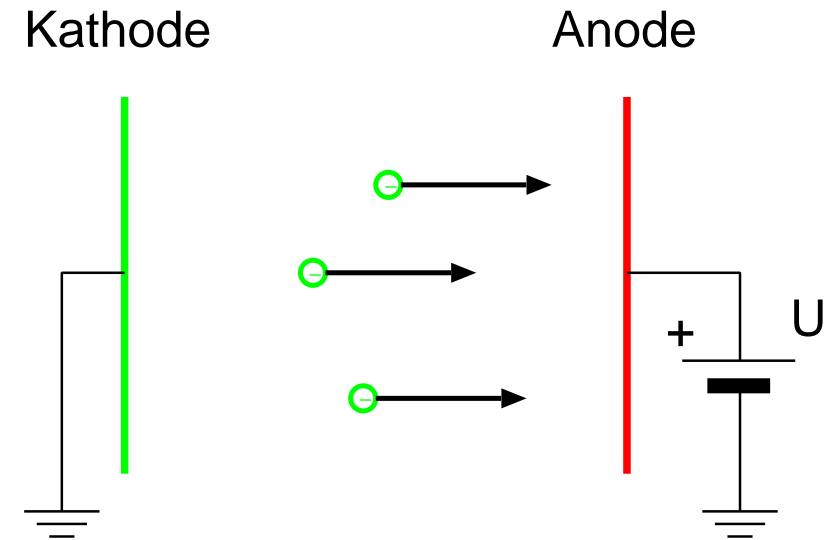


Bild: A. C. M. de Quiroz, COPPE/UFRJ

<http://www.coe.ufrj.br/~acmq/electrostatic.html>

Gasentladungen

Vakuumdioden:

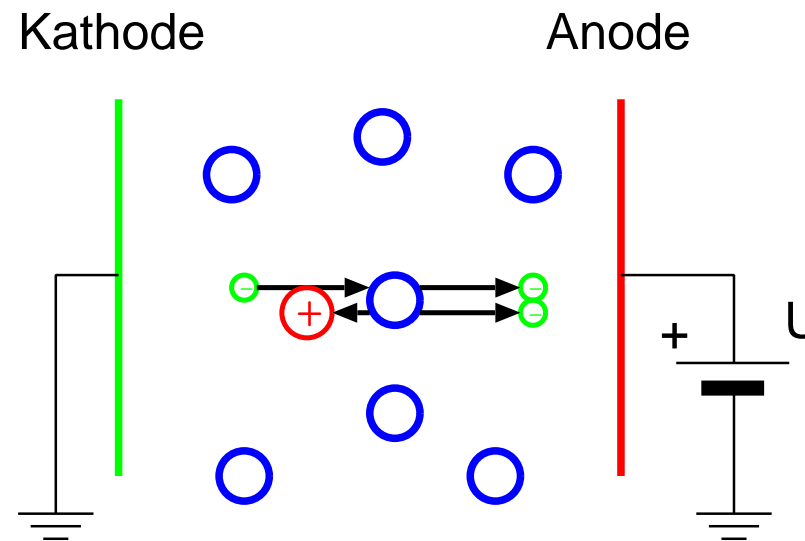


Ladungsträger: **Elektronen.**

Erzeugung:

Thermische Emission aus der Kathode

Gasentladung:

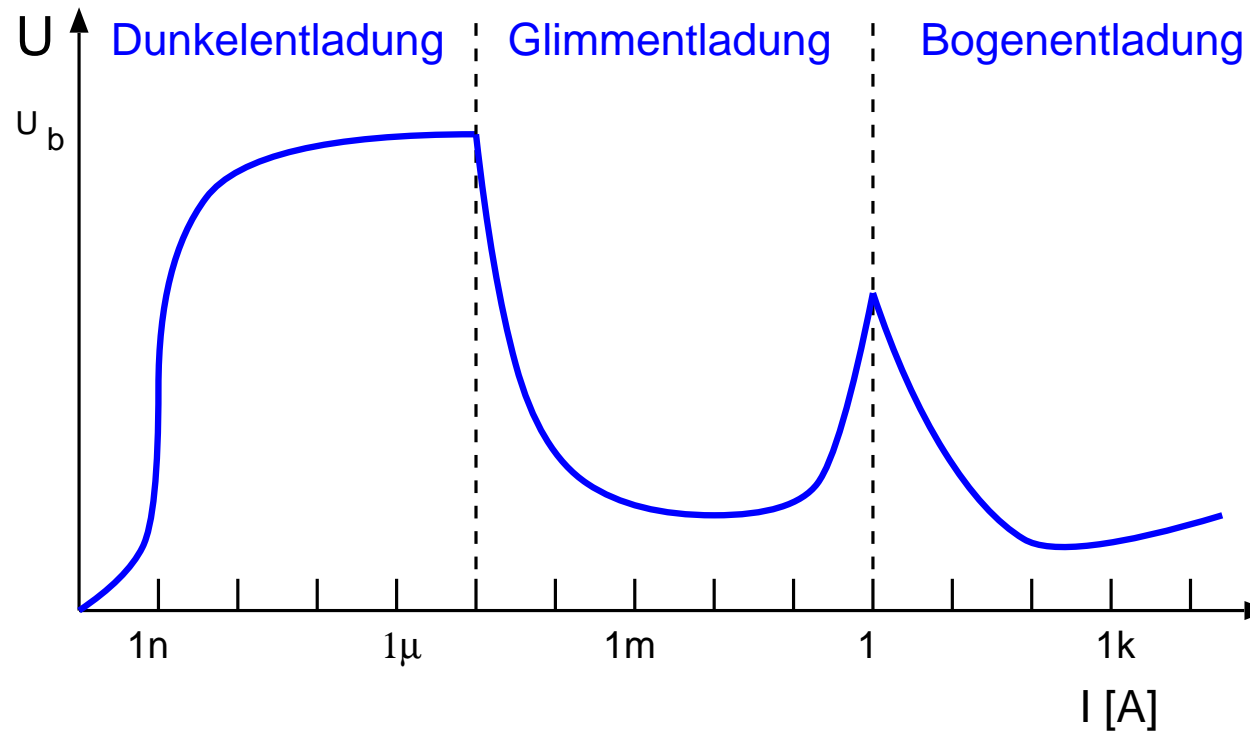


Ladungsträger: **Elektronen und Ionen.**

Erzeugung:

1. Thermische Emission aus der Kathode (Elektronen)
2. Elektronenstoßionisation im Neutralgas
3. Sekundäremission von Elektronen aus der Kathode (durch auftreffende Ionen)
4. Ionisierende Strahlung

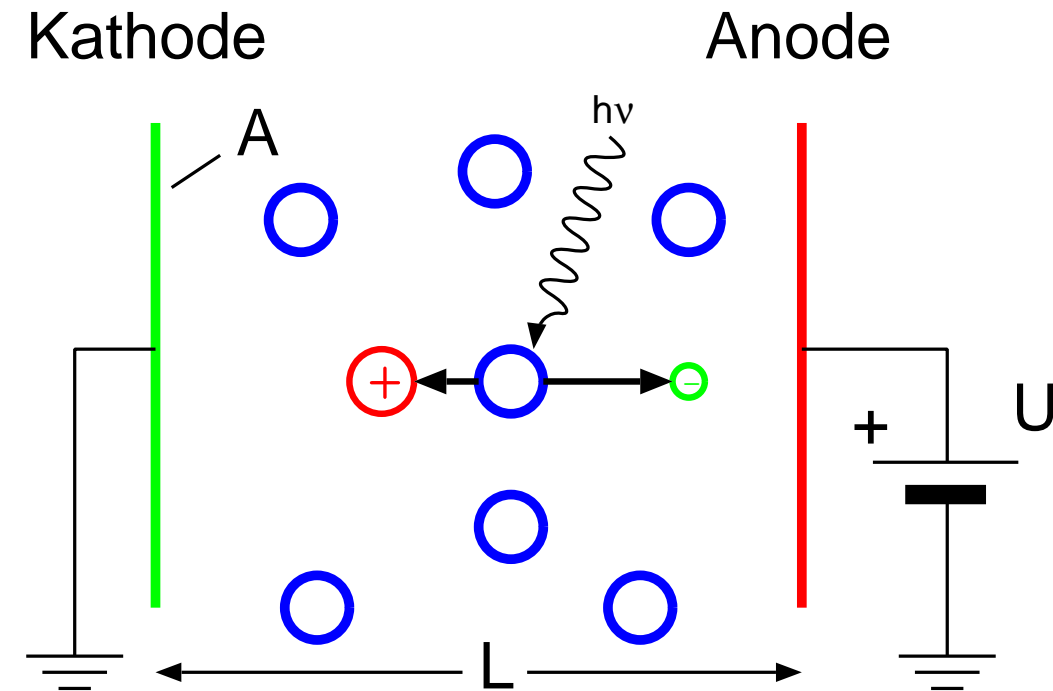
Klassifizierung der Gasentladungen



Mit steigender Stromdichte:

1. **Unselbständige** (“Dunkel”-) **Entladung**: Elektronenstrom aus (heißer) Kathode bzw. Ionisation durch Strahlung, verstärkt durch Stoßionisation
2. **Glimmentladung**: Elektrischer **Durchbruch** = “unbegrenzte” Ladungsvervielfachung
3. **Bogen**: Kathodenheizung durch Ionenstrom unterhält thermionische Elektronen-Emission

Unselbständige Entladungen (Dunkelentladung)



Ladungsträger werden durch ionisierende Strahlung erzeugt:

- Kosmische Strahlung
- Radioaktives Gestein
- Technische Strahlungsquellen

Max. Strom (Sättigungsstrom):

Alle erzeugten Ladungsträger werden durch die anliegende Spannung abgesaugt (=Rekombination unbedeutend)

$$I_s = \underbrace{A \cdot L}_{\text{Volumen}} \cdot e \cdot \underbrace{S}_{\text{Ionisationsrate}}$$

Ionisationsrate:

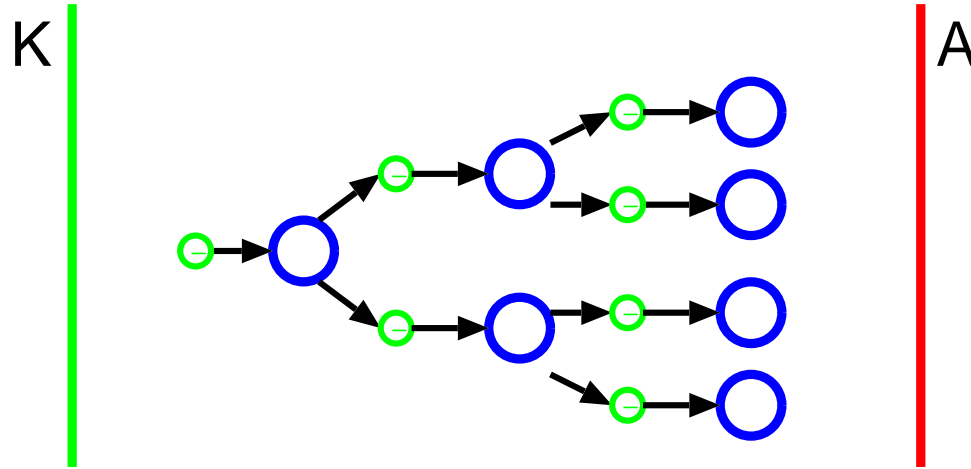
$$S = \frac{dn_e}{dt} \approx 10^{14} \dots 10^{17} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$$

Unterhalb I_s wird die Ladungsträgerdichte durch konkurrierende Rekombination reduziert.

Townsend-Regime

John Sealy Edward Townsend
1868 - 1957

Ladungsträger-Vervielfachung durch
Elektronenstoß-Ionisation



Zahl der Ionisationsvorgänge pro Volumen und
Zeiteinheit:

$$S_e = n_e n_0 \langle \sigma v \rangle_{ne}$$

$\langle \sigma v \rangle_{ne}$: Ratenkoeffizient

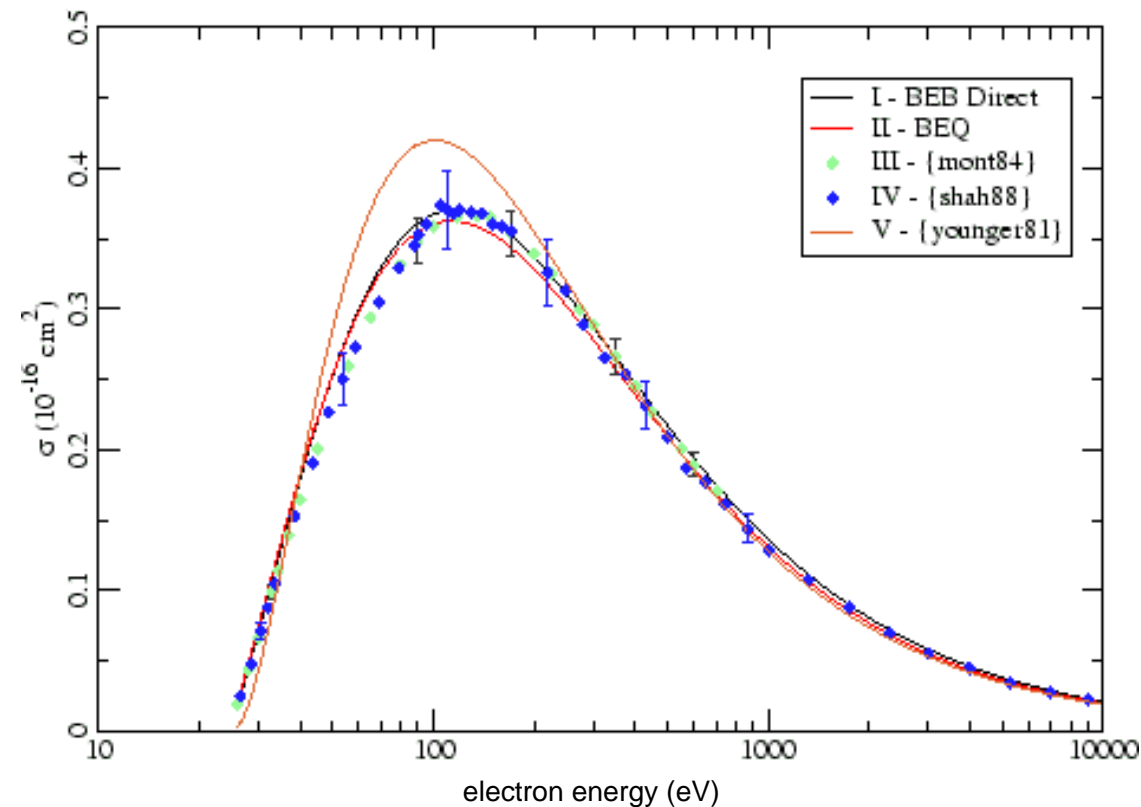


Elektronenstoß-Ionisation

Beispiel: Neutrales Helium (He I)

Wirkungsquerschnitt für die
Elektronenstoßionisation

Neutral Helium Total Ionization Cross-Section



Erster Townsend-Koeffizient α

Zahl der ionisierenden Stöße
pro Weglänge und Elektron:

$$\alpha \propto \frac{1}{\lambda_{ne}} = \frac{\nu_{ne}}{\bar{v}_e} = \frac{n_0 \langle \sigma v \rangle_{ne}}{\bar{v}_e}$$

λ_{ne} : Mittlere freie Weglänge für
Elektronen zwischen ionisierenden
Stößen mit Neutralen

ν_{ne} : Stoßfrequenz

\bar{v}_e : Mittlere thermische
Elektronengeschwindigkeit

Quelle: NIST, <http://physics.nist.gov>

Townsend-Theorie

Betrachte 1-dim. Gasentladungsröhre.

Sei $\Gamma_e(x)$ der Elektronenfluss am Ort x

Erhöhung des Elektronenflusses im Orts-Intervall $x \dots x + dx$:

$$d\Gamma_e = \alpha \Gamma_e dx$$

Integrieren \rightarrow Gesamtfluss am Ort x :

$$\int_{\Gamma_{e0}}^{\Gamma_e} \frac{d\Gamma_e}{\Gamma_e} = \int_0^x \alpha dx'$$

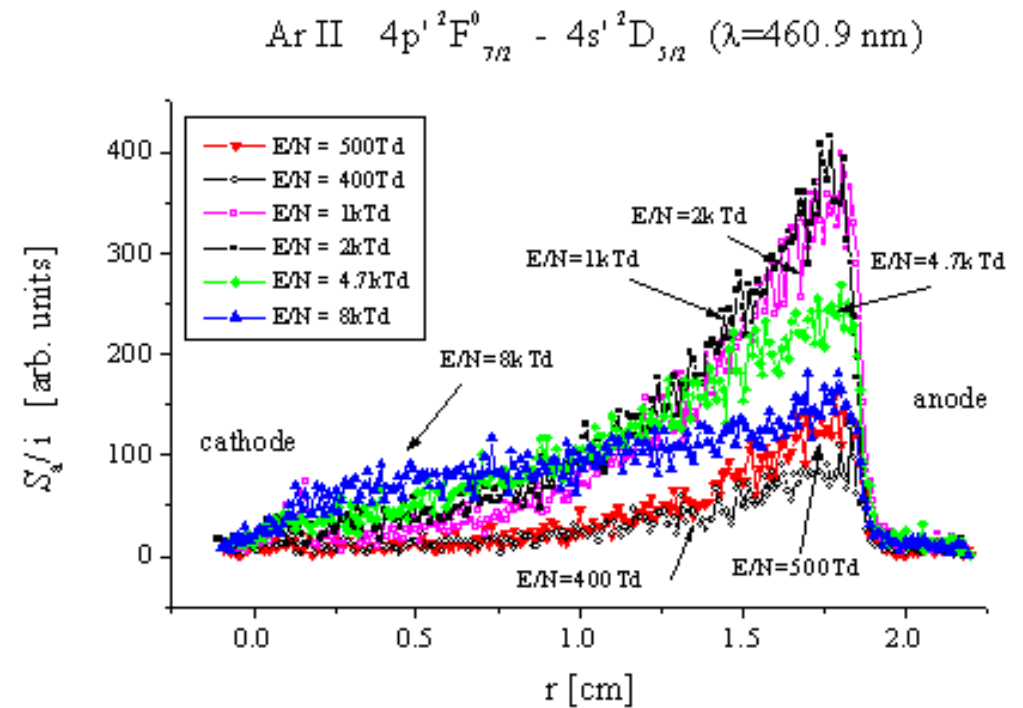
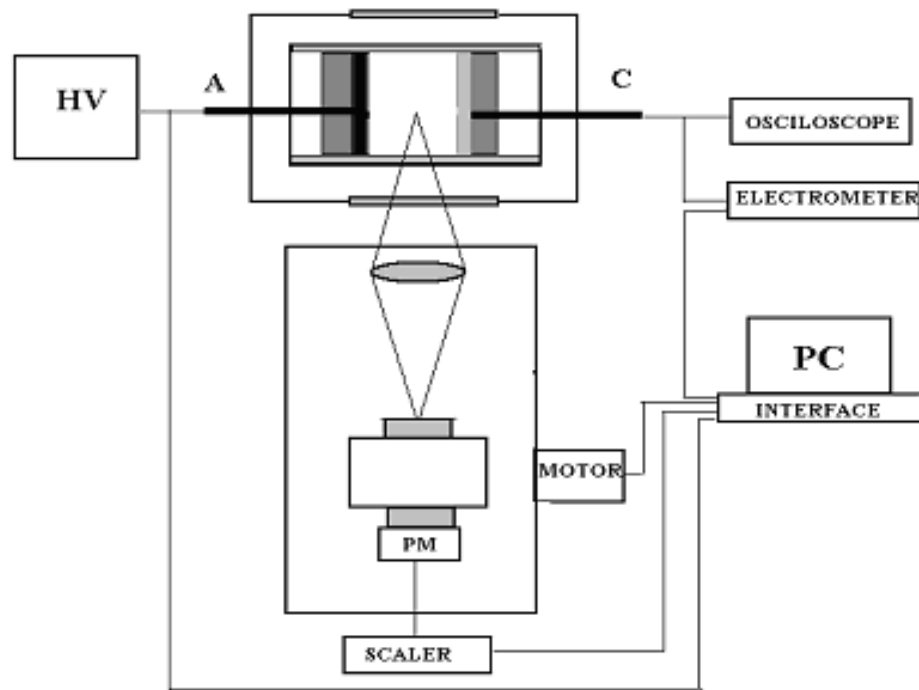
Falls α räumlich konstant,

$$\ln \Gamma_e - \ln \Gamma_{e0} = \alpha x$$

ergibt sich ein räumlich exponentieller Anstieg:

$$\Gamma_e(x) = \Gamma_{e,0} \exp(\alpha x)$$

Messung Räumliche Verteilung der Anregung (\propto Ionisation)



Quelle: U Belgrad, Institute of Physics, Centre for Non-equilibrium processes

<http://mail.ipb.ac.rs/~cep/ipb-cnp/Research/swarmexperiments.htm>

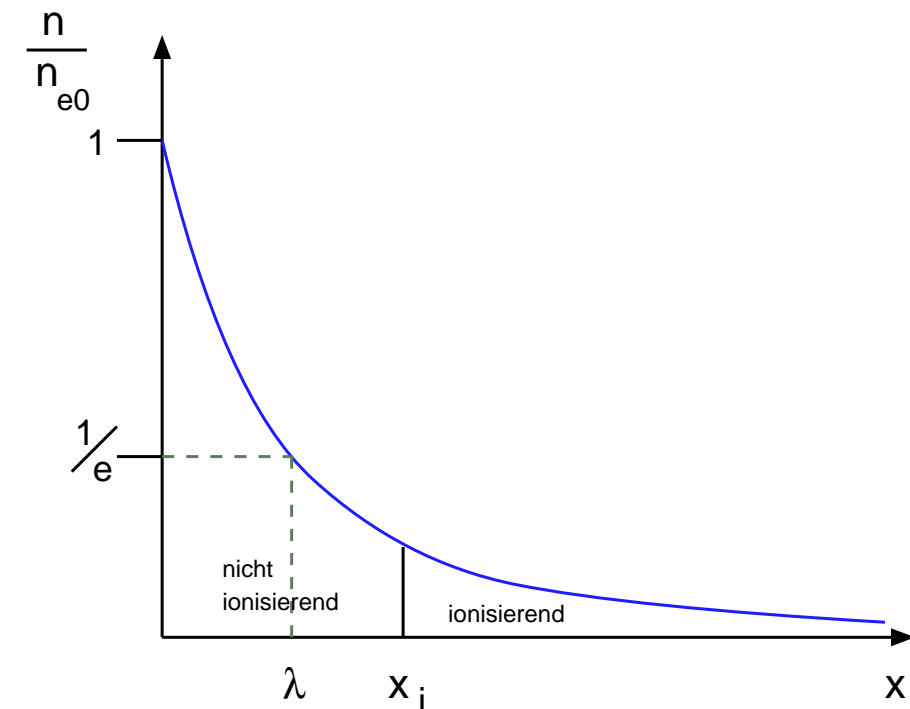
N.B.: Bei hohem el. Feld/Neutralasdicthe (E/N) erfolgt auch Ionenstoß-Ionisation

Korrektur für konkurrierende nicht-ionisierende Stöße

Ionisationslänge $x_i >$ mittl. freie Weglänge λ
(zusätzliche, nicht-ionisierende Streuprozesse)

Zahl der (Primär-) Elektronen, die die
Ionisationslänge erreichen:

$$n(x_i) = n_{e,0} \exp\left(-\frac{x_i}{\lambda_e}\right)$$



Zahl Ionisations-Stöße pro Weg
= Zahl I.-S. pro freie Weglänge
 \times Zahl freier Weglängen pro Weg:

$$\alpha = \exp\left(-\frac{x_i}{\lambda_e}\right) \times \frac{1}{\lambda_e}$$

In elektrischer Feldstärke E durchläuft
Elektron auf Distanz x_i das Potential:

$$V^* = x_i E$$

“effektives Ionisationspotential”

V^* ist grösser als die Ionisierungsenergie
des Atoms bzw. Moleküls, da andere
Streuprozesse (elastisch oder inelastisch)
konkurrieren.

Skalierung des 1. Townsend-Koeffizienten

Neutralgasdruck $p \propto n_0$:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{n_0 \langle \sigma v \rangle_{ne}}{\bar{v}_e} \equiv A(T_e, \dots) \times p$$

Konstante A hängt von der Elektronentemperatur (wg. \bar{v}) und von der Gasart ab.

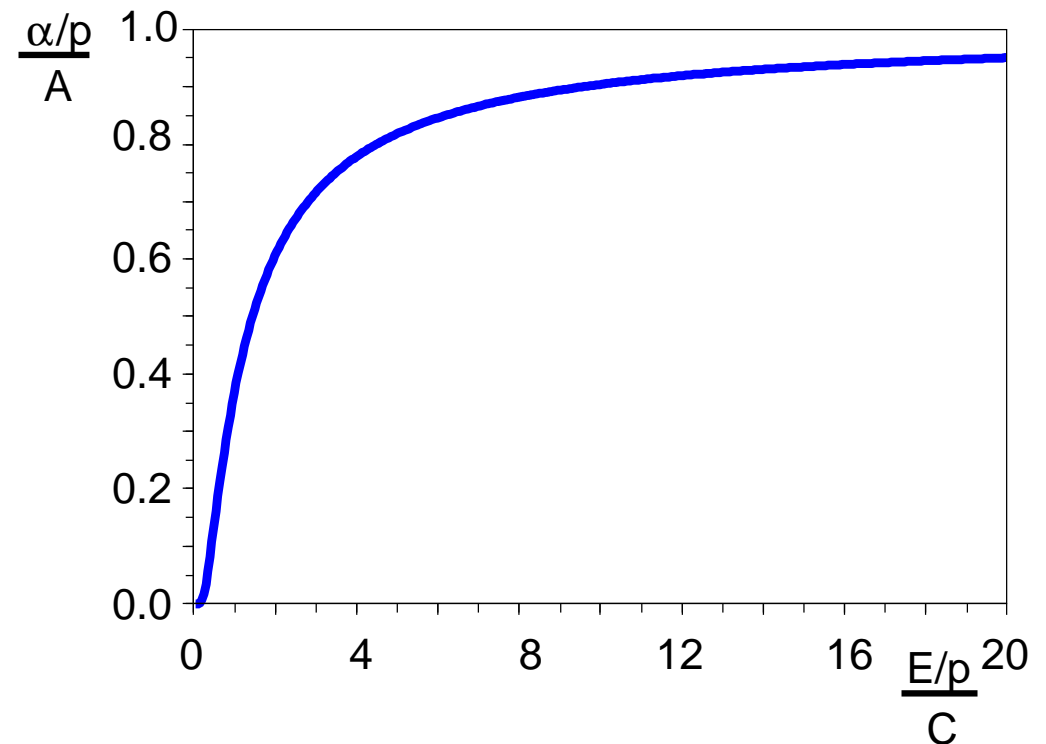
Damit

$$\alpha = A p \exp\left(-A p \frac{V^*}{E}\right)$$

Def. $C \equiv A V^*$ (ebenfalls gasabhängige Konstante)

→ “Universelle” Form:

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-\frac{C}{E/p}\right) = f\left(\frac{E}{p}\right)$$



Stoletov-Punkt

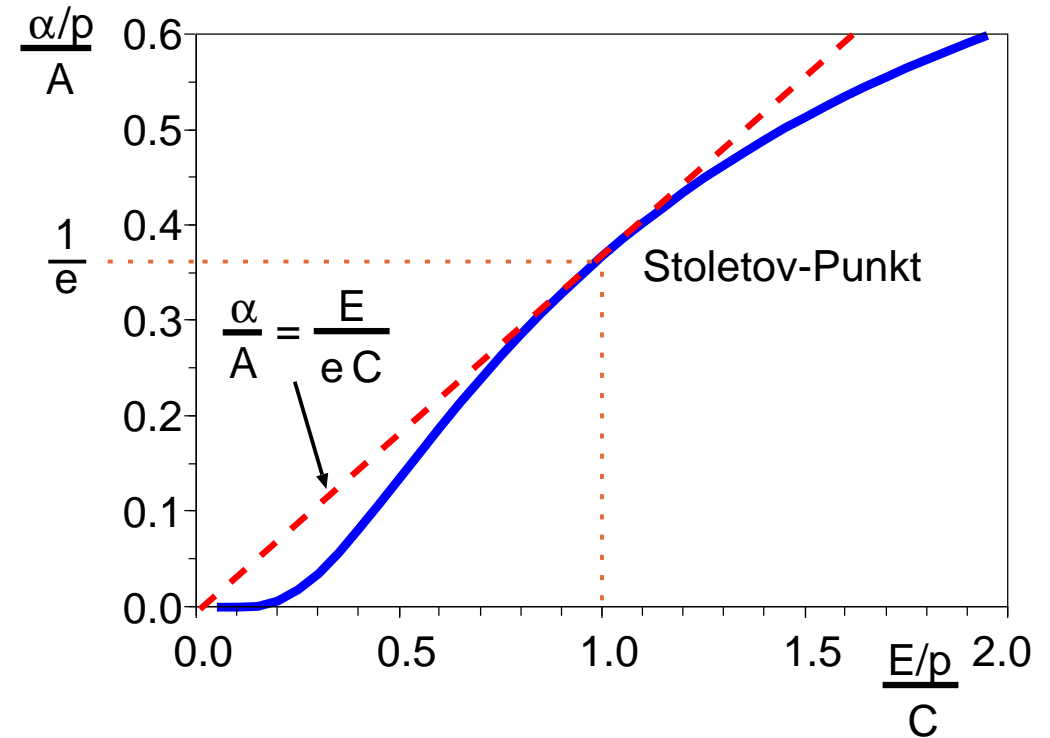
Bei welchem Druck ist die
Elektronenvervielfachung (α) maximal?

$$\frac{d\alpha}{dp} = A \left[1 - \frac{C p}{E} \right] \exp \left(-\frac{C}{E/p} \right) = 0$$

$$\Rightarrow p_{\text{opt}} = \frac{E}{C}, \quad \alpha_{\text{opt}} = \frac{E A}{C} \exp(-1)$$

“Stoletov-Punkt”

(Aleksandr Stoletov, Moskau, 1839-1896)



Stoletov-Punkt einiger Gase

Gas	A 1/Pa	V^* [eV]	V_i [eV]	$(E/p)_{\text{opt}}$ [V/(m·Pa)]	$(\alpha/p)_{\text{opt}}$ 1/Pa
H ₂	8.0	33	15.4	264	2.93
Luft	9.2	30		274	3.37
N ₂	8.0	32	15.5	256	2.93
He	1.37	28	24.5	38	0.50
Ne	3.0	25	21.5	75	1.10
Ar	9.0	16.7	15.7	150	3.32
Kr	10.9	15.2	14.0	165	3.99
Xe	16.7	14	12.1	233	6.14

Zitiert nach: J Reece Roth, Industrial Plasma Engineering, IoP 1995

“Durchbruch” der Gasentladung

Strombilanz: (Anode-Kathode)

$$\Gamma_{ea} - \Gamma_{ek} = \Gamma_{ik} - \underbrace{\Gamma_{ia}}_{=0} = \Gamma_{ik} = \frac{1}{\gamma} \Gamma_{se}$$

γ : Sekundäremissionskoeffizient ($\gamma = \Gamma_{se} / \Gamma_{ik}$)

Mit $\Gamma_{ea} = \Gamma_{ek} e^{\alpha d}$:

$$\gamma \Gamma_{ek} (e^{\alpha d} - 1) = \Gamma_{se} = \Gamma_{ek} - \Gamma_{e0}$$

bzw.

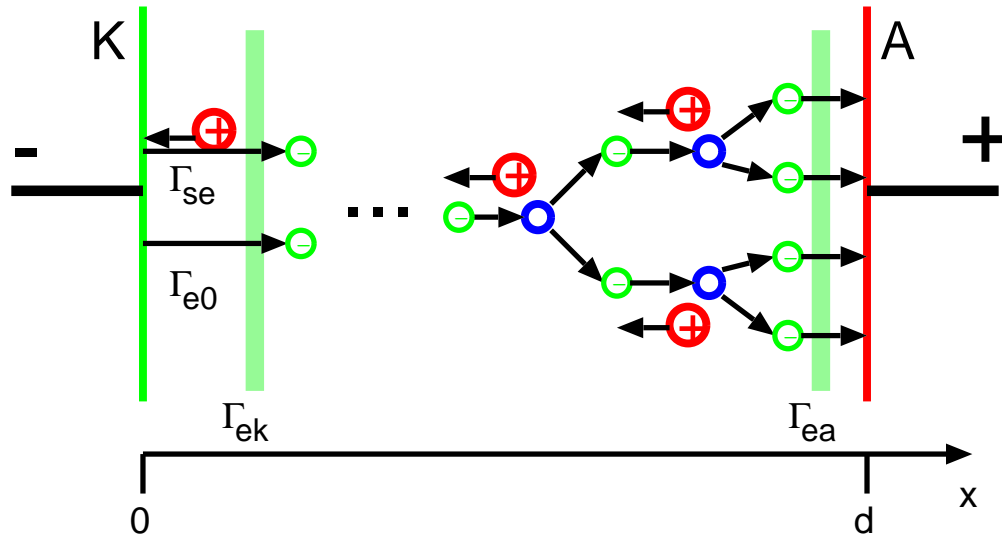
$$\Gamma_{ek} = \frac{\Gamma_{e0}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

Damit an der Anode:

$$\Gamma_{ea} = \frac{\Gamma_{e0}(e^{\alpha d})}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

Nenner $\rightarrow 0 \Rightarrow \Gamma_{ea} \rightarrow \infty !$

\Rightarrow **“Townsend-Kriterium” für Durchbruch**



Sei $\Gamma = j/q$ und:

$\Gamma_{ek} = \Gamma_{e0} + \Gamma_{se}$: Elektronenfluß an der Kathode

Γ_{e0} : Photoemission, therm. Emission etc.

(Kathode)

Γ_{se} : Sekundärelektronenemission an der Kathode durch auftreffende Ionen

Γ_{ea} : Elektronenfluß an der Anode

$\Gamma_{ia/k}$: Ionenfluß an der Anode/Kathode

Paschen-Kurve

Elektrischer Durchbruch:

“Unendliche” Ladungsvervielfachung.

Townsend-Kriterium: $\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$

$$\Rightarrow \alpha d = \ln \left[\frac{1}{\gamma} + 1 \right]$$

Vorherige Form für α einsetzen; $U_b \equiv E_b d$:

$$U_b = \frac{Cpd}{\ln \left[A p d / \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \right]}$$

Für ein bestimmtes Gas hängt die Durchbruchspannung U_b nur vom Produkt $p \cdot d$ ab!

Friedrich Paschen (1865-1947)

Ueber die zum Funkenübergang in Luft,
Wasserstoff und Kohlensäure bei verschiedenen

Drucken erforderliche Potentialdifferenz

Dissertation U Strassburg,

Annalen der Physik **273** (1889) 69



Quelle: Wikipedia

Dimensionslose Form der Paschen-Kurve

$$U_b = \frac{Cpd}{\ln \left[Apd / \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \right]}$$

Universelle Form:

$$Y = \frac{X}{1 + \ln X}$$

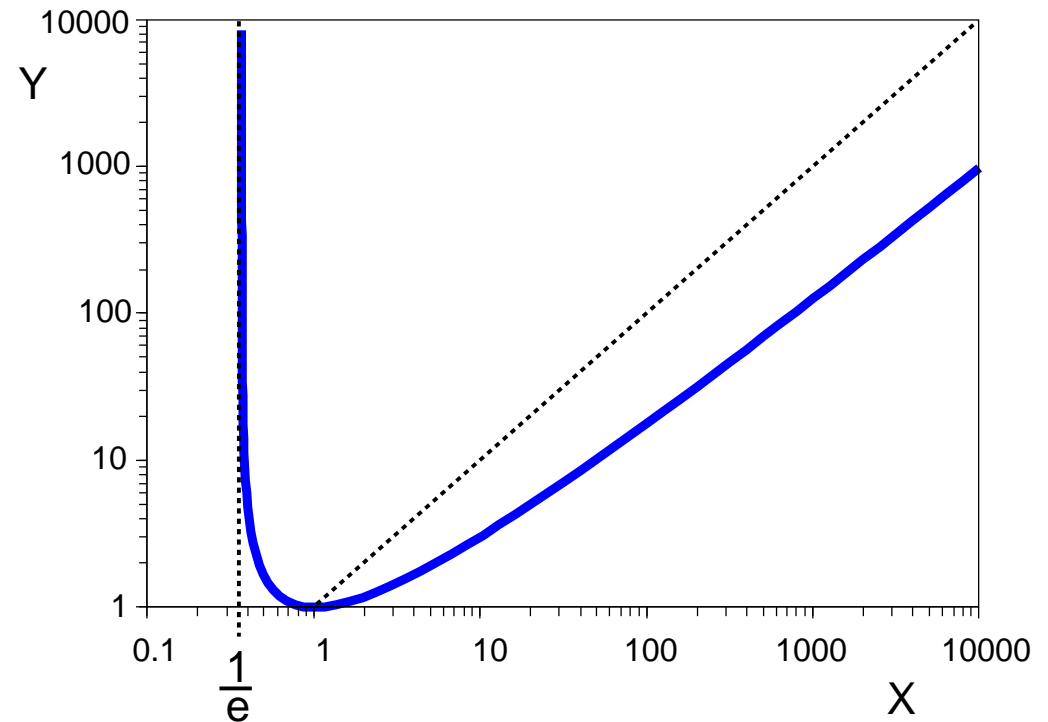
Punkt kleinster Durchbruchspannung:

$$(pd)_{\min} = \frac{1}{A} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)$$

$$U_{b,\min} = e \frac{C}{A} \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)$$

Def.:

$$X = \frac{pd}{(pd)_{\min}}; \quad Y = \frac{U_b}{U_{b,\min}}$$



Durchbruch-Parameter einiger Gase

Gas	Kathoden- material	$U_{b,min}$ [V]	$(p \cdot d)_{min}$ [Pa·m]	Ref.
H ₂	Pt	275	1.7	1
Luft		360	0.76	2
N ₂	Fe	275	1.0	1
He	Fe	150	3.3	1
Ar	Fe	265	2.0	1

Zitiert nach: J Reece Roth, Industrial Plasma Engineering, IoP 1995;

Referenzen:

¹ J D Cobine, Gaseous Conductors, Dover Publications (1958)

² S C Brown, Introduction to Electrical Discharges in Gases, John Wiley (1966)

— sowie umfangreiche weitere Literatur!

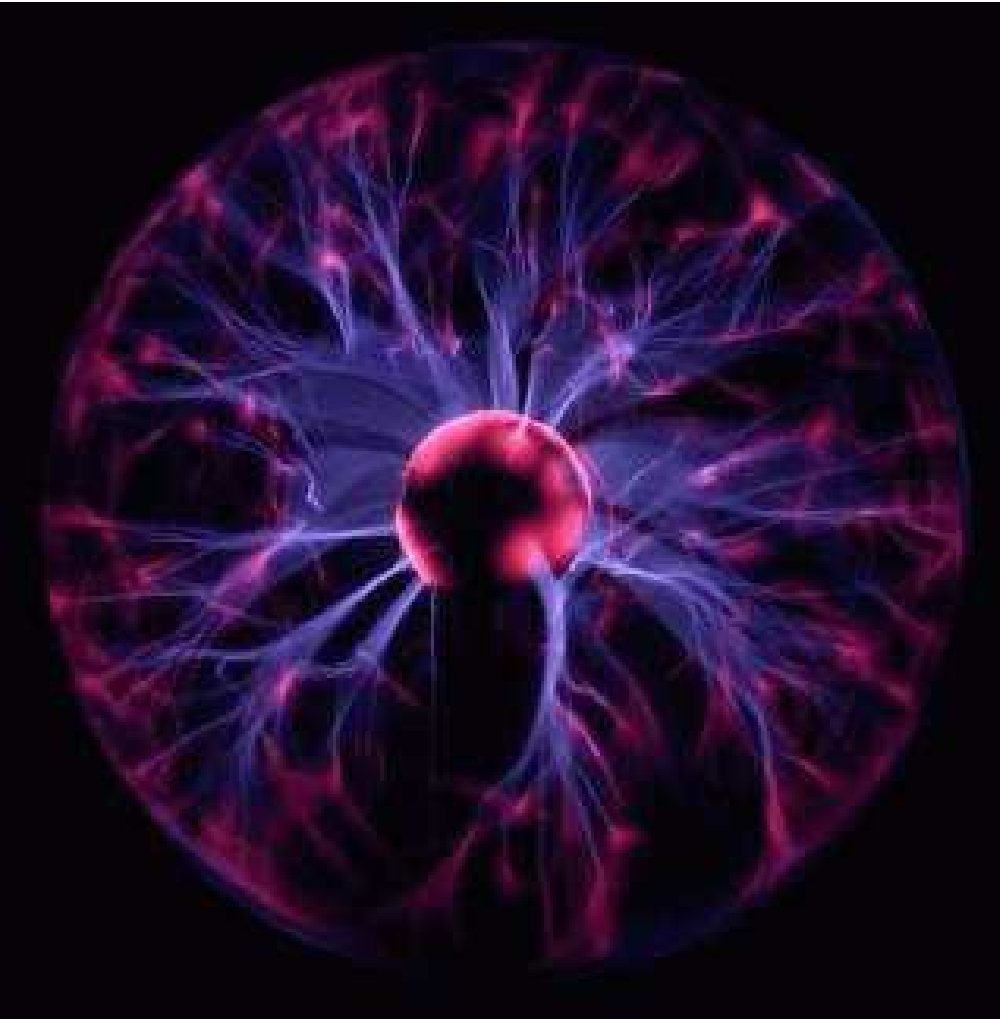
Korona-Entladungen

Bei hohem Gasdruck findet Durchbruch nur in räumlich begrenzten Zonen statt.

Bsp. trockene Luft, 1 atm:

$$U_b = 3\text{MV/m} \times d + 1.35\text{ kV}$$

Der Durchbruch beginnt in Regionen höchsten elektrischen Feldes, speziell nahe Oberflächen mit kleinem Krümmungsradius



“Plasmakugel”

Feldüberhöhung an Leiterspitzen

Poisson-Gleichung:

$$\nabla \cdot \vec{E} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$$

Betrachte kugelsymmetrischen Aufbau.

Vor Durchbruch ($\rho = 0$),

zwischen Elektroden ($a < r < b$):

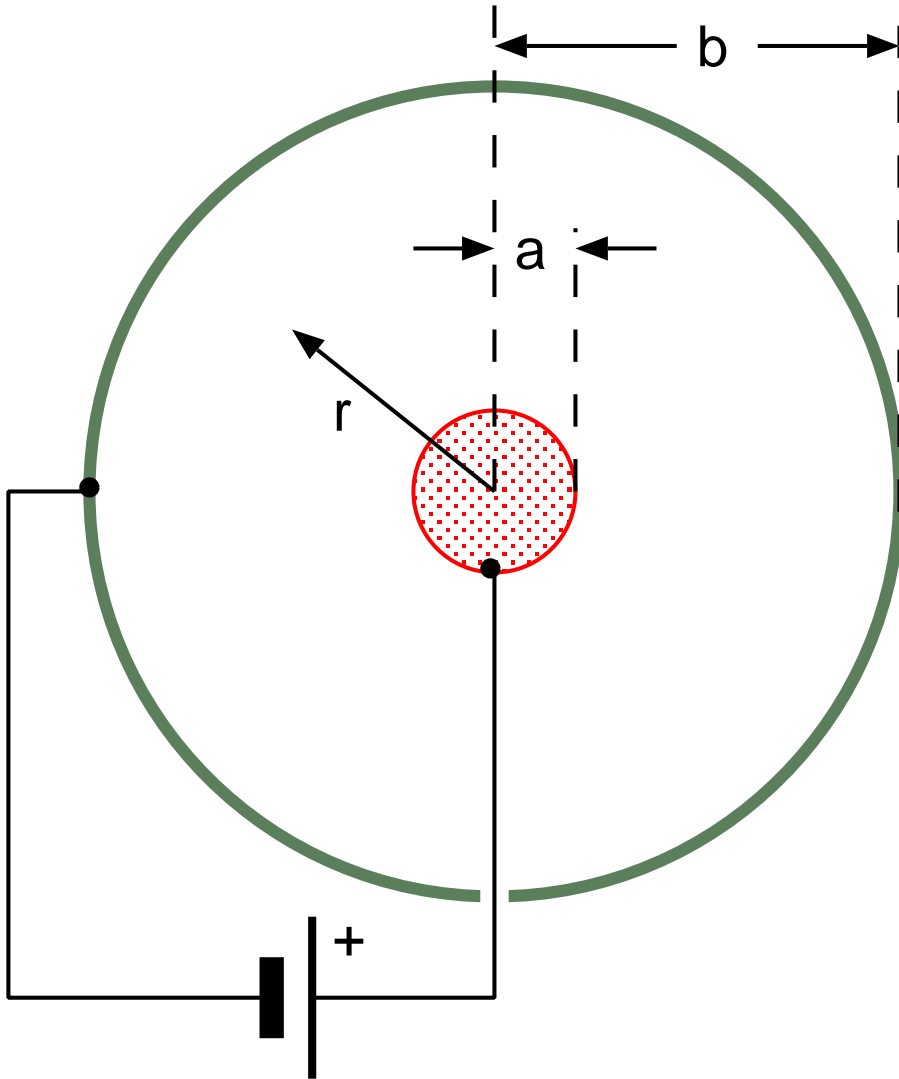
$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 E_r(r)) = 0$$

$$\Rightarrow (r^2 E_r(r)) = \text{const.}$$

Kugelsymmetrie: Feldüberhöhung $\propto r^2$!

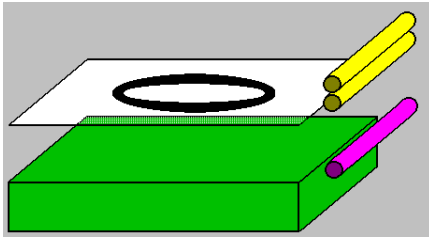
$$\underbrace{a^2 E_r(a)}_{\text{Anode}} = \underbrace{b^2 E_r(b)}_{\text{Kathode}}$$

Axisymmetrie (langer Draht): $E \propto 1/r$

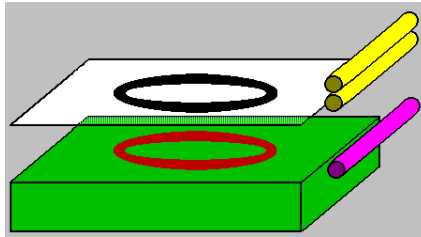


Xerographie

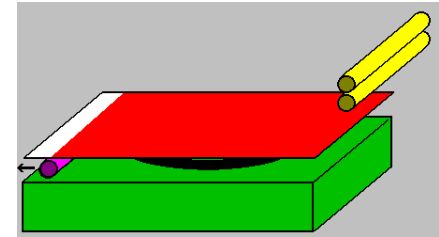
1. Reinigen, Vorlage justieren



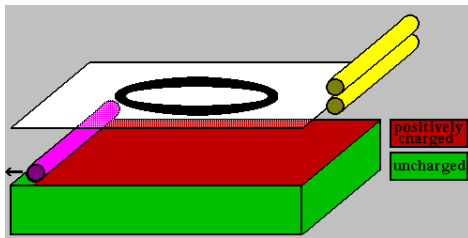
4. Dunkle Stellen geladen



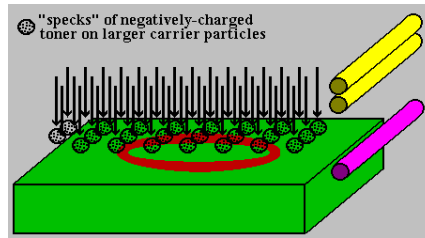
7. Papier aufladen



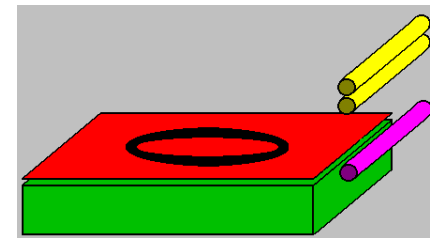
2. Elektrostatisch aufladen



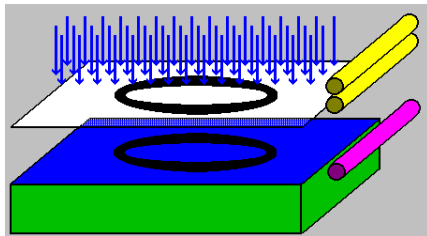
5. Toner aufbringen



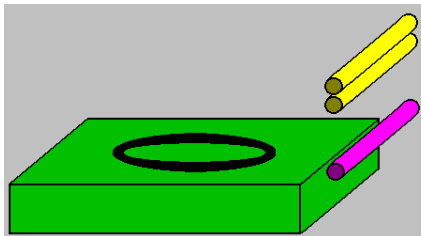
8. Abdruck



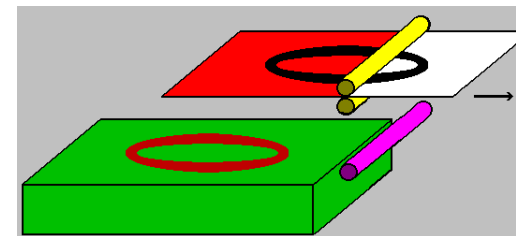
3. Belichten



6. Dunkle Stellen sind mit Toner bedeckt



9. Fixieren

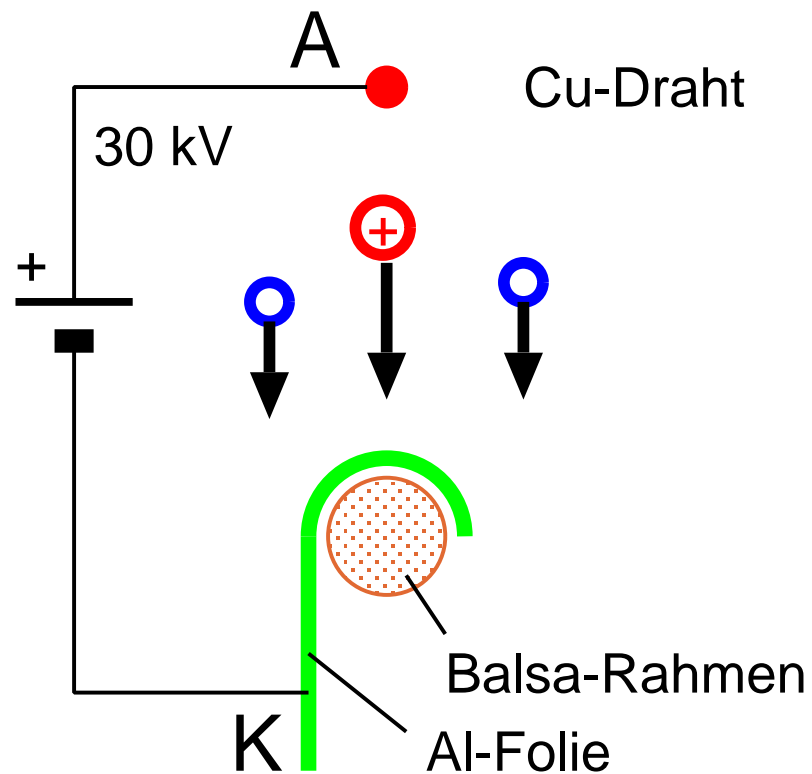
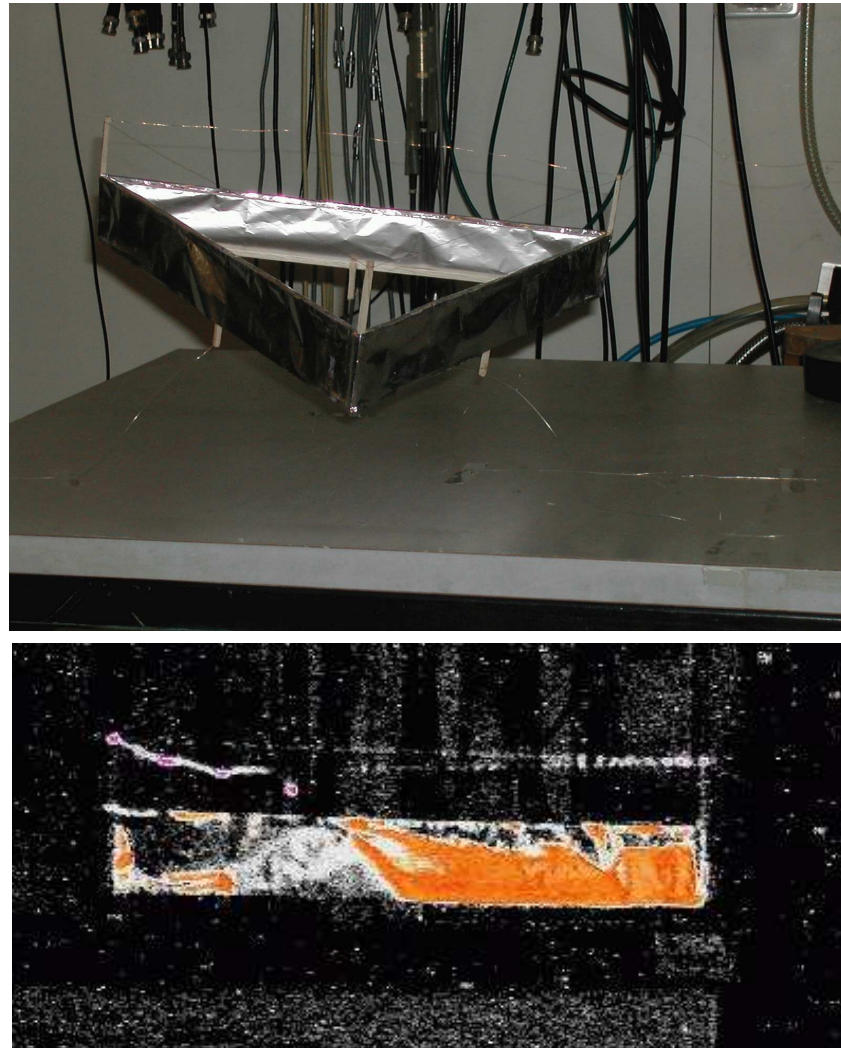


Elektrostatischer “Lifter”

Koronaentladung in Luft

Abwärts strömende Ionen (O^+) reiben mit neutralen Molekülen

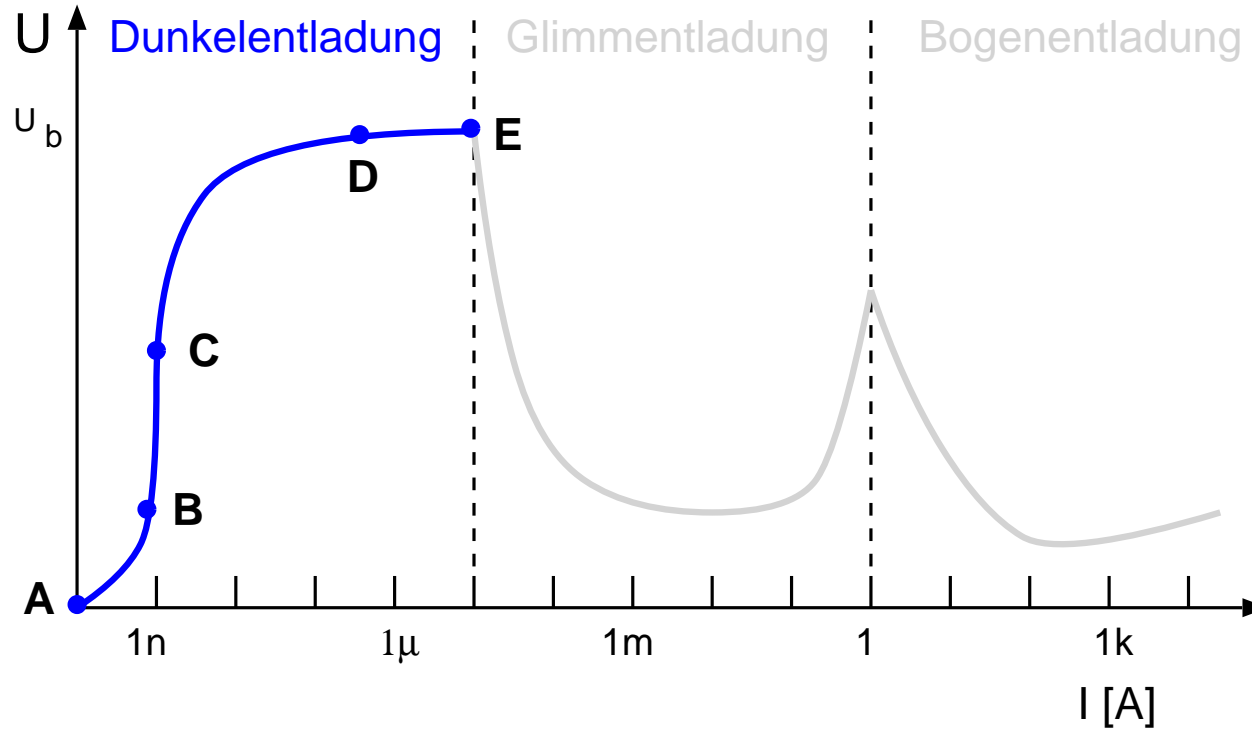
⇒ Auftrieb durch Luftströmung



Zusammenfassung: Unselbständige Entladungen

Ladungsträger werden erzeugt durch:

(a) Ionisierende Strahlung (b) Thermische Emission aus der Kathode (c) Stoßionisation



A-B Ein Teil der Ladungen rekombiniert im Volumen

B-C Sättigungsbereich: Alle Ladungsträger werden abgesaugt

C-D Townsend-Regime: E hoch genug zur Ladungsvervielfachung durch Stöße

D-E Einsetzendes Korona-Regime: Elektrischer Durchbruch an Spitzen (Feldüberhöhung)

Glimmentladung (Übersicht)

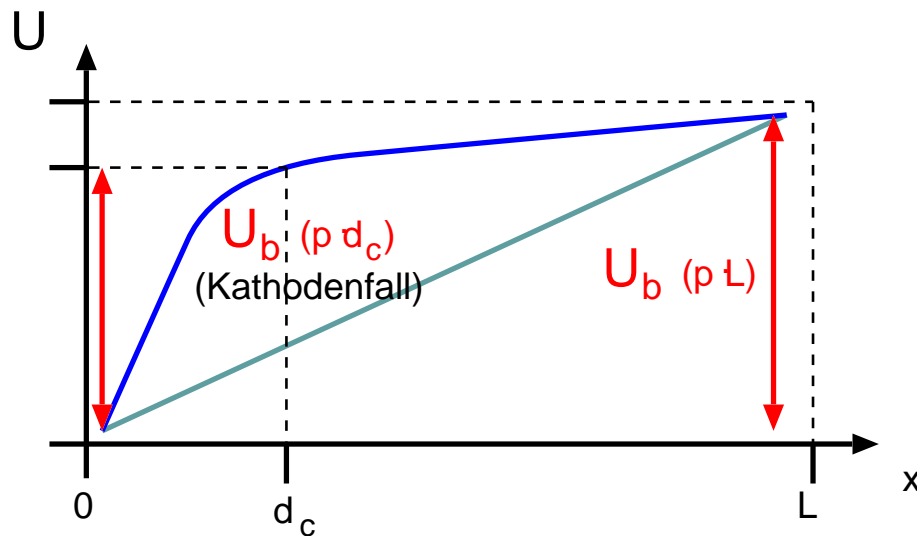


$$(p \cdot L) > (p \cdot d)_{\min} \text{ und } U > U_{b,\min}$$

→ Glimmentladung

+ Ladungsträgervielfachung auf begrenztem Raum nahe Kathode (Breite d_c)

Spannungsabfall $U_b(p \cdot d_c)$: “Kathodenfall”



Positive Säule:

Ladungsträgerdichte (e^- , i^+) hoch,
quasi-neutrales Plasma

→ Rekombination $e^- + i^+ \rightarrow n$

→ Rekombinationsstrahlung (Licht)

→ Plasmadichte räumlich konstant

$$(p \cdot d_c) \approx (p \cdot d)_{\min}, \quad U_c \approx U_{b,\min} \quad (\text{stabil!})$$

Glimmentladung (Details)

Aston'scher Dunkelraum:

Wenige Elektronen, zu langsam zur Anregung

Glimmhaut: Hohe Ionendichte, Elektronenenergie reicht zur *Anregung* (nicht Ionisation)

Hittorf'scher (Crook'scher) Dunkelraum: Elektronen werden weiter beschleunigt bis zur Ionisationsenergie

Negative Säule (Glimmlicht): Ionisationsfront, Licht durch Rekombinationsstrahlung

Faraday'scher Dunkelraum:

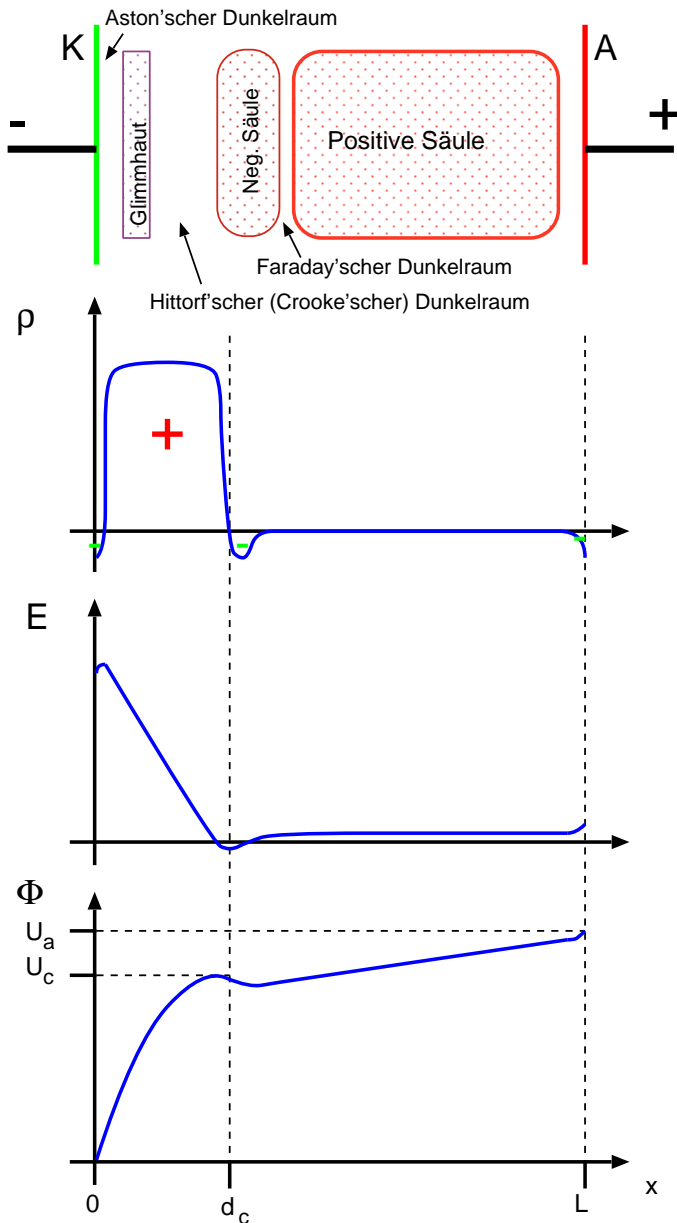
Geringe Elektronenenergie als Folge inelastischer Stöße an der Ionisationsfront, freie Weglänge kurz, Feld klein und nicht zur Anregung ausreichend

Positive Säule:

Quasineutrales Plasma ($zn_i = n_e$), kleines elektrisches Feld, Spannungsabfall durch elektrischen Widerstand

Anodenfall: Negative Raumladung

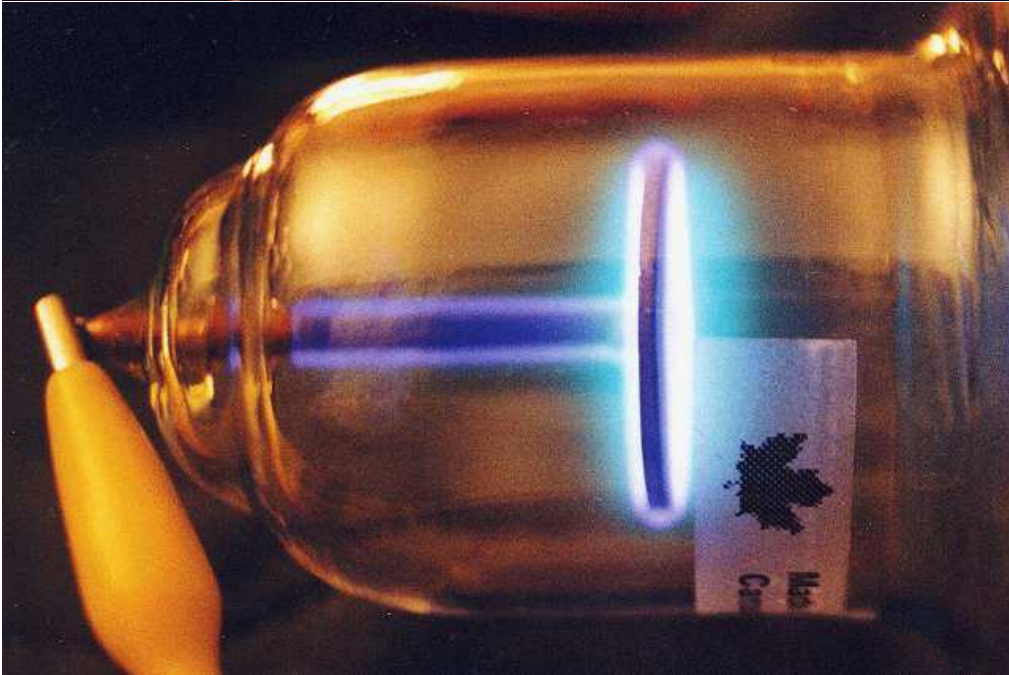
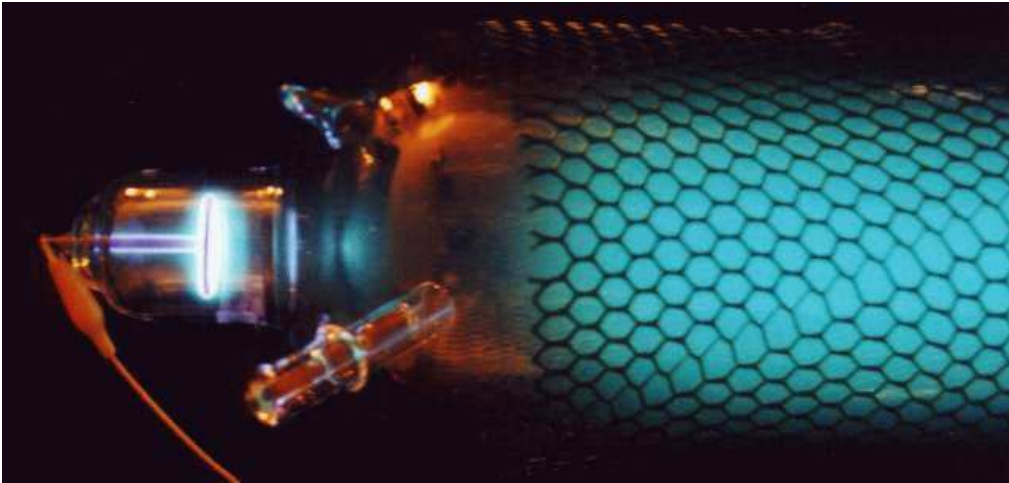
(elektrostatische Randschicht, s. gesonderte Vorlesung)



Beispiel einer Glimmentladung

Kathode

Anode



Quelle: <http://w5jgv.com/rife>

Ladungsdichte im Kathodenfall

Länge der Kathodenregion = d_c so, daß $(p \cdot d_c) \approx (p \cdot d)_{\min}$

\Rightarrow Spannung am Kathodenfall: $U_c \approx U_{b,\min}$

Elektrisches Feld \approx räumlich linear (Messung Aston 1911)

— geringe Ionisationsrate, Ionendichte \approx konstant, Elektronendichte klein

$$E = C(d_c - x)$$

$$U(x) = \int_0^x E dx = C \left(x d_c - \frac{x^2}{2} \right)$$

$$\text{Randbedingung: } U(d_c) = U_c \quad \Rightarrow \quad C = 2U_c/d_c^2$$

$$U(x) = \frac{U_c x}{d_c^2} (2d_c - x), \quad E(x) = \frac{2U_c}{d_c^2} (d_c - x), \quad \rho(x) = \frac{2\varepsilon_0 U_c}{d_c^2}$$

Ähnliche Entladungen (bzgl. Kathodenfall)

Geometrisch ähnliche Entladungen:

Townsend-Kriterium: $\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1$

$$\Rightarrow \alpha_1 \cdot d_{c,1} = \alpha_2 \cdot d_{c,2} \quad \Rightarrow \alpha_1 = \frac{1}{a} \alpha_2$$

Wegen

$$\frac{\alpha}{p} = A \exp\left(-\frac{C}{E/p}\right)$$

und $\alpha_1/p_1 = \alpha_2/p_2$ ist

$$E_1/p_1 = E_2/p_2 \quad \Rightarrow E_1 = \frac{1}{a} E_2$$

Da $E = U/d \Rightarrow \boxed{U_1 = U_2}$

Stromdichte $j \propto \rho$ und $\rho \propto U_c/d_c^2$

Querschnittsfläche $A \propto a^2$

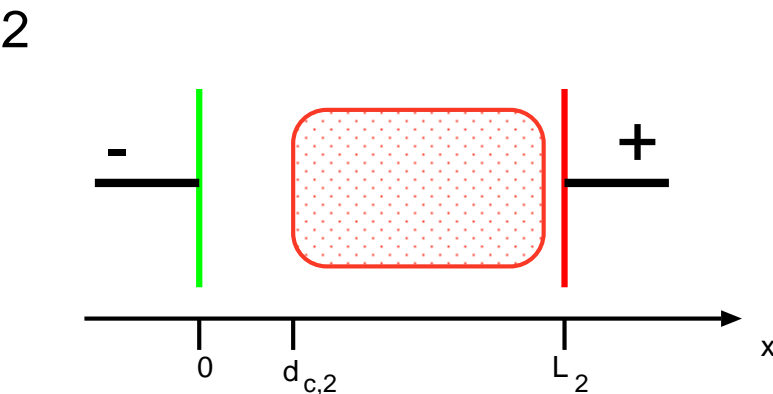
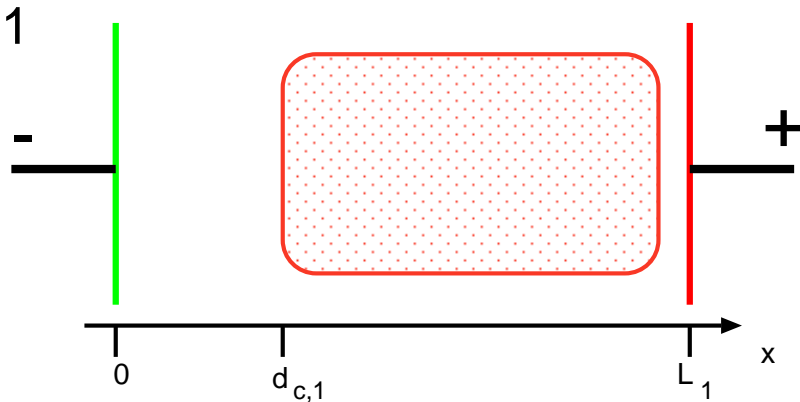
$$\Rightarrow I = A \cdot j = \text{const.}$$

$$\Rightarrow \boxed{I_1 = I_2}$$

Sei: $L_1 = a \cdot L_2, \quad d_{c,1} = a \cdot d_{c,2}$

Durchbruch: $(p \cdot d)_{\min} = \text{const.}$

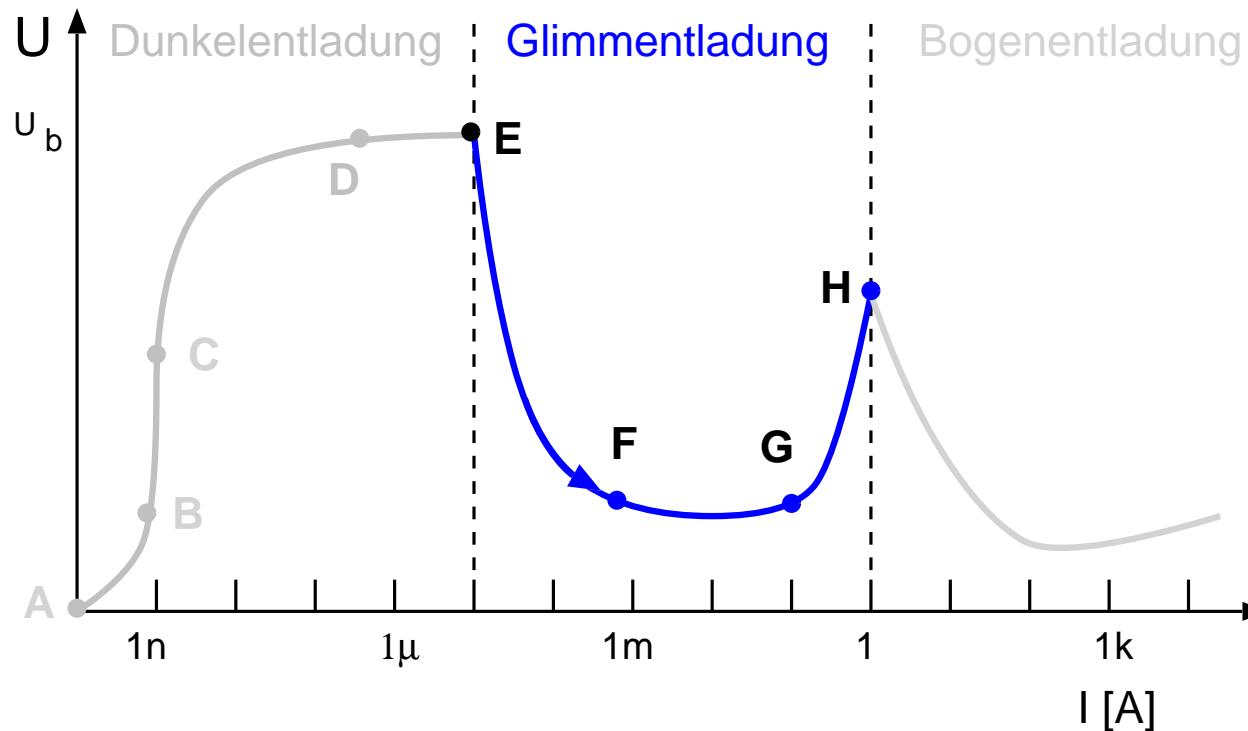
$$\Rightarrow p_1 \cdot d_{c,1} = p_2 \cdot d_{c,2} \quad \Rightarrow p_1 = \frac{1}{a} p_2$$



Zusammenfassung: Glimmentladungen

Ladungsträger werden vornehmlich erzeugt durch:

- (a) Stoßionisation (b) Sekundäremission an der Kathode

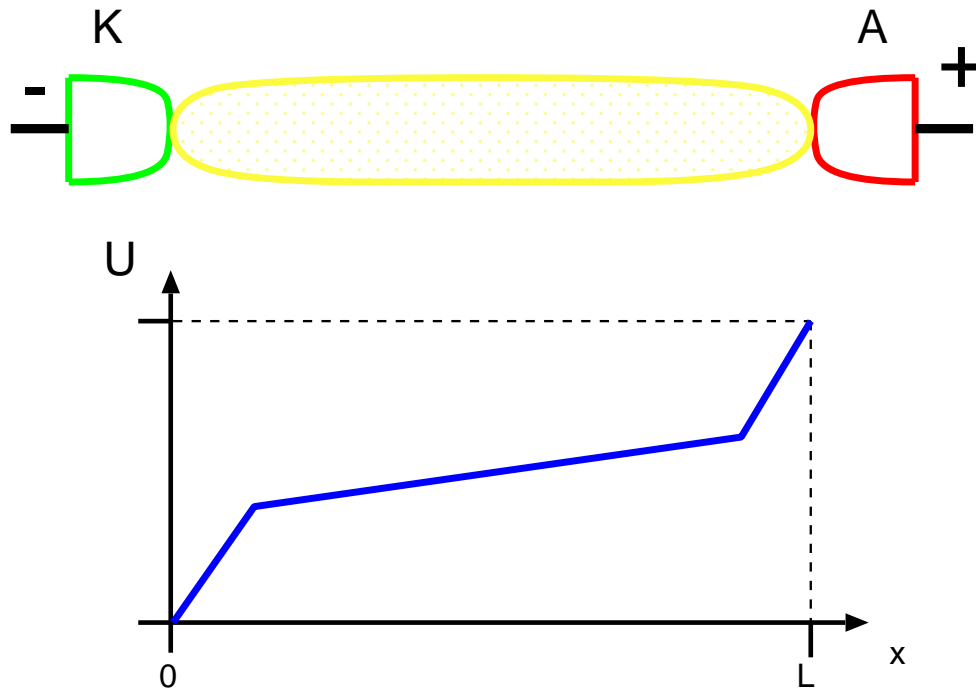


E Elektrischer Durchbruch: Ladungsträger “beliebig” vervielfacht

F-G “Normaler Glimmbereich”: Benetzte Fläche steigt mit Strom

G-H “Abnormer Glimmbereich”: el. Widerstand bestimmt Spannungsabfall

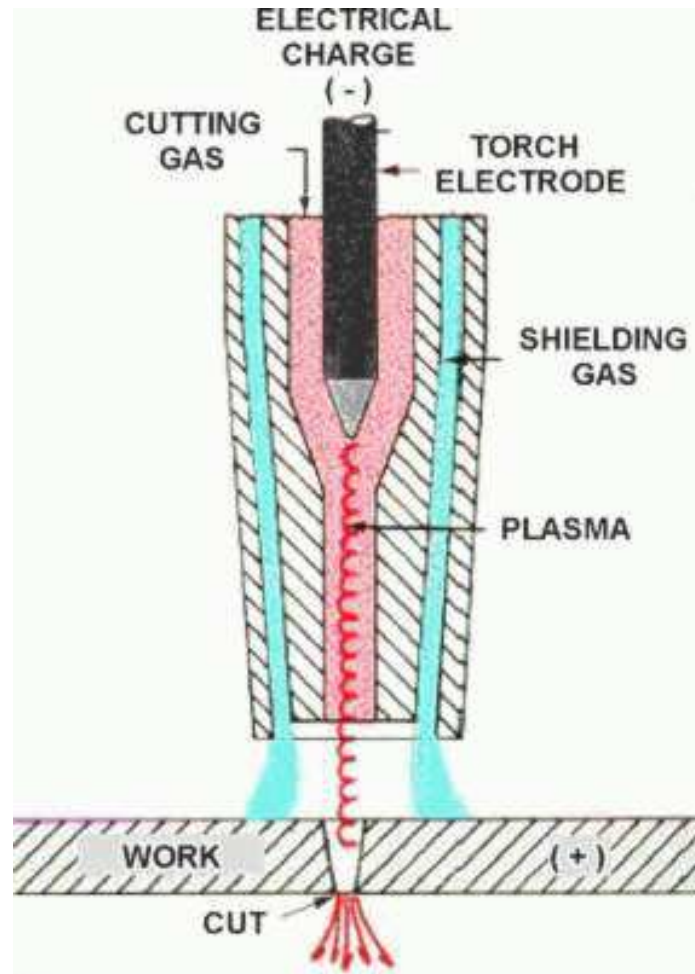
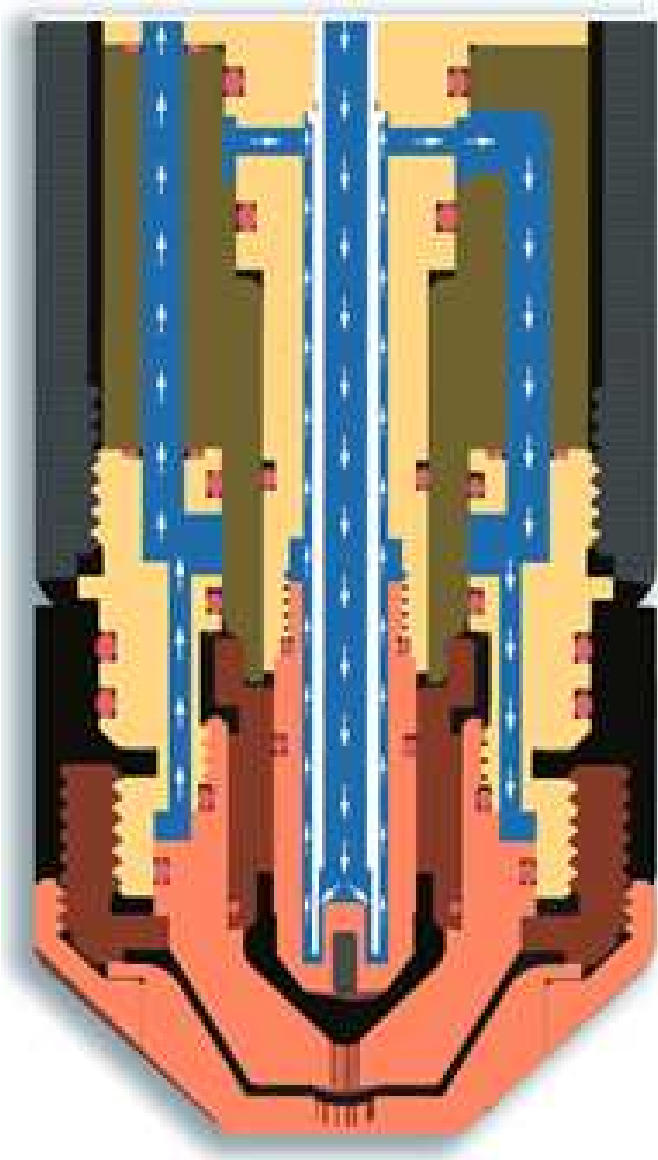
Bogenentladungen



- Einschnüren der Entladung an den Elektroden (hoher Gasdruck)
- Kathode: Thermionische Emission, evtl. Feldemission (an scharfen Kanten)
- Hohe Plasmadichte bereits an den Elektroden, Ladungsträgervielfachung in der Randschicht
- Kathodenfall verschwindet, niedriger Spannungsabfall in der dichten Säule
- Neutralgas-“JET” von der Kathode zur Anode
→ thermische Belastung auch der Anode
- Wärmestrahlung aus thermischem Bogen (Energieverlust)

Plasma Torch

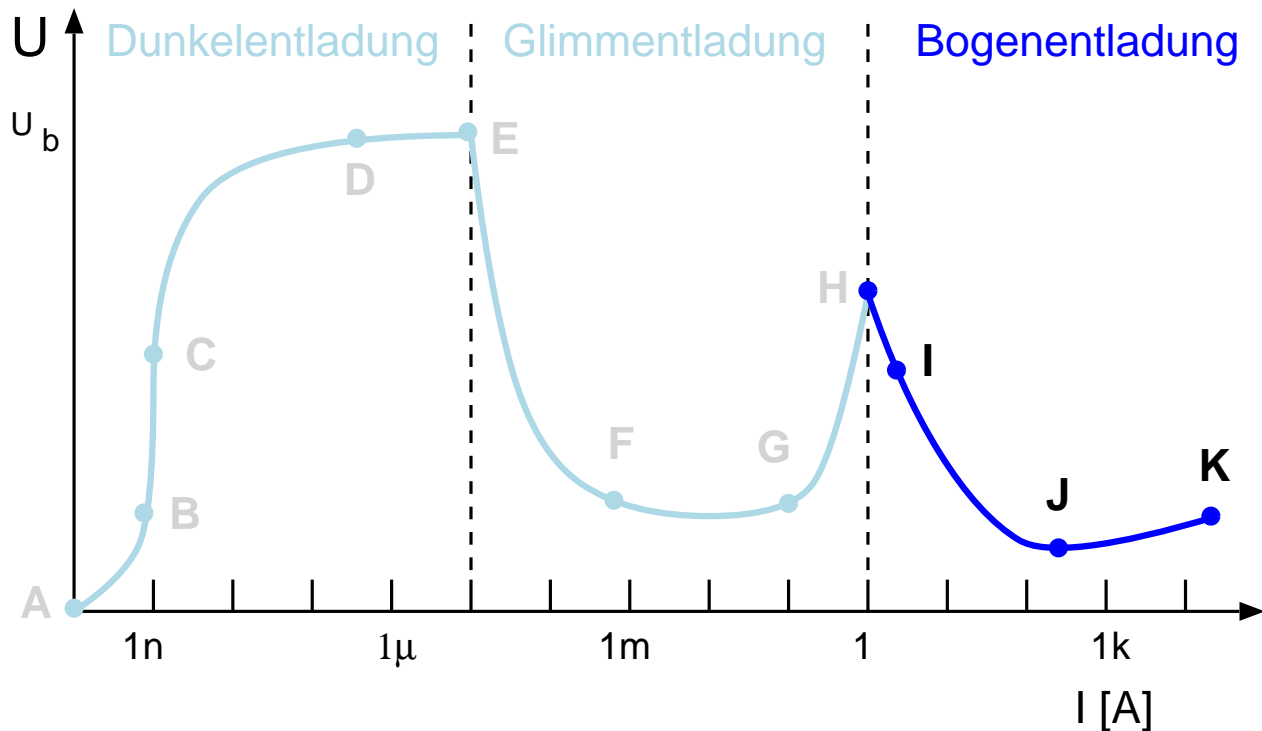
Anwendungen: Trennen von Werkstücken, Schweißen, Beschichten von Oberflächen
(mit/ohne Schutzgas)



Strom-Spannungs-Kennlinie von Bogenentladungen

Ladungsträger werden erzeugt durch:

(a) Thermische Emission aus der Kathode (b) Stoßionisation



H- Thermische Emission aus der Kathode aufgrund hohen Stroms

I-J “Nicht-thermalisierter” Bogen: Kathoden-Temperatur steigt mit Strom

J-K “Thermalisierter Bogen”: Kathoden-Temperatur sättigt

Zusammenfassung

- In einer Gasentladung werden Ladungsträger vornehmlich durch Emission aus der Kathode (Elektronen), Stoßionisation im Volumen (Elektronen-Ionen-Paare) und Sekundäremission (Elektronen durch Auftreffen von Ionen auf der Kathode) erzeugt
- Wenn durch Elektronenstoßionisation die Entladung aufrecht erhalten werden kann, spricht man vom elektrischen “Durchbruch”. Kriterien für den Durchbruch ergeben sich aus der Townsend-Beschreibung.
- Man unterscheidet:
 - “Unselbständige” Entladungen (Townsend-Regime): Strom durch Primärionisation und Ladungsvervielfachung begrenzt
 - “Korona”-Entladungen (bei hohem Gasdruck): Elektrischer Durchbruch bewirkt Ladungsvervielfachung, aber Entladung bleibt auf Nähe der Elektroden begrenzt
 - Glimmentladungen: Elektrischer Durchbruch erzeugt “beliebig” viele Ladungsträger, Strom durch elektrische Leitfähigkeit in der “positiven Säule” begrenzt
 - Bögen: Hoher Strom wird durch thermische Emission aus Kathode aufrechterhalten (Kathode wird durch auftreffende Ionen geheizt).