

Praktische Plasmaphysik in der Halbleiterindustrie Kurs bei Trumpf in Ulm IIb DC-Plasmen, 25. März 2021

Gerhard Franz

Walter Schottky Institut
TU München

<http://www.gerhard-franz.org>



Programm

- Einführung



Programm

- Einführung
- DC-Plasmen und Streuprozesse



Programm

- Einführung
- DC-Plasmen und Streuprozesse
- RF- und Mikrowellen-Plasmen: Aufheizung und Ionisation



Programm

- Einführung
- DC-Plasmen und Streuprozesse
- RF- und Mikrowellen-Plasmen: Aufheizung und Ionisation
- CCP- und ICP-Entladungen: Aufheizung, Elektrodenpotentiale und DC-Bias, Streuprozesse, Gegenüberstellung



Programm

- Einführung
- DC-Plasmen und Streuprozesse
- RF- und Mikrowellen-Plasmen: Aufheizung und Ionisation
- CCP- und ICP-Entladungen: Aufheizung, Elektrodenpotentiale und DC-Bias, Streuprozesse, Gegenüberstellung
- Sputtern



Programm

- Einführung
- DC-Plasmen und Streuprozesse
- RF- und Mikrowellen-Plasmen: Aufheizung und Ionisation
- CCP- und ICP-Entladungen: Aufheizung, Elektrodenpotentiale und DC-Bias, Streuprozesse, Gegenüberstellung
- Sputtern
- RIE I + (PE)CVD

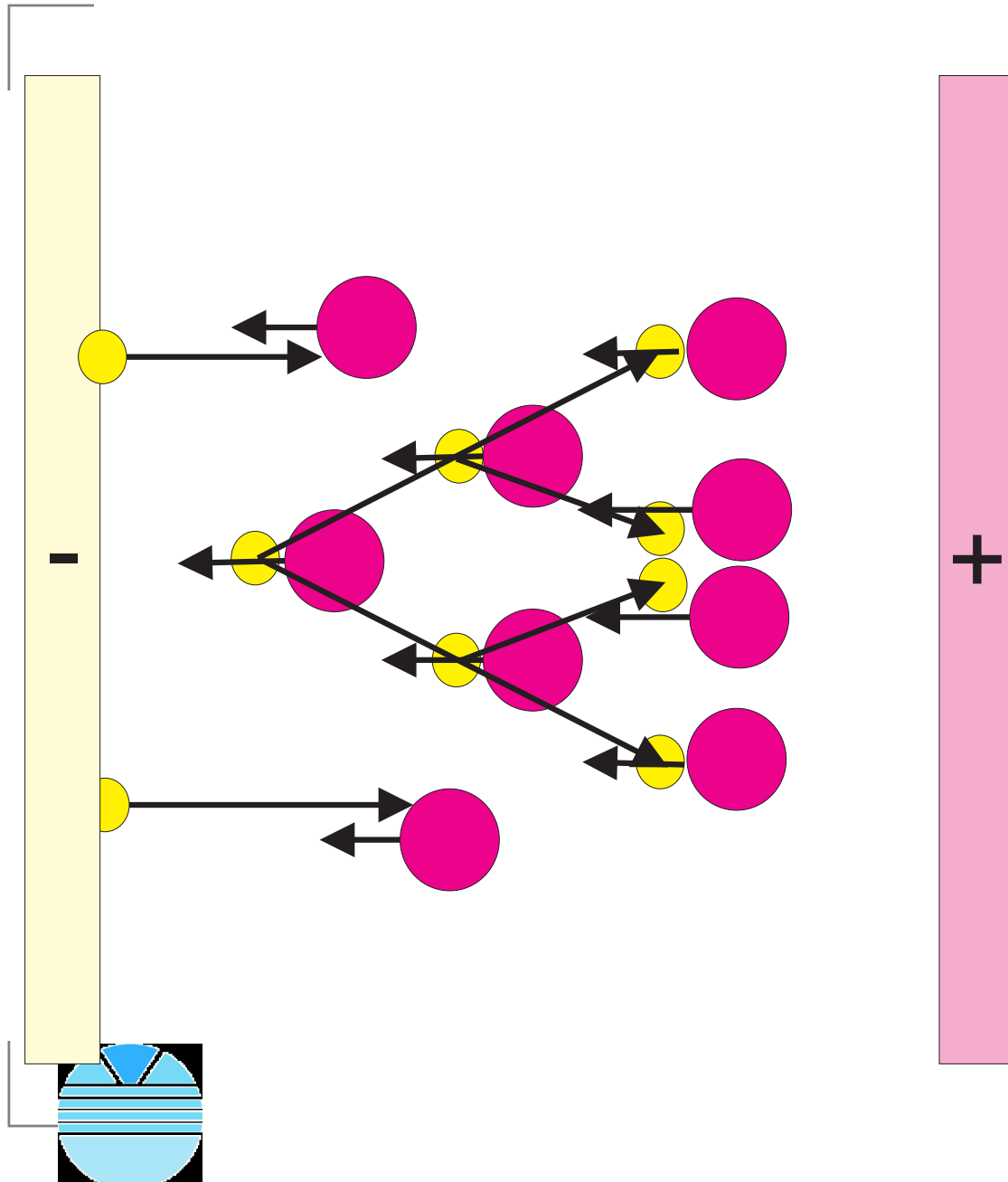


Programm

- Einführung
- DC-Plasmen und Streuprozesse
- RF- und Mikrowellen-Plasmen: Aufheizung und Ionisation
- CCP- und ICP-Entladungen: Aufheizung, Elektrodenpotentiale und DC-Bias, Streuprozesse, Gegenüberstellung
- Sputtern
- RIE I + (PE)CVD
- RIE II: Microfeatures, Ätzmechanismen, Endpunktkontrolle, Plasmadiagnostik



DC-Plasma: Einfachstes Modell



Eine Elektronen-Stoßlawine führt zum Durchbruch.

Townsend'sche Theorie I

• $dj_e(x) = \alpha j_e(x) dx \Rightarrow d \ln j_e(x) = \alpha dx \approx \Phi_n / E_{\text{lon}};$



Townsend'sche Theorie I

- $dj_e(x) = \alpha j_e(x) dx \Rightarrow d \ln j_e(x) = \alpha dx \approx \Phi_n / E_{\text{lon}};$
- α : Zahl der Ionisationen/Längeneinheit



Townsend'sche Theorie I

- $dj_e(x) = \alpha j_e(x) dx \Rightarrow d \ln j_e(x) = \alpha dx \approx \Phi_n / E_{\text{lon}};$
- α : Zahl der Ionisationen/Längeneinheit
- $j_e(x) = j_e(0) \cdot e^{\alpha x};$



Townsend'sche Theorie I

- $dj_e(x) = \alpha j_e(x) dx \Rightarrow d \ln j_e(x) = \alpha dx \approx \Phi_n / E_{\text{lon}};$
- α : Zahl der Ionisationen/Längeneinheit
- $j_e(x) = j_e(0) \cdot e^{\alpha x};$
- $j_e(d) =$
 $j_e(0)e^{\alpha d} + \gamma j_e(0)(e^{\alpha d} - 1)e^{\alpha d} + \gamma^2 j_e(0)(e^{\alpha d} - 1)^2 e^{\alpha d} + \dots ,$



Townsend'sche Theorie I

- $dj_e(x) = \alpha j_e(x) dx \Rightarrow d \ln j_e(x) = \alpha dx \approx \Phi_n / E_{\text{lon}};$
- α : Zahl der Ionisationen/Längeneinheit
- $j_e(x) = j_e(0) \cdot e^{\alpha x};$
- $j_e(d) =$
 $j_e(0)e^{\alpha d} + \gamma j_e(0)(e^{\alpha d} - 1)e^{\alpha d} + \gamma^2 j_e(0)(e^{\alpha d} - 1)^2 e^{\alpha d} + \dots,$
- $j_e(d) = j_e(0)e^{\alpha d} \cdot (1 + \gamma(e^{\alpha d} - 1) + \gamma^2(e^{\alpha d} - 1)^2 + \dots),$



Townsend'sche Theorie I

- $dj_e(x) = \alpha j_e(x) dx \Rightarrow d \ln j_e(x) = \alpha dx \approx \Phi_n / E_{\text{lon}};$
- α : Zahl der Ionisationen/Längeneinheit
- $j_e(x) = j_e(0) \cdot e^{\alpha x};$
- $j_e(d) =$
 $j_e(0)e^{\alpha d} + \gamma j_e(0)(e^{\alpha d} - 1)e^{\alpha d} + \gamma^2 j_e(0)(e^{\alpha d} - 1)^2 e^{\alpha d} + \dots ,$
- $j_e(d) = j_e(0)e^{\alpha d} \cdot (1 + \gamma(e^{\alpha d} - 1) + \gamma^2(e^{\alpha d} - 1)^2 + \dots),$
- γ : Zahl der ausgelösten Elektronen/Ionenaufschlag.



Townsend'sche Theorie II

- unendliche geometrische Reihe; für $\gamma(e^{\alpha d} - 1) < 1$ folgt mit $M = e^{\alpha d}$:

$$j_e(d) = \frac{j_e(0)e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} = M \frac{j_e(0)}{1 - \gamma(M - 1)}$$



Townsend'sche Theorie II

- unendliche geometrische Reihe; für $\gamma(e^{\alpha d} - 1) < 1$ folgt mit $M = e^{\alpha d}$:

$$j_e(d) = \frac{j_e(0)e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} = M \frac{j_e(0)}{1 - \gamma(M - 1)}$$

- Durchbruch ($j \rightarrow \infty$), wenn der Nenner verschwindet, $\gamma \ll 1$):

$$\alpha d = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \Rightarrow \gamma e^{\alpha d} = \gamma M = 1 :$$



Townsend'sche Theorie II

- unendliche geometrische Reihe; für $\gamma(e^{\alpha d} - 1) < 1$ folgt mit $M = e^{\alpha d}$:

$$j_e(d) = \frac{j_e(0)e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} = M \frac{j_e(0)}{1 - \gamma(M - 1)}$$

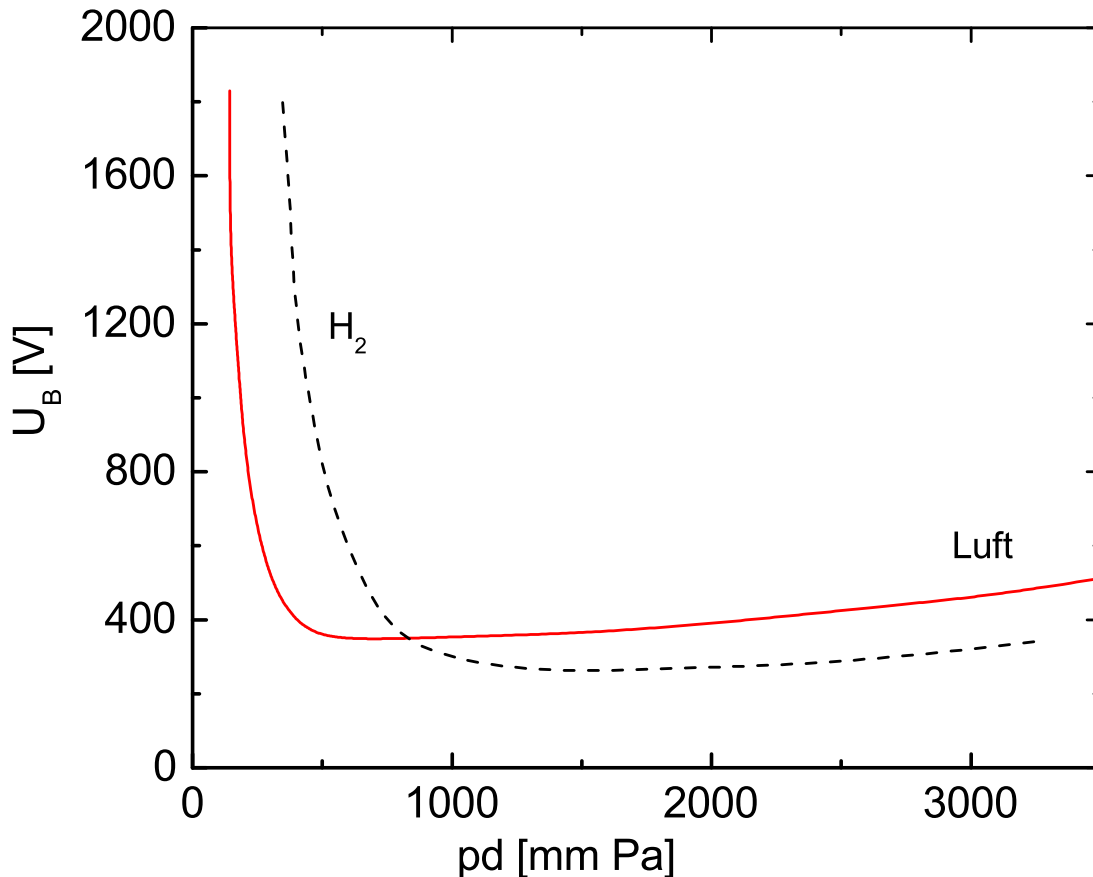
- Durchbruch ($j \rightarrow \infty$), wenn der Nenner verschwindet, $\gamma \ll 1$):

$$\alpha d = \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right) \Rightarrow \gamma e^{\alpha d} = \gamma M = 1 :$$

- Der Verlust an Ladungsträgern (durch Diffusion) wird nun durch ausgelöste Sekundärelektronen ausgeglichen, die auf ihrem Weg zur Anode genau deren Zahl neu erzeugen.



DC-Plasma I



Paschen-Kurven für den Durchbruch als Ergebnis zweier konkurrierender Mechanismen:

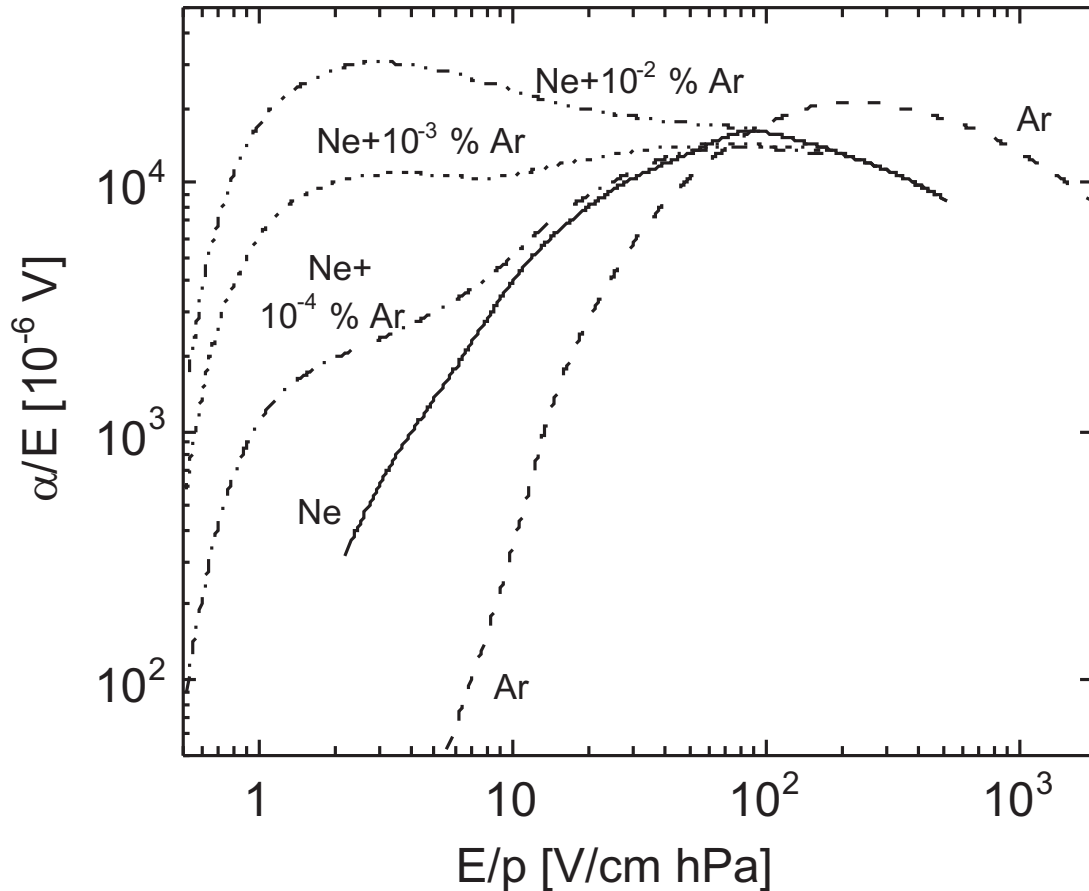
$E/p \gg 1$: Elektronen erreichen die Anode, ohne gestoßen (und damit ionisiert) zu haben

$E/p \ll 1$: Elektronen werden nicht hoch genug beschleunigt, um

Ladungsträger zu generieren



DC-Plasma II



Erhöhung von α durch die
PENNING-Ionisierung



(© Review Modern Physics).



Metastabile Edelgasatome

Edelgas	E^* [eV]	E_{ion} [eV]
He	19,8	24,58
Ne	16,62; 16,7	21,56
Ar	11,55; 11,72	15,76

E^* und E_{ion} einiger Edelgase

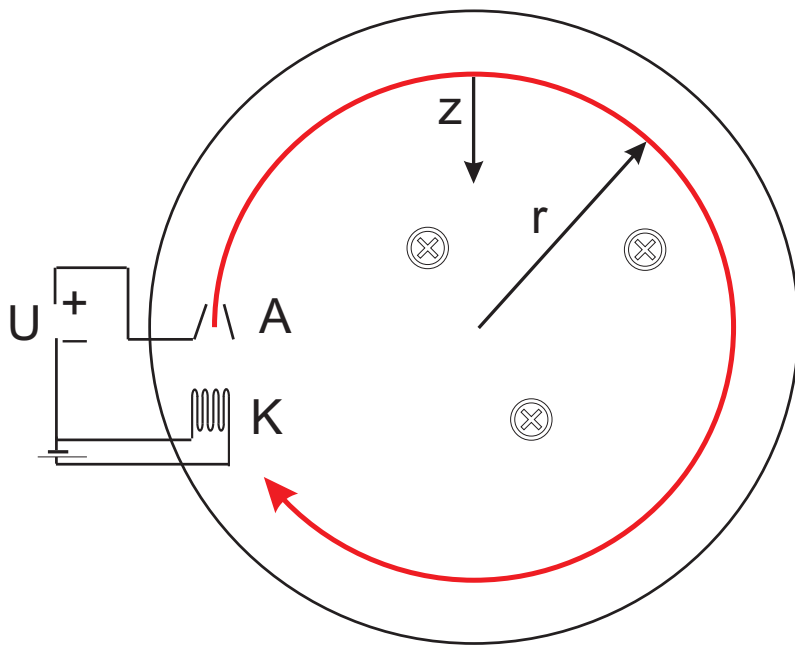
Grundzustand: 1S_0 , metastabiler Zustand: 3S_1

Helium: Parahelium: $S = 0$, Orthohelium: $S = 1$.



Stromdichte-Potential-Zusammenhang

$$\frac{e_0}{m_e} = \frac{v}{B r} \wedge v = \sqrt{2 \frac{e_0}{m_e} U} \Rightarrow \frac{e_0}{m_e} = \frac{2 U}{(r B)^2}$$



In einer WEHNELTröhre werden bei niedrigen Drücken (typisch 1 – 10 Pa) aus einer Glühkathode Elektronen erzeugt und zur Anode beschleunigt. In einem Magnetfeld werden sie auf Kreisbahnen geführt. Beim Stoß auf Restgasmoleküle erzeugen sie Strahlung.



Stromdichte-Potential-Zusammenhang I

- Im Hochvakuum ist $j \propto \sqrt{U}$ und linear abhängig von n_e :

$$j = e_0 n_e \sqrt{2 \frac{e_0}{m_e} U}.$$



Stromdichte-Potential-Zusammenhang I

- Im Hochvakuum ist $j \propto \sqrt{U}$ und linear abhängig von n_e :

$$j = e_0 n_e \sqrt{2 \frac{e_0}{m_e} U}.$$

- In einer Vakuumröhre ist der Strom raumladungsbegrenzt, Bedingung $j (\propto n_e v_e)$ ist konstant:

$$j \propto \sqrt{\frac{2e_0}{m_e} \frac{\sqrt{U^3}}{d^2}},$$



Stromdichte-Potential-Zusammenhang I


- Im Hochvakuum ist $j \propto \sqrt{U}$ und linear abhängig von n_e :

$$j = e_0 n_e \sqrt{2 \frac{e_0}{m_e} U}.$$

- In einer Vakuumröhre ist der Strom raumladungsbegrenzt, Bedingung $j (\propto n_e v_e)$ ist konstant:

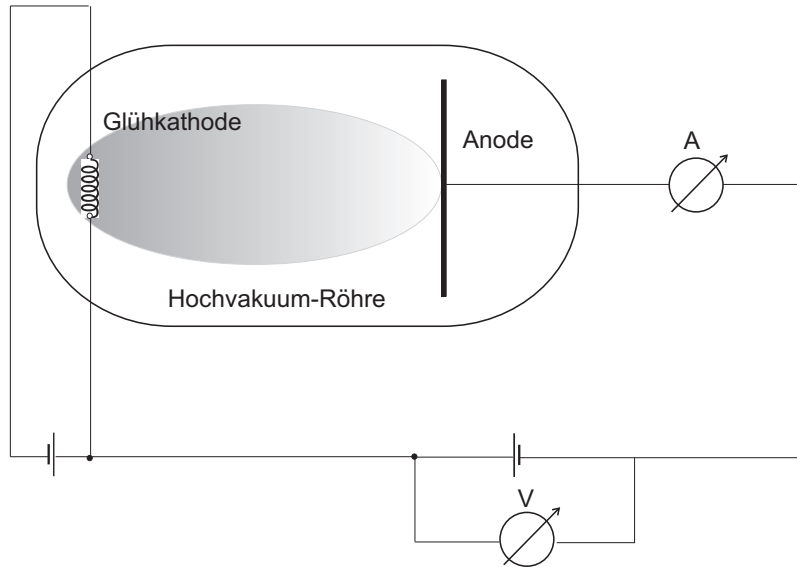
$$j \propto \sqrt{\frac{2e_0}{m_e} \frac{\sqrt{U^3}}{d^2}},$$

- bei hohen Dichten beweglichkeitsbegrenzt, Bedingung j ist konstant:


$$j \propto \frac{U^2}{d^3}.$$

Stromdichte-Potential-Zusammenhang I


$$j \propto \sqrt{\frac{2e_0}{m_e}} \frac{\sqrt{U^3}}{d^2},$$

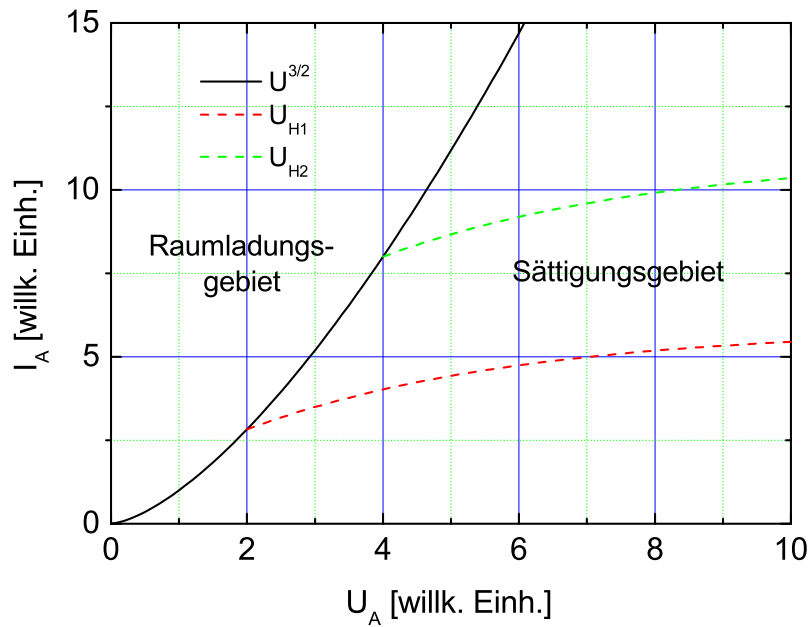


In einer Glühkathode entstehen Elektronen durch den RICHARDSON-Effekt. Sie werden durch die Anodenspannung abgesaugt. Vor der Kathode entsteht eine Raumladung aus Elektronen, die die von der Anode ausgehenden Feldlinien oft schon vor der Kathode „verzehrt“.



Stromdichte-Potential-Zusammenhang I

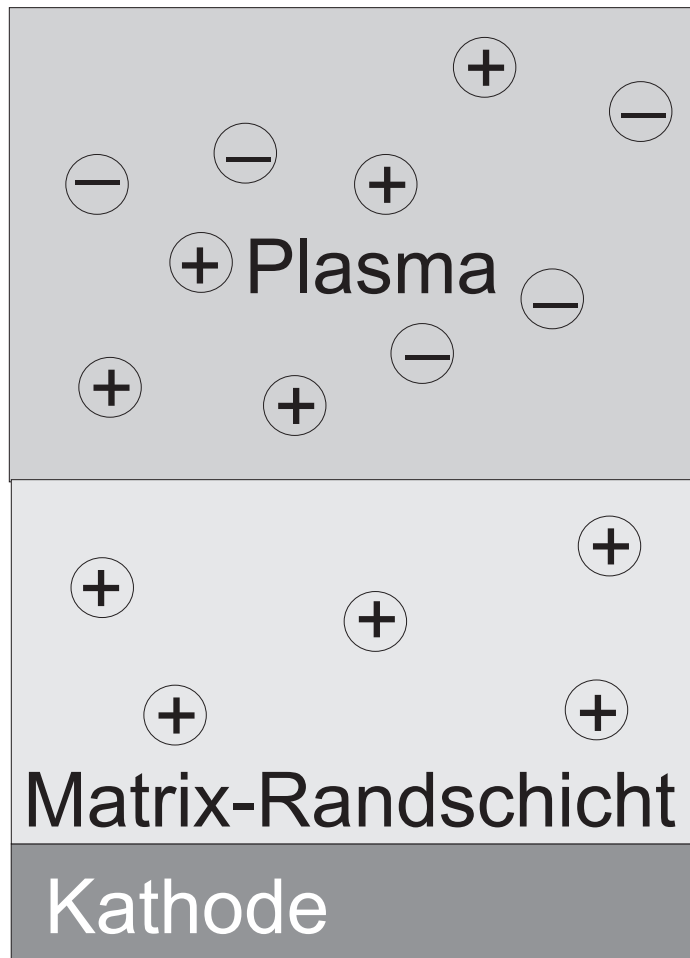

$$j \propto \sqrt{\frac{2e_0}{m_e}} \frac{\sqrt{U^3}}{d^2},$$



U - I -Kennlinien einer Glühkathode bei zwei verschiedenen Heizspannungen U_H .



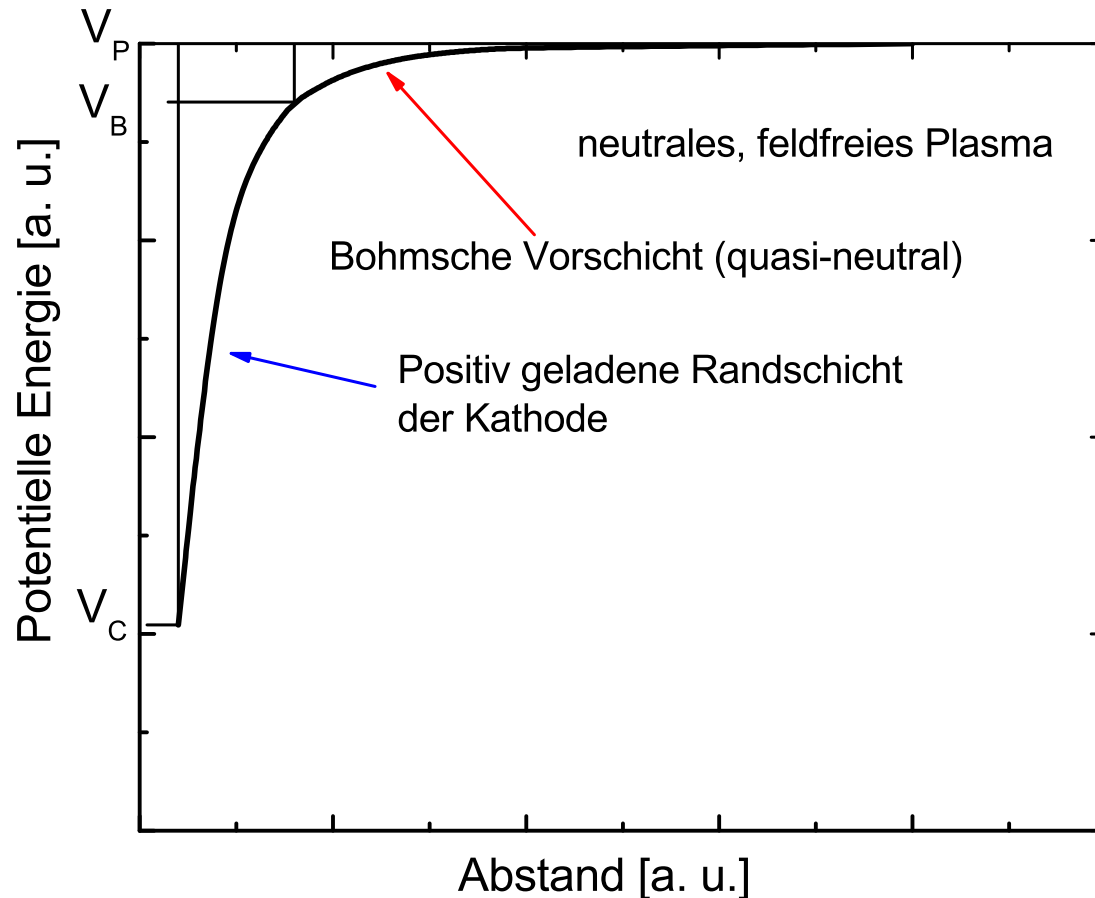
Matrix-Randschicht



Das einfachste Modell einer Randschicht: Auf die negative Kathode werden Ionen beschleunigt, die Sekundärelektronen herausschlagen. Über der negativen Kathode bildet sich eine positive Ladungswolke aus, die Feldlinien „verzehrt“ (sog. Matrix-Randschicht). Ganz oben das ungestörte Plasma.



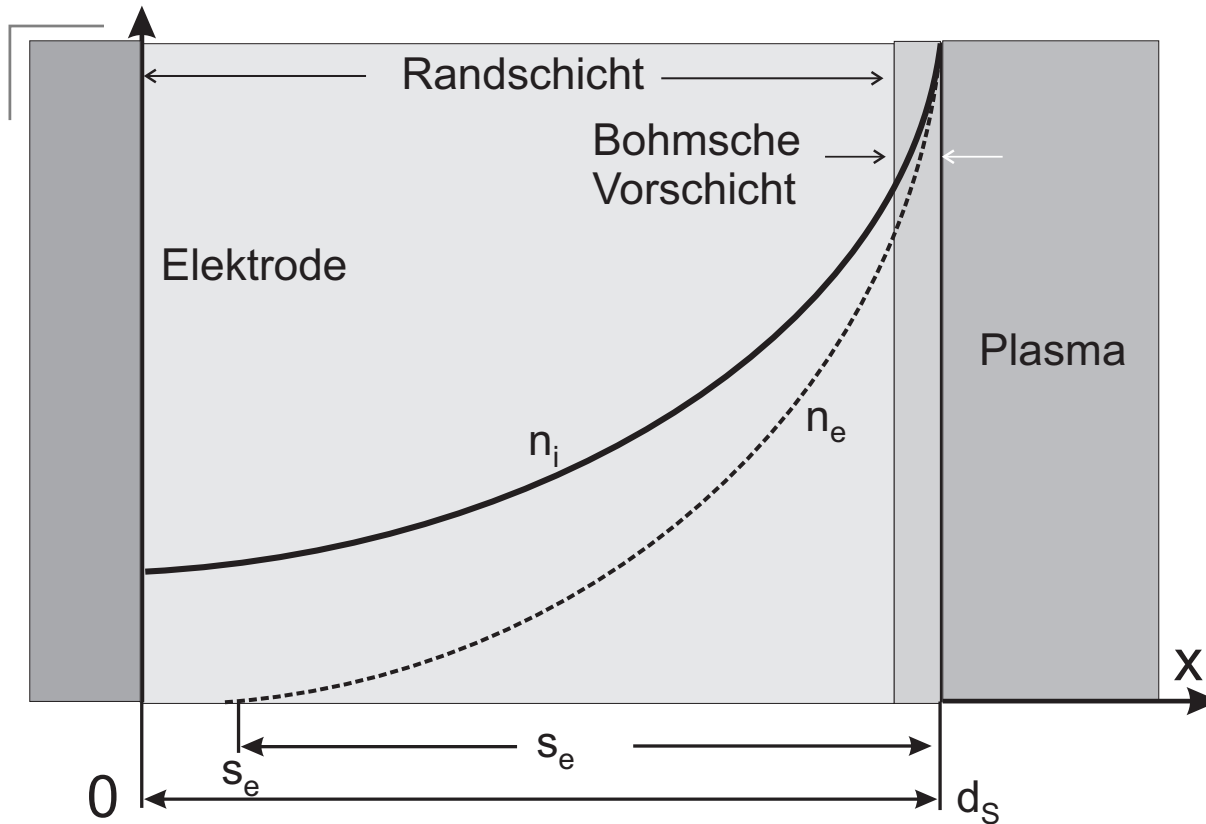
Randschicht und Vorsicht I



Ein besseres Modell: Das ungestörte neutrale Plasma, die quasineutrale Übergangszone (BOHMsche Vorsicht) und die Fallzone der positiv geladenen Randschicht unmittelbar über einer negativ aufgeladenen Oberfläche.



Randschicht und Vorsicht II



In der BOHMschen Vorsicht weicht das Potential so wenig von V_P ab, daß die Elektronen noch nicht im Trichter sind. Daher ist die Ionendichte dort bereits höher als die Elektronendichte!

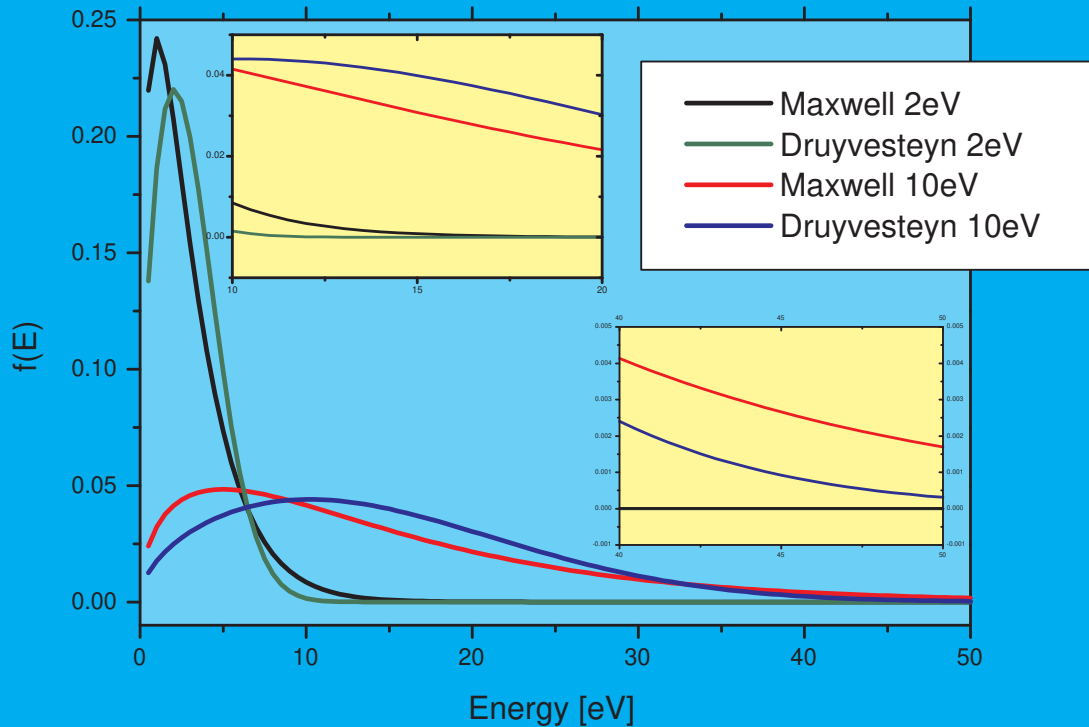
Die Ionen haben bereits die BOHM-Geschwindigkeit v_B .

Stabilitätskriterium von BOHM.

Immer gilt die Kontinuitätsgleichung $j = \text{const.}$



Thermalisierung der Elektronen



Die Ladungsträger thermalisieren separat — jeder Typ für sich. Für eine MB-Verteilung sind mindestens 7 Stöße erforderlich. Bei weniger Stößen sind bei gleicher mittlerer Energie weniger hochenergetische Teilchen vorhanden.

Eine analytische Beschreibung gelang 1940 erstmals PENNING und DRUYVESTEYN. Das Argument im Exponenten ist bei MB $-E_{\text{kin}} / \langle E \rangle$, bei D aber $-(E_{\text{kin}} / \langle E \rangle)^2$.



Erzeugung von Ladungsträgern I

- 2 Alternativen:
 - Randschicht der Kathode
 - Negative Glühzone



Erzeugung von Ladungsträgern I

- 2 Alternativen:
 - Randschicht der Kathode
 - Negative Glühzone
- $\nu_{\text{ion}} = n_n \sqrt{\langle v^2 \rangle} \sigma_{\text{ion}}(E).$



Erzeugung von Ladungsträgern I

- 2 Alternativen:
 - Randschicht der Kathode
 - Negative Glühzone
- $\nu_{\text{ion}} = n_n \sqrt{\langle v^2 \rangle} \sigma_{\text{ion}}(E).$
- In der Randschicht werden die Elektronen geheizt.



Erzeugung von Ladungsträgern I

- 2 Alternativen:
 - Randschicht der Kathode
 - Negative Glühzone
- $\nu_{\text{ion}} = n_n \sqrt{\langle v^2 \rangle} \sigma_{\text{ion}}(E).$
- In der Randschicht werden die Elektronen geheizt.
- Der Streuquerschnitt nimmt mit steigender Energie steil ab \Rightarrow Effizienz geht stark zurück!



Erzeugung von Ladungsträgern I

- 2 Alternativen:
 - Randschicht der Kathode
 - Negative Glühzone
- $\nu_{\text{ion}} = n_n \sqrt{\langle v^2 \rangle} \sigma_{\text{ion}}(E)$.
- In der Randschicht werden die Elektronen geheizt.
- Der Streuquerschnitt nimmt mit steigender Energie steil ab \Rightarrow Effizienz geht stark zurück!
- Erst in der Glühzone sind die Elektronen derart thermalisiert, daß die Ionisationsfrequenz die Verluste (durch Diffusion) überwiegt.



Erzeugung von Ladungsträgern II

E [eV]	$E_{\text{Ion}} / \langle E \rangle$	G [cm ³ sec]	
		MB	D
8	2	$2,72 \cdot 10^{17}$	$9,8 \cdot 10^{15}$
6	2,6	$1,41 \cdot 10^{17}$	$2,0 \cdot 10^{14}$
5,3	3	$9,96 \cdot 10^{16}$	$5,0 \cdot 10^{13}$
4	4	$3,64 \cdot 10^{16}$	$1,4 \cdot 10^{10}$
3	5,3	$1,13 \cdot 10^{16}$	
2,5	6	$4,30 \cdot 10^{15}$	
2	8	$1,04 \cdot 10^{15}$	
1,5	10	$1,01 \cdot 10^{14}$	
1	15	$1,05 \cdot 10^{12}$	

Ionisierung in Argon durch Elektronen der mittleren Energie $\langle E \rangle$ für die Verteilungsfunktionen nach MAXWELL-BOLTZMANN (MB) und DRUYVESTYEN (D).



Zusammenfassung

- Nach der Theorie von Townsend kommt es bei genügend hoher Feldstärke in einem Gas durch Elektronenstoß und Erzeugung von Sekundärelektronen durch Ionen auf Oberflächen zu einer Strom-Lawine (Durchbruch).



Zusammenfassung

- Nach der Theorie von Townsend kommt es bei genügend hoher Feldstärke in einem Gas durch Elektronenstoß und Erzeugung von Sekundärelektronen durch Ionen auf Oberflächen zu einer Strom-Lawine (Durchbruch).
- Die Entladung kann durch Edelgase stabilisiert werden.



Zusammenfassung

- Nach der Theorie von Townsend kommt es bei genügend hoher Feldstärke in einem Gas durch Elektronenstoß und Erzeugung von Sekundärelektronen durch Ionen auf Oberflächen zu einer Strom-Lawine (Durchbruch).
- Die Entladung kann durch Edelgase stabilisiert werden.
- Analog den Raumladungen in einer Elektronenröhre (Glühkathode ist von einer Elektronenwolke umgeben) kommt es in der DC-Entladung zu der Bildung einer Ionenwolke um die Kathode (Randschicht).



Zusammenfassung

- Die Randschicht zerfällt in zwei Regionen: die BOHMsche Vorschicht und die eigentliche Randschicht. In beiden Gebieten ist die Ionendichte höher als die Elektronendichte.



Zusammenfassung

- Die Randschicht zerfällt in zwei Regionen: die BOHMsche Vorschicht und die eigentliche Randschicht. In beiden Gebieten ist die Ionendichte höher als die Elektronendichte.
- In der Randschicht werden die Elektronen geheizt und auf sehr hohe Geschwindigkeiten gebracht, in der Negativen Glühzone werden die Ladungsträger durch Stöße zwischen (fast thermalisierten) Elektronen und Neutralteilchen gebildet.

