

# Praktische Plasmaphysik in der Halbleiterindustrie Kurs bei Trumpf in Ulm

VI Diffusionsprozesse, 22. April 2021

Gerhard Franz

Walter Schottky Institut

TU München

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



# Programm

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



# Organisation

- Grundbegriffe der Vakuumtechnik
- Peclet-Zahl
- Diffusion
- Strömung und Abscheidung
- Thiele-Modul
- Schlußfolgerungen
- Diffusion geladener Partikeln



# Pumpenparameter

- Durch die Pumpe wird ein Unterdruck im Volumen des Rezipienten erzeugt, der zu einem Volumen- bzw. Massenstrom Anlaß gibt (sog. konvektiver Transport):



# Pumpenparameter

- Durch die Pumpe wird ein Unterdruck im Volumen des Rezipienten erzeugt, der zu einem Volumen- bzw. Massenstrom Anlaß gibt (sog. konvektiver Transport):
- Saugvermögen  $S = \frac{Q}{p}$ ;  
Q: Gasstrom, [S] = l/min oder m<sup>3</sup>/h,



# Pumpenparameter

- Durch die Pumpe wird ein Unterdruck im Volumen des Rezipienten erzeugt, der zu einem Volumen- bzw. Massenstrom Anlaß gibt (sog. konvektiver Transport):
- Saugvermögen  $S = \frac{Q}{p}$ ;  
Q: Gasstrom, [S] = l/min oder m<sup>3</sup>/h,
- $S_V = \frac{dV}{dt}$ : Volumendurchfluß,



# Pumpenparameter

- Durch die Pumpe wird ein Unterdruck im Volumen des Rezipienten erzeugt, der zu einem Volumen- bzw. Massenstrom Anlaß gibt (sog. konvektiver Transport):
- Saugvermögen  $S = \frac{Q}{p}$ ;  
Q: Gasstrom, [S] = l/min oder m<sup>3</sup>/h,
- $S_V = \frac{dV}{dt}$ : Volumendurchfluß,
- Massendurchfluß  $\frac{dM}{dt}$ :  $\rho S_V = \rho \frac{dV}{dt}$



# Pumpenparameter

- Durch die Pumpe wird ein Unterdruck im Volumen des Rezipienten erzeugt, der zu einem Volumen- bzw. Massenstrom Anlaß gibt (sog. konvektiver Transport):
- Saugvermögen  $S = \frac{Q}{p}$ ;  
Q: Gasstrom, [S] = l/min oder m<sup>3</sup>/h,
- $S_V = \frac{dV}{dt}$ : Volumendurchfluß,
- Massendurchfluß  $\frac{dM}{dt}$ :  $\rho S_V = \rho \frac{dV}{dt}$
- Saugleistung:  $S_L = p S_V$



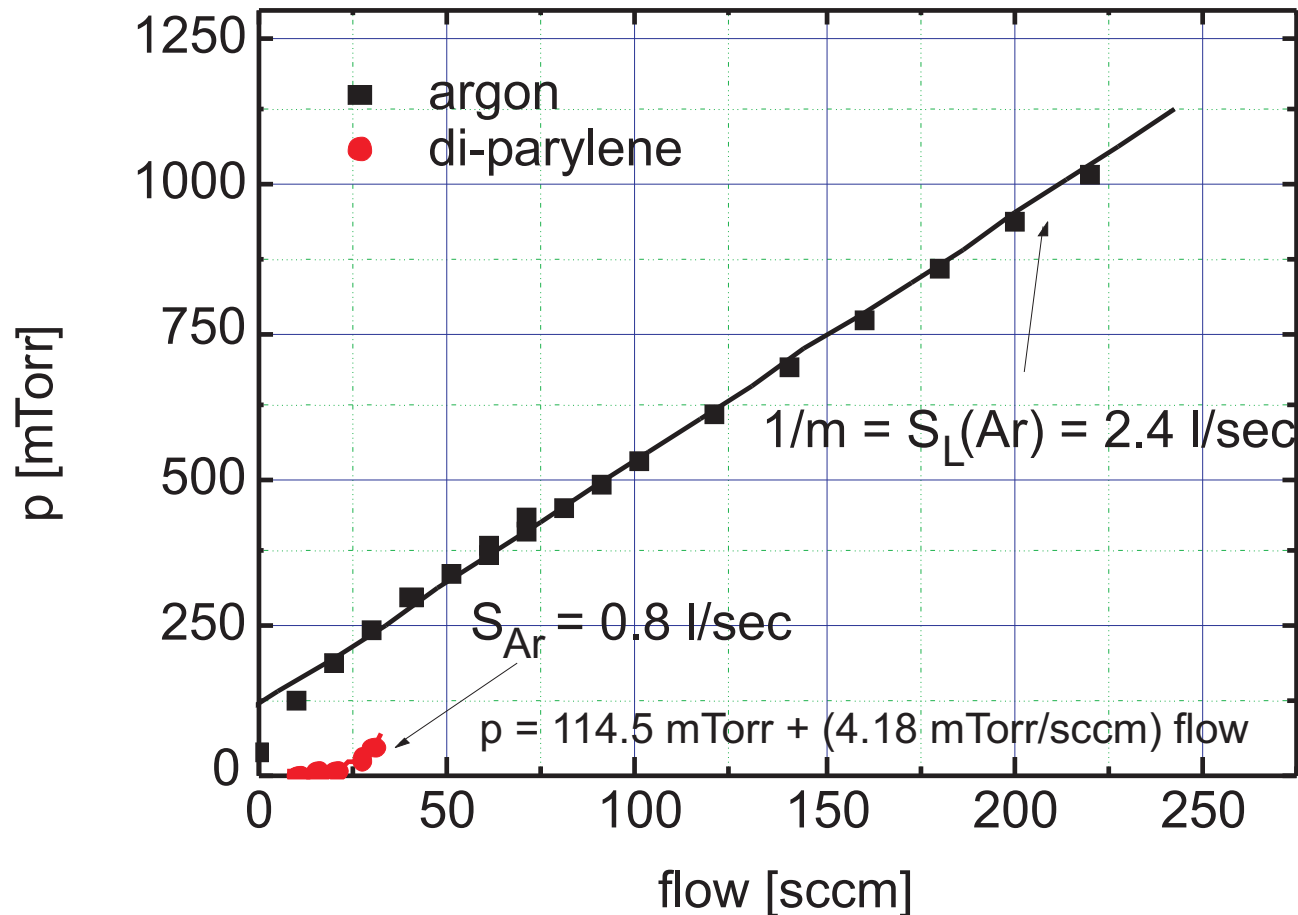


# Pumpenparameter

- Durch die Pumpe wird ein Unterdruck im Volumen des Rezipienten erzeugt, der zu einem Volumen- bzw. Massenstrom Anlaß gibt (sog. konvektiver Transport):
- Saugvermögen  $S = \frac{Q}{p}$ ;  
Q: Gasstrom, [S] = l/min oder m<sup>3</sup>/h,
- $S_V = \frac{dV}{dt}$ : Volumendurchfluß,
- Massendurchfluß  $\frac{dM}{dt}$ :  $\rho S_V = \rho \frac{dV}{dt}$
- Saugleistung:  $S_L = p S_V$
- Q wird für eingeleitete Gase in sccm gemessen.  
1 sccm sind  $2,7 \cdot 10^{19}$  Moleküle/min oder  
1,7 l Pa/sec unter Standardbedingungen (0 °C, 1 atm).



# Pumpenparameter



- Eichleck (MFC) erzeugt bei (konstantem) Saugvermögen einen bestimmten Druck. Aus  $p \rightarrow Q$  lassen sich aus dem Kehrwert der Steigung die Saugleistung  $S_L$  und das Saugvermögen  $S_V$  bestimmen, die unterhalb eines bestimmten Drucks gegen Null gehen.

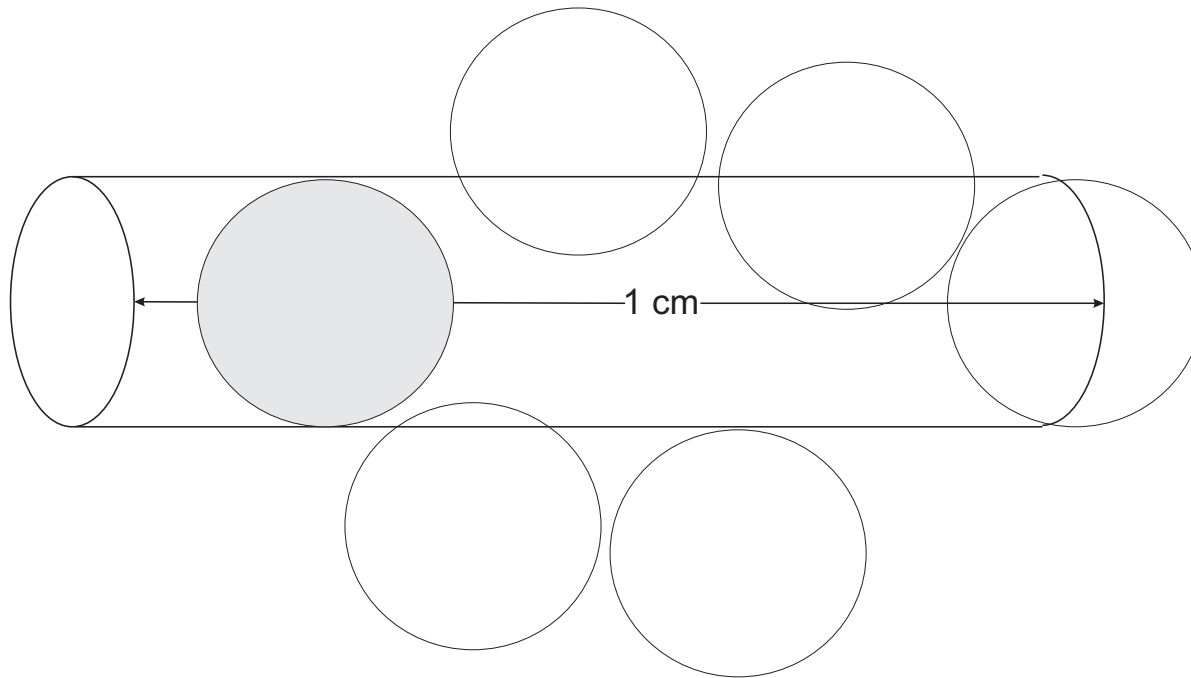


# Verweilzeit $\tau$

- $\tau = V/S \wedge \tau = \frac{pV}{Q}$ ,
- $\tau$ : Verweilzeit, S: Saugvermögen [l/sec],  
Q: Gasfluß [sccm],
- $\tau \propto p \wedge \tau \propto n$ .
- V: 50 l, p: 0,13 Pa (1 mTorr), Q: 50 sccm:  $\tau$ : 78 msec;
- V: 50 l, p: 1 Pa (7,5 mTorr), Q: 50 sccm:  $\tau$ : 0,6 sec;
- V: 50 l, p: 10 Pa, Q: 50 sccm:  $\tau$ : 5,9 sec;
- V: 50 l, p: 130 Pa (1 Torr), Q: 50 sccm:  $\tau$ : 76,5 sec.



# Mittlere freie Weglänge I

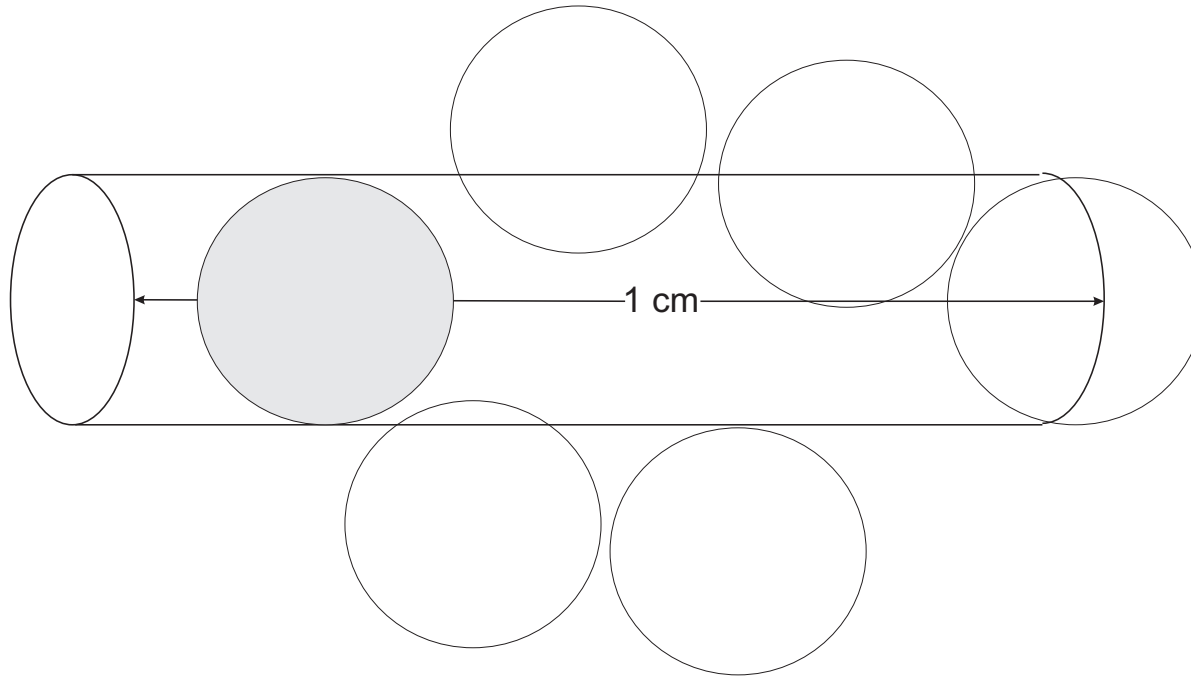


- Größter Abstand, bei dem bei Molekeln mit dem Radius  $r_0$  eine Berührung erfolgen kann, ist  $2r_0 \Rightarrow$  Zielfläche hat den Radius  $2r_0$  ist und dessen Mittelpunkt im Mittelpunkt der betrachteten Molekel liegt.

$$\sigma = 4\pi r_0^2.$$



# Mittlere freie Weglänge II



- Molekel mit dem Streuquerschnitt  $\sigma$  legt einen Weg von  $s = 1$  cm zurück  $\Rightarrow$  Zylinder der Fläche  $\sigma$ , Volumen  $\sigma \cdot s$   
 $\Rightarrow N = n\sigma s$ . Folglich erleidet die Molekel auf ihrem Weg  $n\sigma s$  Zusammenstöße. Damit ist die mittlere freie Weglänge

$$\lambda \propto \frac{1}{n\sigma}$$



# Mittlere freie Weglänge III

- die mittlere freie Weglänge ist nur von der Gasdichte abhängig!

Luft bei 0 °C und  $10^5$  Pa ( $\approx 1$  atm):

$$n \approx 3 \cdot 10^{19} / \text{cm}^3,$$

$$\sigma \approx 0,5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \Rightarrow \lambda \approx 0,1 \mu\text{m} \text{ (genauer: 60 nm).}$$

- 1 mTorr (1/760/1000) atm: 4,5 cm;

- 1 Pa: 6 mm;

- 1 Torr (133 Pa): 45  $\mu\text{m}$ .

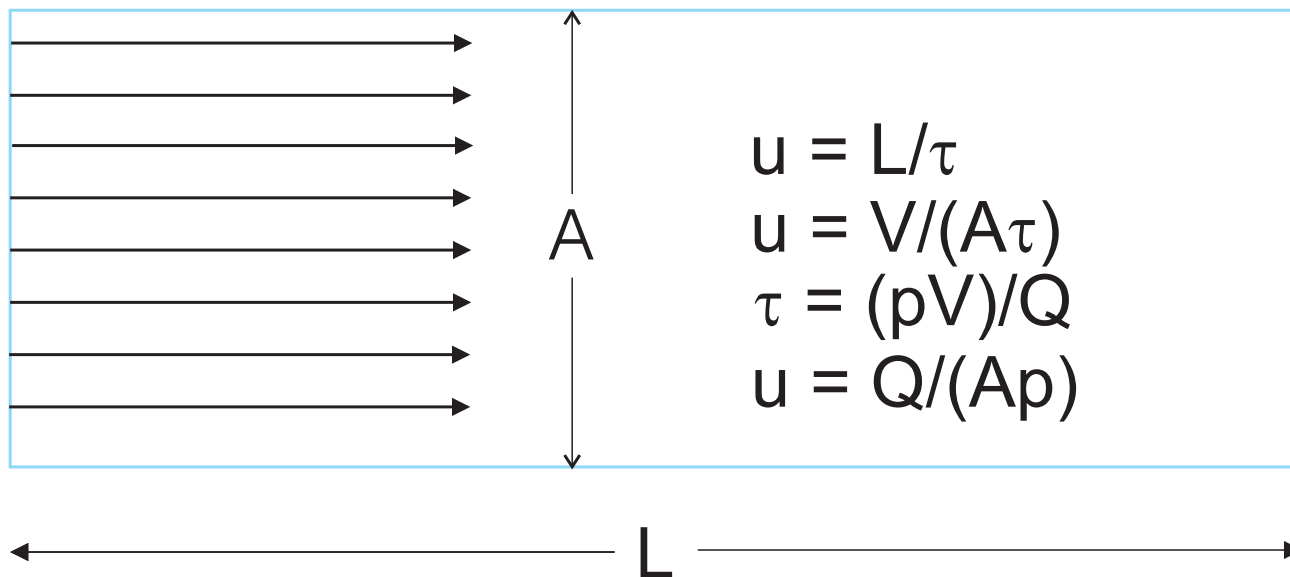
- $\langle v \rangle \approx 5 \cdot 10^4$  cm/sec (500 m/sec)

$$\Rightarrow \tau \approx 0,12 \text{ nsec bei 1 bar,}$$

$$\Rightarrow \tau \approx 90 \text{ msec bei 1 mTorr.}$$



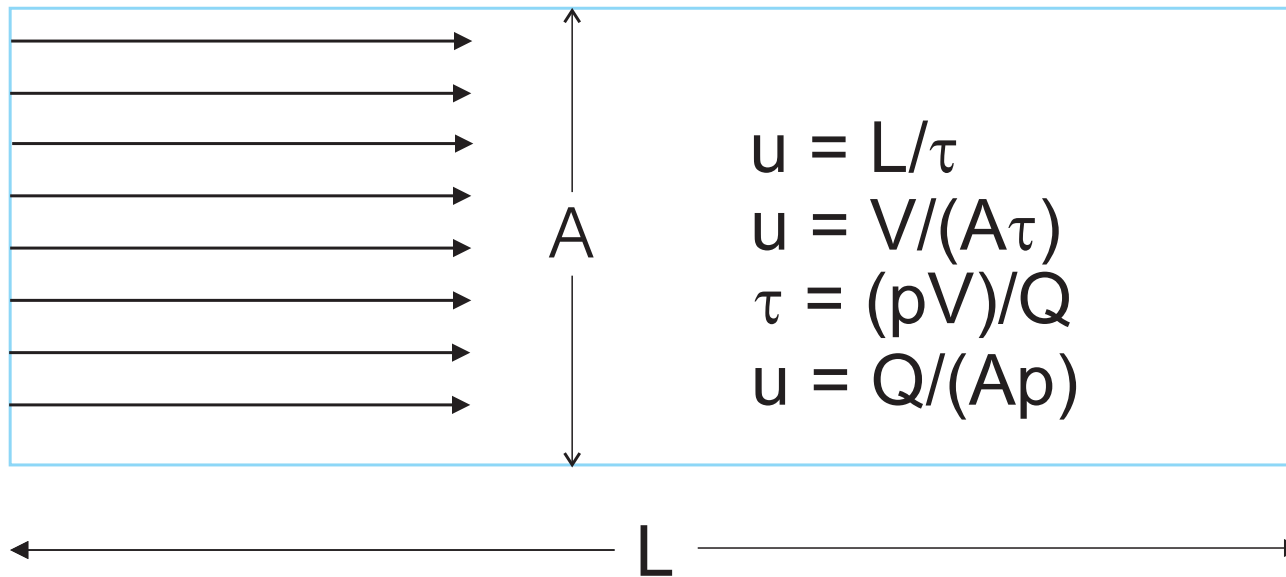
# Flußgeschwindigkeit $u$



- Einfachster Fall der laminaren Strömung: Die Fließgeschwindigkeit ist bis zum Rohrrand gleich.



# Flußgeschwindigkeit $u$




- Einfachster Fall der laminaren Strömung: Die Fließgeschwindigkeit ist bis zum Rohrrand gleich.





# Flußgeschwindigkeit $u$ im Rohr


$$u = \frac{Q}{pA}$$



# Flußgeschwindigkeit $u$ im Rohr

- $u = \frac{Q}{pA}$

- $A$ : Ventilquerschnitt



# Flußgeschwindigkeit $u$ im Rohr

- $u = \frac{Q}{pA}$
- $A$ : Ventilquerschnitt
- $Q$ : 50 sccm,  $p$ : 5 Pa,  $A$ : 80cm<sup>2</sup> (VAT 100)  $\Rightarrow$   $u$ : 215 cm/sec



# Flußgeschwindigkeit $u$ im Rohr

- $u = \frac{Q}{pA}$
- $A$ : Ventilquerschnitt
- $Q$ : 50 sccm,  $p$ : 5 Pa,  $A$ : 80cm<sup>2</sup> (VAT 100)  $\Rightarrow u$ : 215 cm/sec
- zum Vergleich:  $v_{\text{Schall}}$ : 330 m/sec



# Flußgeschwindigkeit $u$ im Rohr

- $u = \frac{Q}{pA}$
- $A$ : Ventilquerschnitt
- $Q$ : 50 sccm,  $p$ : 5 Pa,  $A$ : 80cm<sup>2</sup> (VAT 100)  $\Rightarrow u$ : 215 cm/sec
- zum Vergleich:  $v_{\text{Schall}}$ : 330 m/sec
- thermische Geschwindigkeit:  $\langle v_{\text{therm}} \rangle \approx 500$  m/sec



# Flußgeschwindigkeit $u$ im Rohr

- $u = \frac{Q}{pA}$
- $A$ : Ventilquerschnitt
- $Q$ : 50 sccm,  $p$ : 5 Pa,  $A$ : 80cm<sup>2</sup> (VAT 100)  $\Rightarrow u$ : 215 cm/sec
- zum Vergleich:  $v_{\text{Schall}}$ : 330 m/sec
- thermische Geschwindigkeit:  $\langle v_{\text{therm}} \rangle \approx 500$  m/sec
- Die Flußgeschwindigkeit ist klein gegen die thermische Geschwindigkeit!



# Flußgeschwindigkeit $u$ im Reaktor

•  $u = \frac{Q}{pA}$



# Flußgeschwindigkeit u im Reaktor

- $u = \frac{Q}{\rho A}$

- A: Reaktorquerschnitt





# Flußgeschwindigkeit u im Reaktor

- $u = \frac{Q}{pA}$
- A: Reaktorquerschnitt
- Q: 50 sccm, p: 5 Pa, A: 900cm<sup>2</sup> (30 × 30 :cm<sup>2</sup>)  
⇒ u: 20 cm/sec



# Flußgeschwindigkeit u im Reaktor

- $u = \frac{Q}{pA}$
- A: Reaktorquerschnitt
- Q: 50 sccm, p: 5 Pa, A: 900cm<sup>2</sup> (30 × 30 :cm<sup>2</sup>)  
⇒ u: 20 cm/sec
- zum Vergleich: v<sub>Schall</sub>: 330 m/sec



# Flußgeschwindigkeit u im Reaktor

- $u = \frac{Q}{pA}$
- A: Reaktorquerschnitt
- Q: 50 sccm, p: 5 Pa, A: 900cm<sup>2</sup> (30 × 30 :cm<sup>2</sup>)  
⇒ u: 20 cm/sec
- zum Vergleich: v<sub>Schall</sub>: 330 m/sec
- thermische Geschwindigkeit:  $\langle v_{\text{therm}} \rangle \approx 500$  m/sec



# Flußgeschwindigkeit u im Reaktor

- $u = \frac{Q}{pA}$
- A: Reaktorquerschnitt
- Q: 50 sccm, p: 5 Pa, A: 900cm<sup>2</sup> (30 × 30 :cm<sup>2</sup>)  
⇒ u: 20 cm/sec
- zum Vergleich: v<sub>Schall</sub>: 330 m/sec
- thermische Geschwindigkeit:  $\langle v_{\text{therm}} \rangle \approx 500$  m/sec
- Die Flußgeschwindigkeit im Reaktor ist noch wesentlich kleiner als im Absaugrohr.



# Diffusion und Random Walk

- Teilchen befinden sich auf Grund ihrer thermischen Energie in steter Bewegung. Diese Bewegung ist chaotisch:  $\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle$ . Die Geschwindigkeit selbst beträgt bei RT für Luft einige 500 m/sec, ist also größer als die Schallgeschwindigkeit.



# Diffusion und Random Walk

- Teilchen befinden sich auf Grund ihrer thermischen Energie in steter Bewegung. Diese Bewegung ist chaotisch:  $\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle$ . Die Geschwindigkeit selbst beträgt bei RT für Luft einige 500 m/sec, ist also größer als die Schallgeschwindigkeit.
- Äußere Felder können zu einer Störung dieser Gleichverteilung führen, z. B. Bewegung im Gravitationsfeld (barometr. Höhenformel).



# Diffusion und Random Walk

- Teilchen befinden sich auf Grund ihrer thermischen Energie in steter Bewegung. Diese Bewegung ist chaotisch:  $\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle$ . Die Geschwindigkeit selbst beträgt bei RT für Luft einige 500 m/sec, ist also größer als die Schallgeschwindigkeit.
- Äußere Felder können zu einer Störung dieser Gleichverteilung führen, z. B. Bewegung im Gravitationsfeld (barometr. Höhenformel).
- Die Teilchen gehorchen der Gleichung für den Random Walk:  $\Lambda = \sqrt{4Dt}$



# Diffusion und Random Walk

- Teilchen befinden sich auf Grund ihrer thermischen Energie in steter Bewegung. Diese Bewegung ist chaotisch:  $\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle$ . Die Geschwindigkeit selbst beträgt bei RT für Luft einige 500 m/sec, ist also größer als die Schallgeschwindigkeit.
- Äußere Felder können zu einer Störung dieser Gleichverteilung führen, z. B. Bewegung im Gravitationsfeld (barometr. Höhenformel).
- Die Teilchen gehorchen der Gleichung für den Random Walk:  $\Lambda = \sqrt{4Dt}$
- D: Diffusionskoeffizient, t: Zeit,  $\Lambda$ : Diffusionslänge.





# Diffusion und Random Walk

- Teilchen befinden sich auf Grund ihrer thermischen Energie in steter Bewegung. Diese Bewegung ist chaotisch:  $\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle$ . Die Geschwindigkeit selbst beträgt bei RT für Luft einige 500 m/sec, ist also größer als die Schallgeschwindigkeit.
- Äußere Felder können zu einer Störung dieser Gleichverteilung führen, z. B. Bewegung im Gravitationsfeld (barometr. Höhenformel).
- Die Teilchen gehorchen der Gleichung für den Random Walk:  $\Lambda = \sqrt{4Dt}$
- D: Diffusionskoeffizient, t: Zeit,  $\Lambda$ : Diffusionslänge.

Kinetische Gastheorie:  $D = \frac{1}{3} \lambda \sqrt{\langle v^2 \rangle}$ .



# Diffusionslänge $\Lambda$

- Random Walk:  $\Lambda = \sqrt{4D\tau}$



# Diffusionslänge $\Lambda$

- Random Walk:  $\Lambda = \sqrt{4D\tau}$
- D: Diffusionskoeffizient,  $\tau$ : Verweilzeit oder Einschlußzeit, L: Gefäßdimensionen.



# Diffusionslänge $\Lambda$

- Random Walk:  $\Lambda = \sqrt{4D\tau}$
- D: Diffusionskoeffizient,  $\tau$ : Verweilzeit oder Einschlußzeit, L: Gefäßdimensionen.
- Kinetische Gastheorie:  $D = \frac{1}{3}\lambda\sqrt{\langle v^2 \rangle}$ .



# Diffusionslänge $\Lambda$

- Random Walk:  $\Lambda = \sqrt{4D\tau}$
- D: Diffusionskoeffizient,  $\tau$ : Verweilzeit oder Einschlußzeit, L: Gefäßdimensionen.
- Kinetische Gastheorie:  $D = \frac{1}{3}\lambda\sqrt{\langle v^2 \rangle}$ .
- $D \propto \frac{1}{p} \propto \frac{1}{n}$ .



# Diffusionslänge $\Lambda$

- Random Walk:  $\Lambda = \sqrt{4D\tau}$
- D: Diffusionskoeffizient,  $\tau$ : Verweilzeit oder Einschlußzeit, L: Gefäßdimensionen.
- Kinetische Gastheorie:  $D = \frac{1}{3}\lambda\sqrt{\langle v^2 \rangle}$ .
- $D \propto \frac{1}{p} \propto \frac{1}{n}$ .
- D @ 1 bar: ○ 0,1 - 1 cm<sup>2</sup>/sec,  
@ 1 mbar: ○ 100 - 1 000 cm<sup>2</sup>/sec.



# Diffusionslänge $\Lambda$

- Random Walk:  $\Lambda = \sqrt{4D\tau}$
- D: Diffusionskoeffizient,  $\tau$ : Verweilzeit oder Einschlußzeit, L: Gefäßdimensionen.
- Kinetische Gastheorie:  $D = \frac{1}{3}\lambda\sqrt{\langle v^2 \rangle}$ .
- $D \propto \frac{1}{p} \propto \frac{1}{n}$ .
- D @ 1 bar: ○ 0,1 - 1 cm<sup>2</sup>/sec,  
@ 1 mbar: ○ 100 - 1 000 cm<sup>2</sup>/sec.
- D ist dem Druck umgekehrt proportional,  $\tau$  dagegen proportional zum Druck.  $\Rightarrow$



# Diffusionslänge $\Lambda$

- Random Walk:  $\Lambda = \sqrt{4D\tau}$
- D: Diffusionskoeffizient,  $\tau$ : Verweilzeit oder Einschlußzeit, L: Gefäßdimensionen.
- Kinetische Gastheorie:  $D = \frac{1}{3}\lambda\sqrt{\langle v^2 \rangle}$ .
- $D \propto \frac{1}{p} \propto \frac{1}{n}$ .
- D @ 1 bar: ○ 0,1 - 1 cm<sup>2</sup>/sec,  
@ 1 mbar: ○ 100 - 1 000 cm<sup>2</sup>/sec.
- D ist dem Druck umgekehrt proportional,  $\tau$  dagegen proportional zum Druck.  $\Rightarrow$
- **$\Lambda$  ist druckunabhängig!**





# Diffusion vs. Konvektion

- $\Lambda \gg L$ : Konzentrationsprofil linear und zeitunabhängig. Reaktionen können mit dem Ansatz von EYRING mit einer Aktivierungsenergie beschrieben werden. Sie sind langsam gegenüber dem Transport der Reaktanten zur Reaktionsstelle.

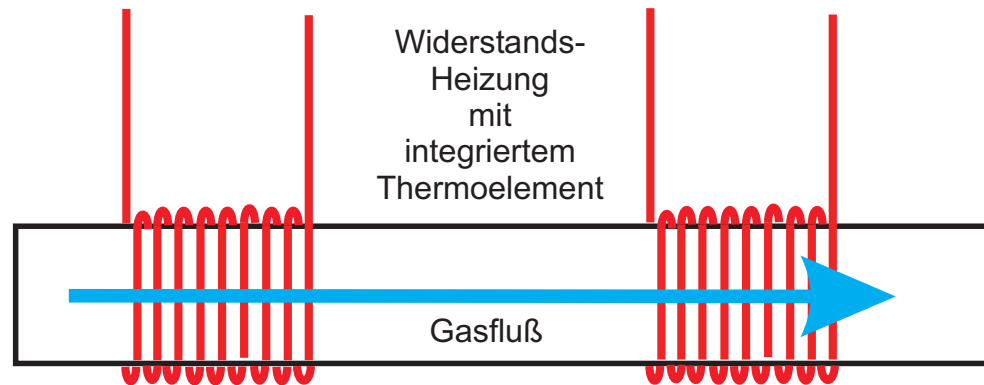


# Diffusion vs. Konvektion

- $\Lambda \gg L$ : Konzentrationsprofil linear und zeitunabhängig. Reaktionen können mit dem Ansatz von EYRING mit einer Aktivierungsenergie beschrieben werden. Sie sind langsam gegenüber dem Transport der Reaktanten zur Reaktionsstelle.
- $\Lambda \ll L$ : bedeutende Konzentrationsunterschiede innerhalb des Reaktors. Die Reaktion ist diffusionskontrolliert und läuft ohne nennenswerte Aktivierungsenergie ab.



# Massenflußregler (MFC)



- Regelstrecke eines MFCs (Bypass-Leitung). Durch Abtransport von Wärme von durch das Meßrohr fließenden Molekeln entsteht ein Temperaturgradient zwischen den beiden Meßstellen innerhalb der beiden Heizwicklungen. Dieser Abtransport von Wärme ist proportional der spezifischen Wärme und dem Gasfluß. Bei bekanntem Gas kann der Fluß bestimmt werden.



# Organisation

- Grundbegriffe der Vakuumtechnik
- Peclet-Zahl
- Diffusion
- Strömung und Abscheidung
- Thiele-Modul
- Schlußfolgerungen
- Diffusion geladener Partikeln



# Peclet-Zahl $Pe$

- Das Verhältnis aus Reaktordimension  $L$  und  $\Lambda$  ist



# Peclet-Zahl Pe

- Das Verhältnis aus Reaktordimension  $L$  und  $\Lambda$  ist
- $4 \left(\frac{L}{\Lambda}\right)^2 = \frac{4L^2}{4D\tau} = \frac{4L^2}{4D\frac{L}{u}} = \text{Pe}.$



# Peclet-Zahl Pe

- Das Verhältnis aus Reaktordimension  $L$  und  $\Lambda$  ist
- $4 \left(\frac{L}{\Lambda}\right)^2 = \frac{4L^2}{4D\tau} = \frac{4L^2}{4D\frac{L}{u}} = \text{Pe}.$
- $\text{Pe} = \frac{Lu}{D}:$



# Peclet-Zahl Pe

- Das Verhältnis aus Reaktordimension  $L$  und  $\Lambda$  ist
- $4 \left(\frac{L}{\Lambda}\right)^2 = \frac{4L^2}{4D\tau} = \frac{4L^2}{4D\frac{L}{u}} = \text{Pe}.$
- $\text{Pe} = \frac{Lu}{D}:$
- $\text{Pe} \gg 1 \Rightarrow L \gg \Lambda:$  große Dichtegradienten sind möglich.





# Peclet-Zahl Pe

- Das Verhältnis aus Reaktordimension  $L$  und  $\Lambda$  ist
- $4 \left(\frac{L}{\Lambda}\right)^2 = \frac{4L^2}{4D\tau} = \frac{4L^2}{4D\frac{L}{u}} = \text{Pe}.$
- $\text{Pe} = \frac{Lu}{D}:$
- $\text{Pe} \gg 1 \Rightarrow L \gg \Lambda:$  große Dichtegradienten sind möglich.
- $\text{Pe} \ll 1 \Rightarrow L \ll \Lambda:$  Transport ist diffusionskontrolliert, lineare Prozesse sind möglich.



# Peclet-Zahl Pe

- Das Verhältnis aus Reaktordimension  $L$  und  $\Lambda$  ist
- $4 \left(\frac{L}{\Lambda}\right)^2 = \frac{4L^2}{4D\tau} = \frac{4L^2}{4D\frac{L}{u}} = \text{Pe}.$
- $\text{Pe} = \frac{Lu}{D}:$
- $\text{Pe} \gg 1 \Rightarrow L \gg \Lambda:$  große Dichtegradienten sind möglich.
- $\text{Pe} \ll 1 \Rightarrow L \ll \Lambda:$  Transport ist diffusionskontrolliert, lineare Prozesse sind möglich.
- $\text{Pe}$  ist das Verhältnis der diffusiven und konvektiven Flüsse.



# Organisation

- Grundbegriffe der Vakuumtechnik
- Peclet-Zahl
- **Diffusion**
- Strömung und Abscheidung
- Thiele-Modul
- Schlußfolgerungen
- Diffusion geladener Partikeln



# Theorie des stationären Falls I

- Phänomenologisches Gesetz für den stationären Fall:  
1. FICKSches Gesetz:



# Theorie des stationären Falls I

- Phänomenologisches Gesetz für den stationären Fall:  
1. FICKSches Gesetz:

- $$j = -D \frac{dc}{dx}$$



# Theorie des stationären Falls I

- Phänomenologisches Gesetz für den stationären Fall:  
1. FICKSches Gesetz:



$$j = -D \frac{dc}{dx}$$

- $j$ : Stromdichte,  $D$ : Diffusionskonstante [ $\text{cm}^2/\text{sec}$ ]



# Theorie des stationären Falls I

- Phänomenologisches Gesetz für den stationären Fall:  
1. FICKSches Gesetz:

$$j = -D \frac{dc}{dx}$$

- $j$ : Stromdichte,  $D$ : Diffusionskonstante [ $\text{cm}^2/\text{sec}$ ]

$$j = nv$$



# Theorie des stationären Falls I

- Phänomenologisches Gesetz für den stationären Fall:  
1. FICKSches Gesetz:

$$j = -D \frac{dc}{dx}$$

- $j$ : Stromdichte,  $D$ : Diffusionskonstante [ $\text{cm}^2/\text{sec}$ ]

$$j = nv$$

- Der die Unterschiede ausgleichende Strom ist entgegengesetzt zum Konzentrationsgradienten gerichtet: „What comes up, must come down.“





# Theorie des stationären Falls II

- Für hohe Temperaturen und lange Zeiträume wird die Verteilung im Festkörper homogen.



# Theorie des stationären Falls II

- Für hohe Temperaturen und lange Zeiträume wird die Verteilung im Festkörper homogen.
- **D** für Bor in Silicium bei 1 200 °C:  $10^{-12}$  cm<sup>2</sup>/sec.

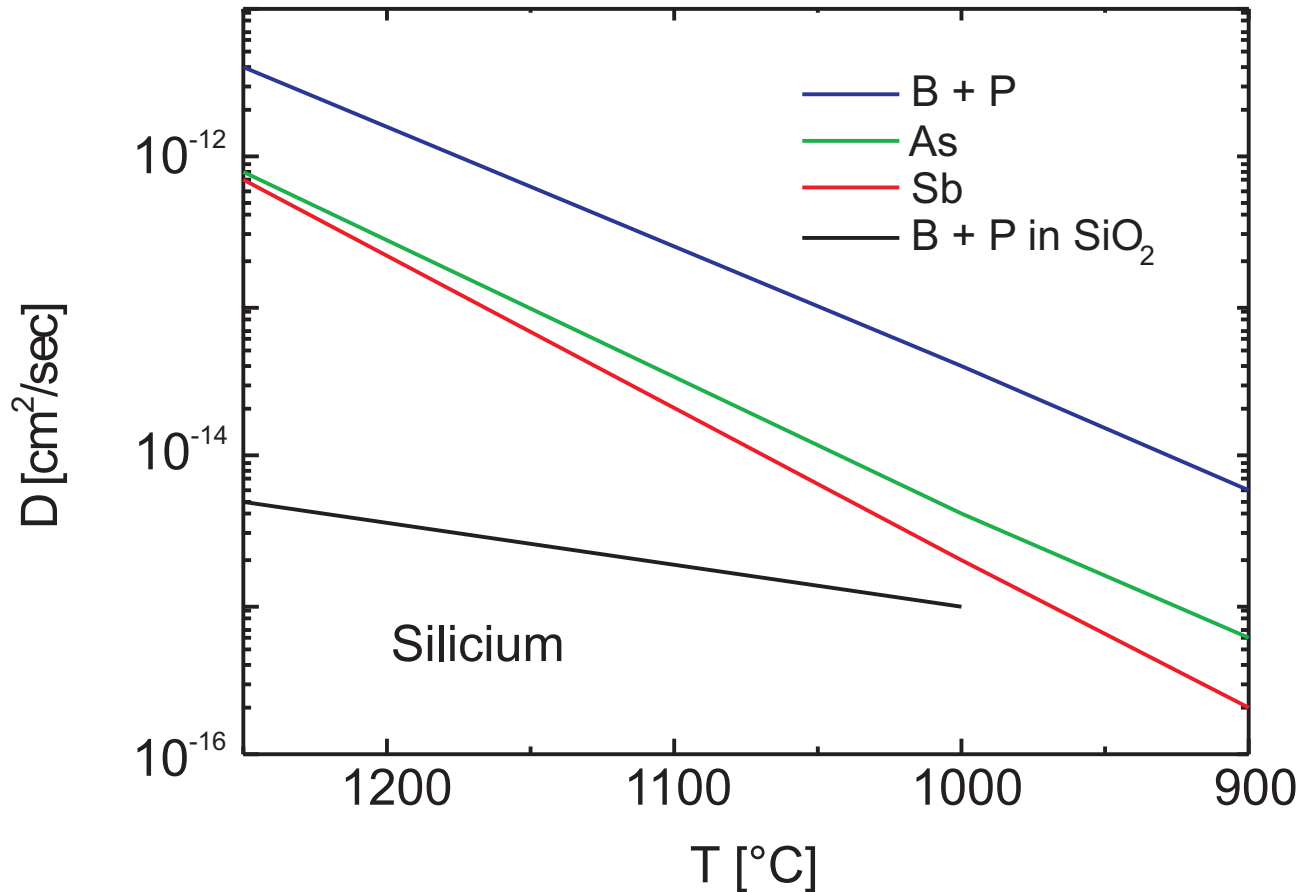


# Theorie des stationären Falls II

- Für hohe Temperaturen und lange Zeiträume wird die Verteilung im Festkörper homogen.
- $D$  für Bor in Silicium bei  $1\,200\text{ °C}$ :  $10^{-12}\text{ cm}^2/\text{sec}$ .
- $D$  für Gold in Silicium bei  $1\,200\text{ °C}$ :  $10^{-6}\text{ cm}^2/\text{sec}$ .



# Theorie des stationären Falls III



- Die Diffusionskonstante ist vom Wirtsgitter und von der Temperatur abhängig.



# Theorie des stationären Falls IV



$$D = A \exp \left( -\frac{E_a}{k_B T} \right)$$



# Theorie des stationären Falls IV



$$D = A \exp \left( -\frac{E_a}{k_B T} \right)$$

- $A$ : Frequenzfaktor; er ist mit der Schwingungsfrequenz der Atome korreliert.



# Theorie des stationären Falls IV



$$D = A \exp \left( -\frac{E_a}{k_B T} \right)$$

- $A$ : Frequenzfaktor; er ist mit der Schwingungsfrequenz der Atome korreliert.
- $E_a$ : Aktivierungsenergie (einige eV).



# Theorie des stationären Falls IV



$$D = A \exp \left( -\frac{E_a}{k_B T} \right)$$

- $A$ : Frequenzfaktor; er ist mit der Schwingungsfrequenz der Atome korreliert.
- $E_a$ : Aktivierungsenergie (einige eV).
- $k_B$ : BOLTZMANNsche Konstante:  $8,62 \cdot 10^{-5}$  eV/K.





# Gl. von Einstein/Smoluchowski I

- Teilchenstrom der Sorte  $i$  mit der molekularen Masse  $m_i$  im Schwerefeld der Feldstärke  $g$  ( $v = \mu E$ ):



# Gl. von Einstein/Smoluchowski I

- Teilchenstrom der Sorte  $i$  mit der molekularen Masse  $m_i$  im Schwerfeld der Feldstärke  $g$  ( $v = \mu E$ ):



$$j_i = \rho_i v = n m_i \mu g$$



# Gl. von Einstein/Smoluchowski I

- Teilchenstrom der Sorte  $i$  mit der molekularen Masse  $m_i$  im Schwerfeld der Feldstärke  $g$  ( $v = \mu E$ ):

- $$j_i = \rho_i v = n m_i \mu g$$

- $$-D \frac{dn}{dx} = n m_i \mu g$$



# Gl. von Einstein/Smoluchowski I

- Teilchenstrom der Sorte  $i$  mit der molekularen Masse  $m_i$  im Schwerfeld der Feldstärke  $g$  ( $v = \mu E$ ):

- $$j_i = \rho_i v = n m_i \mu g$$

- $$-D \frac{dn}{dx} = n m_i \mu g$$

- $$\frac{d \ln n}{dx} = -\frac{m_i \mu g}{D}$$



# Gl. von Einstein/Smoluchowski II

- Barometer-Ableitung,  $M_i$ : Molmasse

$$dp = -\rho g dx$$



# Gl. von Einstein/Smoluchowski II

- Barometer-Ableitung,  $M_i$ : Molmasse

$$dp = -\rho g dx$$



$$p_i V = \nu_i RT, \nu_i = \frac{m}{M_i}$$



# Gl. von Einstein/Smoluchowski II

- Barometer-Ableitung,  $M_i$ : Molmasse

$$dp = -\rho g dx$$



$$p_i V = \nu_i RT, \nu_i = \frac{m}{M_i}$$



$$p_i = \frac{m}{M_i} \frac{RT}{V}$$



# Gl. von Einstein/Smoluchowski II

- Barometer-Ableitung,  $M_i$ : Molmasse

$$dp = -\rho g dx$$

- 

$$p_i V = \nu_i RT, \nu_i = \frac{m}{M_i}$$

- 

$$p_i = \frac{m}{M_i} \frac{RT}{V}$$

- 

$$p = \frac{m}{M} \frac{RT}{V} = \frac{\rho RT}{M}$$





# Gl. von Einstein/Smoluchowski III



$$p = \frac{m}{M} \frac{RT}{V} = \frac{\rho RT}{M}$$



# Gl. von Einstein/Smoluchowski III



$$p = \frac{m}{M} \frac{RT}{V} = \frac{\rho RT}{M}$$



$$dp = -\frac{pM}{RT} g dx \Rightarrow d \ln p = -\frac{Mg}{RT} dx = d \ln n$$



# Gl. von Einstein/Smoluchowski III



$$p = \frac{m}{M} \frac{RT}{V} = \frac{\rho RT}{M}$$



$$dp = -\frac{pM}{RT} g dx \Rightarrow d \ln p = -\frac{Mg}{RT} dx = d \ln n$$



Division durch  $N_A$ :



# Gl. von Einstein/Smoluchowski III



$$p = \frac{m}{M} \frac{RT}{V} = \frac{\rho RT}{M}$$



$$dp = -\frac{pM}{RT} g dx \Rightarrow d \ln p = -\frac{Mg}{RT} dx = d \ln n$$



Division durch  $N_A$ :



$$\frac{d \ln n}{dx} = -\frac{m_i g}{k_B T}$$



# Gl. von Einstein/Smoluchowski IV



$$\frac{d \ln n}{dx} = - \frac{m_i \mu g}{D}$$



# Gl. von Einstein/Smoluchowski IV



$$\frac{d \ln n}{dx} = - \frac{m_i \mu g}{D}$$



$$\frac{d \ln n}{dx} = - \frac{m_i g}{k_B T}$$



# Gl. von Einstein/Smoluchowski IV



$$\frac{d \ln n}{dx} = - \frac{m_i \mu g}{D}$$



$$\frac{d \ln n}{dx} = - \frac{m_i g}{k_B T}$$



$$D = \mu k_B T$$



# Gl. von Einstein/Smoluchowski IV



$$\frac{d \ln n}{dx} = - \frac{m_i \mu g}{D}$$



$$\frac{d \ln n}{dx} = - \frac{m_i g}{k_B T}$$



$$D = \mu k_B T$$



Konvektiver und diffusiver Transport sind für den Fall eines Potentialgradienten miteinander verknüpft.





# Theorie f. zeitlich variable Konzentration

- Kombination von Kontinuitätsgleichung und 1. FICKSchem Gesetz.



# Theorie f. zeitlich variable Konzentration

- Kombination von Kontinuitätsgleichung und 1. FICKSchem Gesetz.

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\nabla \cdot j$$



# Theorie f. zeitlich variable Konzentration

- Kombination von Kontinuitätsgleichung und 1. FICKSchem Gesetz.

- $$\frac{\partial c}{\partial t} = -\nabla \cdot j$$

- $$j = -D\nabla c \Rightarrow \nabla \cdot j = -D\nabla^2 c$$



# Theorie f. zeitlich variable Konzentration

- Kombination von Kontinuitätsgleichung und 1. FICKSchem Gesetz.

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\nabla \cdot j$$

$$j = -D\nabla c \Rightarrow \nabla \cdot j = -D\nabla^2 c$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}$$



# Theorie f. zeitlich variable Konzentration

- Kombination von Kontinuitätsgleichung und 1. FICKSchem Gesetz.

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\nabla \cdot j$$

$$j = -D\nabla c \Rightarrow \nabla \cdot j = -D\nabla^2 c$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}$$

- Lineare partielle DGI zweiter Ordnung mit konstantem Koeffizienten.



# Theorie f. zeitlich variable Konzentration

- Kombination von Kontinuitätsgleichung und 1. FICKSchem Gesetz.

$$\frac{\partial c}{\partial t} = -\nabla \cdot j$$

$$j = -D\nabla c \Rightarrow \nabla \cdot j = -D\nabla^2 c$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}$$

- Lineare partielle DGL zweiter Ordnung mit konstantem Koeffizienten.

- FOURIERScher Ansatz mit Trennung der Veränderlichen in einer Dimension.





# Theorie f. zeitlich variable Konzentration

$$c(x, t) = f(x)g(t).$$



# Theorie f. zeitlich variable Konzentration


  

$$c(x, t) = f(x)g(t).$$


$$\frac{1}{g} \frac{\partial g}{\partial t} = \frac{D}{f} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2}.$$





# Theorie f. zeitlich variable Konzentration

  
$$c(x, t) = f(x)g(t).$$

  
$$\frac{1}{g} \frac{\partial g}{\partial t} = \frac{D}{f} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2}.$$

- Die linke Seite ist eine Funktion von  $t$  allein, die rechte eine von  $x$  allein. Beide Seiten müssen je für sich konstant sein. Diese Konstante wird meist als  $-D k^2$  bezeichnet:



# Theorie f. zeitlich variable Konzentration

$$c(x, t) = f(x)g(t).$$

$$\frac{1}{g} \frac{\partial g}{\partial t} = \frac{D}{f} \frac{\partial^2 f}{\partial x^2}.$$

- Die linke Seite ist eine Funktion von  $t$  allein, die rechte eine von  $x$  allein. Beide Seiten müssen je für sich konstant sein. Diese Konstante wird meist als  $-D k^2$  bezeichnet:

$$g(t) = A e^{-k^2 D t} \wedge f(x) = B e^{i k x}$$



# Grenzfall I: erfc-Funktion I

- Konstante Konzentration  $n_s$  an einer Grenzfläche, quasi-unendliche Tiefe, an der Grenzfläche wird für abdiffundierendes Material neues angeboten (Gasphasendiffusion):



# Grenzfall I: erfc-Funktion I

- Konstante Konzentration  $n_s$  an einer Grenzfläche, quasi-unendliche Tiefe, an der Grenzfläche wird für abdiffundierendes Material neues angeboten (Gasphasendiffusion):
- Oberflächenkonzentration  $n_s = n(x = 0, t \geq 0)$ : const,  $n(x \rightarrow \infty, t) = 0$ ,  $n(x > 0, t = 0) = 0$ .



# Grenzfall I: erfc-Funktion I

- Konstante Konzentration  $n_s$  an einer Grenzfläche, quasi-unendliche Tiefe, an der Grenzfläche wird für abdiffundierendes Material neues angeboten (Gasphasendiffusion):
- Oberflächenkonzentration  $n_s = n(x = 0, t \geq 0)$ : const,  $n(x \rightarrow \infty, t) = 0$ ,  $n(x > 0, t = 0) = 0$ .
- Lösung ist die komplementäre Fehlerfunktion  $\text{erfc}(z) = 1 - \text{erf}(z)$ ,  $z = x / \sqrt{4 D t}$ .



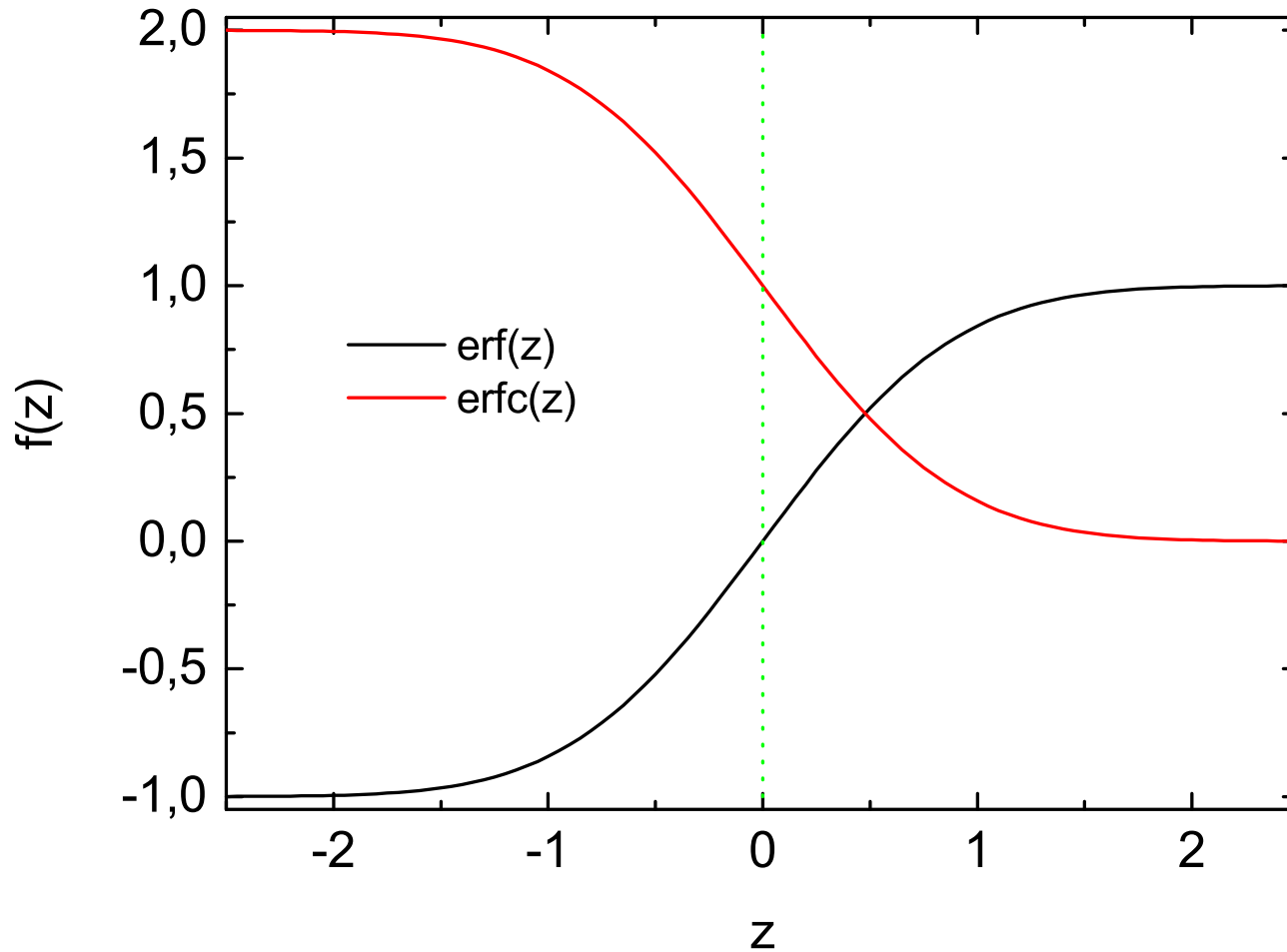
# Grenzfall I: erfc-Funktion I

- Konstante Konzentration  $n_s$  an einer Grenzfläche, quasi-unendliche Tiefe, an der Grenzfläche wird für abdiffundierendes Material neues angeboten (Gasphasendiffusion):
- Oberflächenkonzentration  $n_s = n(x = 0, t \geq 0)$ : const,  $n(x \rightarrow \infty, t) = 0$ ,  $n(x > 0, t = 0) = 0$ .
- Lösung ist die komplementäre Fehlerfunktion  $\text{erfc}(z) = 1 - \text{erf}(z)$ ,  $z = x / \sqrt{4 D t}$ .

$$n(x, t) = n_s \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-z^2} dz \right).$$



# Grenzfall I: erfc-Funktion II

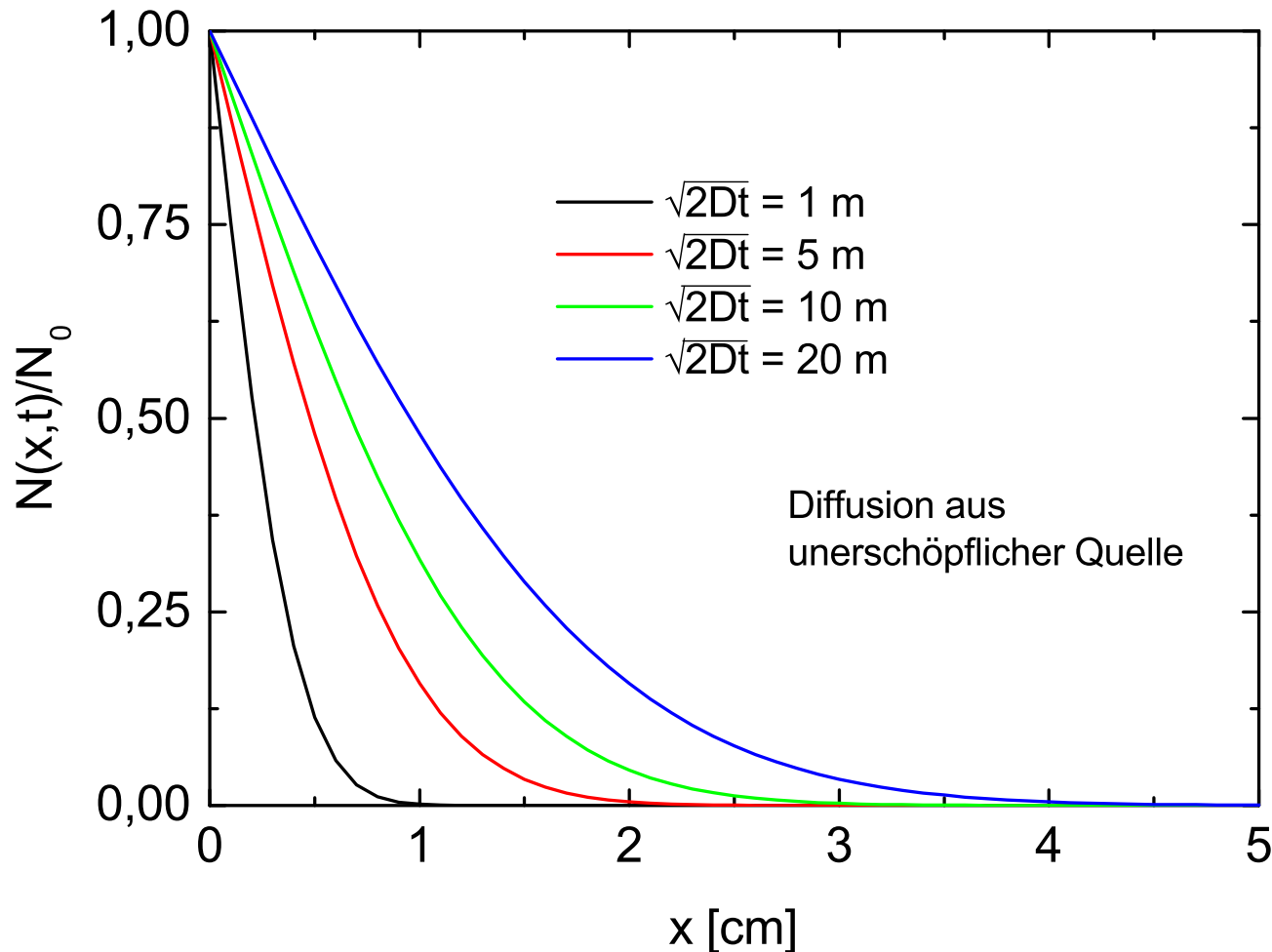


- Die beiden Fehlerfunktionen  $\text{erf}(z)$  und  $\text{erfc}(z)$ :

$$\text{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-y^2} dy.$$



# Quelle: zwei Gase

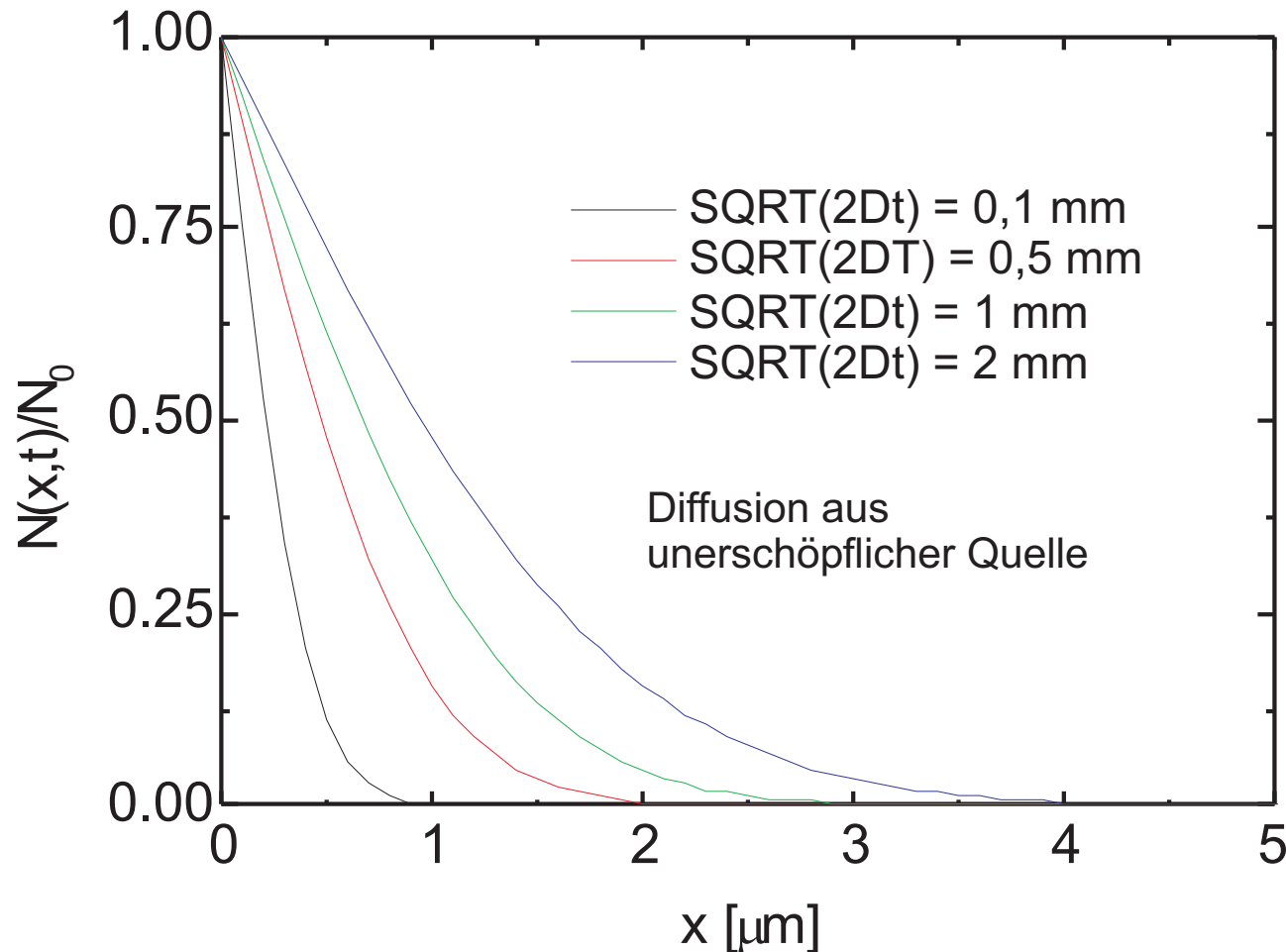


- Konzentrationsprofil wird mit der komplementären Fehlerfunktion beschrieben:  $n(x, t) = n_s \operatorname{erfc} \frac{x}{\sqrt{4 D t}}$





# Quelle: Gas auf Festkörperoberfläche



- Konzentrationsprofil wird mit der komplementären Fehlerfunktion beschrieben:  $n(x, t) = n_s \operatorname{erfc} \frac{x}{\sqrt{4 D t}}$



# Grenzfall I: erfc-Funktion

$$n(x, t) = n_s \operatorname{erfc} \frac{x}{\sqrt{4 D t}}$$



# Grenzfall I: erfc-Funktion

$$n(x, t) = n_s \operatorname{erfc} \frac{x}{\sqrt{4 D t}}$$

- Das Integral, die Fläche unter der Kurve, ist die Anzahl der Atome pro Flächeneinheit  $N(t)$ :

$$dN(t) = n(x, t) dx \Rightarrow N(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{D t} n_s.$$



# Grenzfall I: erfc-Funktion

$$n(x, t) = n_s \operatorname{erfc} \frac{x}{\sqrt{4 D t}}$$

- Das Integral, die Fläche unter der Kurve, ist die Anzahl der Atome pro Flächeneinheit  $N(t)$ :

$$dN(t) = n(x, t) dx \Rightarrow N(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{D t} n_s.$$

- Der Gradient der Dotierstoff-Dichte ist die Ableitung der erfc-Funktion:



# Grenzfall I: erfc-Funktion

$$n(x, t) = n_s \operatorname{erfc} \frac{x}{\sqrt{4 D t}}$$

- Das Integral, die Fläche unter der Kurve, ist die Anzahl der Atome pro Flächeneinheit  $N(t)$ :

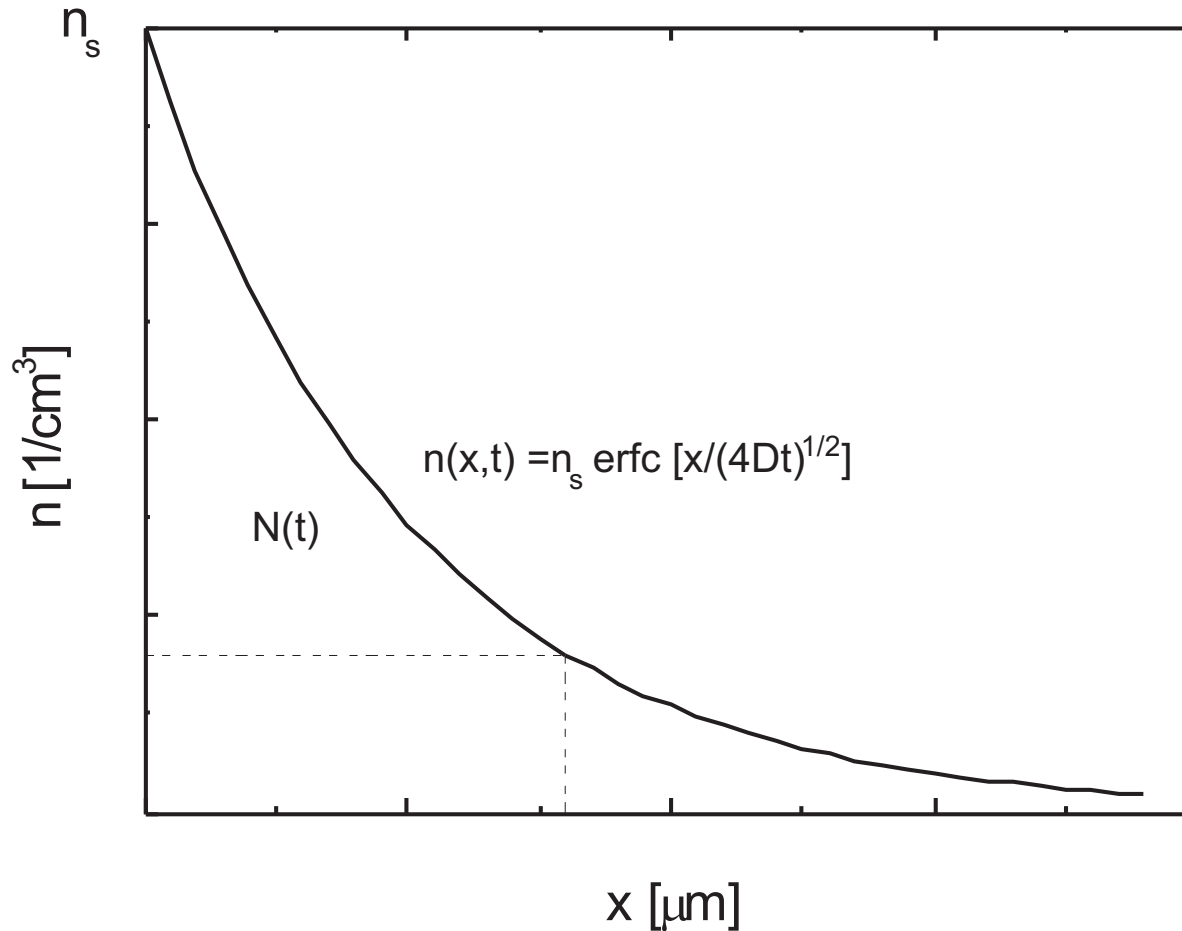
$$dN(t) = n(x, t) dx \Rightarrow N(t) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{D t} n_s.$$

- Der Gradient der Dotierstoff-Dichte ist die Ableitung der erfc-Funktion:

$$\left. \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} \right|_{x, t} = -\frac{2n_s}{\pi D t} e^{-x^2/(4 D t)}.$$



# Grenzfall I: erfc-Funktion



● Konzentrationsprofil wird mit der komplementären

Fehlerfunktion beschrieben:  $n(x, t) = n_s \operatorname{erfc} \frac{x}{\sqrt{4 D t}}$



# Beispiel: Dotierung aus einem Gas I

- n-Si mit der Basisdotierung  $n_B$  soll mit Bor, p-Si mit der Basisdotierung  $n_B$  dotiert werden. Randbedingung:

$$n(x > 0, t = 0) = 0; n(x = 0, t \geq 0) = n_s$$



# Beispiel: Dotierung aus einem Gas I

- n-Si mit der Basisdotierung  $n_B$  soll mit Bor, p-Si mit der Basisdotierung  $n_B$  dotiert werden. Randbedingung:

$$n(x > 0, t = 0) = 0; n(x = 0, t \geq 0) = n_s$$

- Die Nettodotierung ist

$$n_{\text{netto}} = n_x - n_B.$$





# Beispiel: Dotierung aus einem Gas I

- n-Si mit der Basisdotierung  $n_B$  soll mit Bor, p-Si mit der Basisdotierung  $n_B$  dotiert werden. Randbedingung:

$$n(x > 0, t = 0) = 0; n(x = 0, t \geq 0) = n_s$$

- Die Nettodotierung ist

$$n_{\text{netto}} = n_x - n_B.$$

- In der Tiefe  $x_{pn}$  sind die Konzentration beider Ladungsträgersorten gleich:

$$n_x = n_B,$$



und die Nettodotierung verschwindet dort.

# Beispiel: Dotierung aus einem Gas II

- damit folgt für die Tiefe

$$x = 2\sqrt{Dt} \operatorname{erfc}^{-1}(n_B/n_S).$$



# Beispiel: Dotierung aus einem Gas II

- damit folgt für die Tiefe

$$x = 2\sqrt{Dt} \operatorname{erfc}^{-1}(n_B/n_s).$$

- Die Flußdichte durch die Oberfläche an der Stelle  $x = 0$  berechnet sich aus dem 1. FICKSchen Gesetz zu

$$j_{x=0} = -D \left( \frac{\partial n}{\partial x} \right)_{x=0} = \frac{Dn_s}{\sqrt{\pi Dt}} \exp \left( -\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right)_{x=0}^2 = n_s \sqrt{\frac{D}{\pi t}} :$$



# Beispiel: Dotierung aus einem Gas II

- damit folgt für die Tiefe

$$x = 2\sqrt{Dt} \operatorname{erfc}^{-1}(n_B/n_S).$$

- Die Flußdichte durch die Oberfläche an der Stelle  $x = 0$  berechnet sich aus dem 1. FICKSchen Gesetz zu

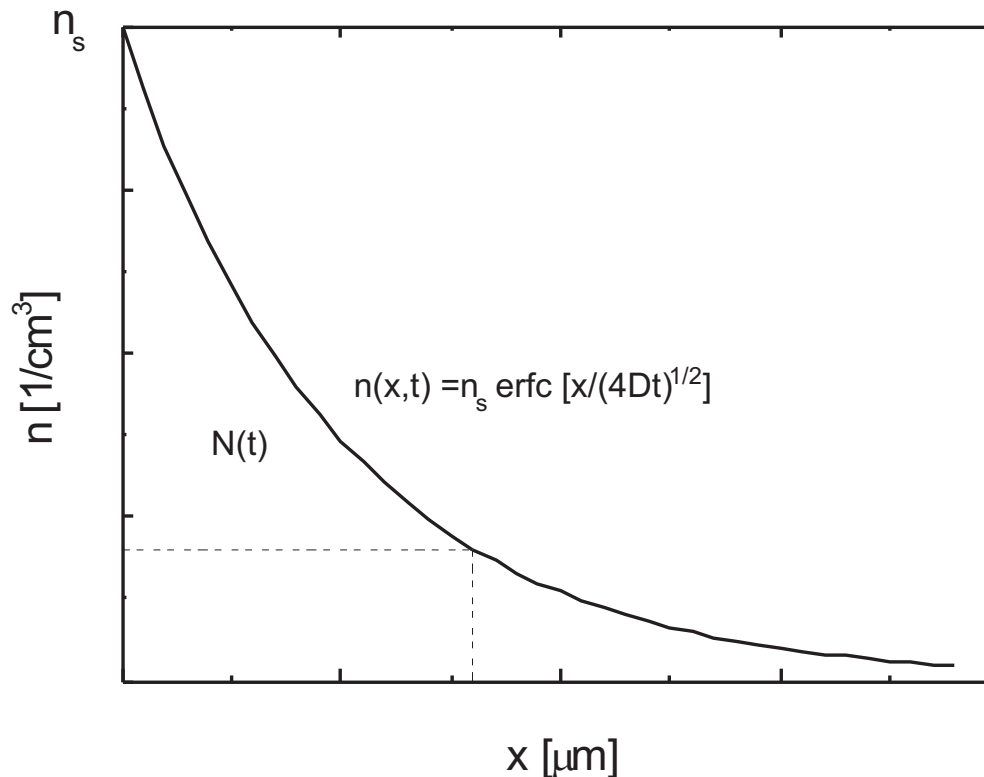
$$j_{x=0} = -D \left( \frac{\partial n}{\partial x} \right)_{x=0} = \frac{Dn_S}{\sqrt{\pi Dt}} \exp \left( -\frac{x}{2\sqrt{Dt}} \right)_{x=0}^2 = n_S \sqrt{\frac{D}{\pi t}} :$$

- Mit zunehmender Zeit  $t$  nimmt wegen des an der Oberfläche sinkenden Dichtegradienten die durch die Kristalloberfläche fließende Stromdichte an Dotierstoff  $j$  ab  $\Rightarrow$



# Beispiel: Dotierung aus einem Gas III

- Einen gewünschten, tief im Kristallinnern liegenden pn-Übergang kann man nicht über den Weg langer Diffusionszeiten herstellen; es müssen Dotierungsatome mit einem hohen Diffusionskoeffizienten  $D$  verwendet werden.



# Beispiel: Dotierung aus einem Gas IV

- Aufgabe 1. In n-dotiertes Silicium mit einem spez. Widerstand von  $100 \Omega \text{ cm}$  (ca.  $5 \times 10^{13}/\text{cm}^3$  Dotierungsatome im Ausgangskristall) soll bei  $1200^\circ\text{C}$  Gallium eindiffundiert werden.  $D_{\text{Ga}}(1200^\circ\text{C}) \approx 2 \times 10^{12} \text{ cm}^2/\text{sec}$ , die Löslichkeit in Silicium ca.  $4 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ . Nach der Diffusionsgleichung

$$x = 2\sqrt{Dt} \operatorname{erfc}^{-1}(n_B/n_s)$$

ergeben sich folgende Tiefen des pn-Übergangs:



# Beispiel: Dotierung aus einem Gas V

Tabelle 1: Diffusionszeiten für eine Galliumdiffusion bei 1 200 °C.

Diff.-Zeit [h]	$\sqrt{Dt}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$x_j$ [ $\mu\text{m}$ ]
1	0,85	5,8
2	1,2	8,2
10	2,7	18,6
24	4,2	28,4
48	5,9	40,5
72	7,2	49,5



# Beispiel: Dotierung aus einem Gas VI

- Erhöht man die Temperatur auf  $1\,250\text{ °C}$ , was einer Diffusionskonstanten von  $6 \times 10^{12}\text{ cm}^2/\text{sec}$  entspricht (die Löslichkeit bleibt etwa gleich), ergibt sich nach der Diffusionszeit von 48 h ( $\sqrt{Dt} = 10,2\ \mu\text{m}$ ) eine Tiefe des pn-Übergangs von ca.  $64\ \mu\text{m}$ .





# Beispiel: Dotierung aus einem Gas VI

- Erhöht man die Temperatur auf  $1\,250\text{ °C}$ , was einer Diffusionskonstanten von  $6 \times 10^{12}\text{ cm}^2/\text{sec}$  entspricht (die Löslichkeit bleibt etwa gleich), ergibt sich nach der Diffusionszeit von 48 h ( $\sqrt{Dt} = 10,2\ \mu\text{m}$ ) eine Tiefe des pn-Übergangs von ca.  $64\ \mu\text{m}$ .
- Für Arsen bei gleichem spez. Widerstand, diesmal aber *p*-dotiert,  $1,5 \times 10^{14}/\text{cm}^3$ , ist die Diffusionskonstante  $2,5 \times 10^{-13}\text{ cm}^2/\text{sec}$ , die Löslichkeit  $2 \times 10^{21}/\text{cm}^3$ .



# Beispiel: Dotierung aus einem Gas VII

Tabelle 2: Diffusionszeiten für eine Arsendiffusion bei 1 200 °C.

Diff.-Zeit [h]	$\sqrt{Dt}$ [ $\mu\text{m}$ ]	$x_j$ [ $\mu\text{m}$ ]
1	0,30	2,3
2	0,42	3,2
10	0,95	7,2
24	1,47	11,2
48	2,04	15,8
72	2,55	19,4



# Beispiel: Dotierung aus einem Gas VIII

- Arsen ist nach der Tabelle ungeeignet, tiefe pn-Übergänge zu bilden. Daran ändert auch die hohe Löslichkeit nichts; der Term mit dem Konzentrationsverhältnis  $n_s/n_B$  aus der Gleichung



# Beispiel: Dotierung aus einem Gas VIII

- Arsen ist nach der Tabelle ungeeignet, tiefe pn-Übergänge zu bilden. Daran ändert auch die hohe Löslichkeit nichts; der Term mit dem Konzentrationsverhältnis  $n_s/n_B$  aus der Gleichung

$$x = 2\sqrt{Dt} \operatorname{erfc}^{-1}(n_B/n_s)$$



# Beispiel: Dotierung aus einem Gas VIII

- Arsen ist nach der Tabelle ungeeignet, tiefe pn-Übergänge zu bilden. Daran ändert auch die hohe Löslichkeit nichts; der Term mit dem Konzentrationsverhältnis  $n_s/n_B$  aus der Gleichung

$$x = 2\sqrt{Dt} \operatorname{erfc}^{-1}(n_B/n_s)$$

- stellt nämlich nur eine Korrektur dar, da die inverse komplementäre Fehlerfunktion nur eine sehr schwache Funktion ihres Arguments ist.



# Grenzfall II: erfc-Funktion mit Verlust I

- Eine der diffundierenden Spezies geht mit der (temperaturabhängigen) Rate  $k$  verloren, und wir erhalten einen Verlustterm  $L = -kc$ :



# Grenzfall II: erfc-Funktion mit Verlust I

- Eine der diffundierenden Spezies geht mit der (temperaturabhängigen) Rate  $k$  verloren, und wir erhalten einen Verlustterm  $L = -kc$ :



$$\frac{\partial c}{\partial t} = D \Delta c - L c.$$



# Grenzfall II: erfc-Funktion mit Verlust I

- Eine der diffundierenden Spezies geht mit der (temperaturabhängigen) Rate  $k$  verloren, und wir erhalten einen Verlustterm  $L = -kc$ :



$$\frac{\partial c}{\partial t} = D\Delta c - Lc.$$

- Diese DGI wird mit Variablentrennung gelöst.





# Grenzfall II: erfc-Funktion mit Verlust I

- Eine der diffundierenden Spezies geht mit der (temperaturabhängigen) Rate  $k$  verloren, und wir erhalten einen Verlustterm  $L = -kc$ :

$$\frac{\partial c}{\partial t} = D\Delta c - Lc.$$

- Diese DGI wird mit Variablentrennung gelöst.

$$\begin{aligned} \frac{c(x,t)}{c_0} &= \frac{1}{2} \exp\left(-x\sqrt{\frac{L}{D}}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} - \sqrt{Lt}\right) \\ &+ \frac{1}{2} \exp\left(x\sqrt{\frac{L}{D}}\right) \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{Dt}} + \sqrt{Lt}\right). \end{aligned} \quad (6)$$



# Grenzfall II: erfc-Funktion mit Verlust II

- Die Grenzfälle sind  $L \rightarrow 0$  (keine Verluste) oder  $L \gg x^2 D$  (Verluste dominieren die Diffusion) und  $t \rightarrow \infty$ . Die Grenzfälle von erfc sind



# Grenzfall II: erfc-Funktion mit Verlust II

- Die Grenzfälle sind  $L \rightarrow 0$  (keine Verluste) oder  $L \gg x^2 D$  (Verluste dominieren die Diffusion) und  $t \rightarrow \infty$ . Die Grenzfälle von erfc sind

- $$\lim_{x \rightarrow +\infty} \operatorname{erfc}(x) = 0 \wedge \lim_{x \rightarrow -\infty} \operatorname{erfc}(x) = 2,$$



# Grenzfall II: erfc-Funktion mit Verlust II

- Die Grenzfälle sind  $L \rightarrow 0$  (keine Verluste) oder  $L \gg x^2 D$  (Verluste dominieren die Diffusion) und  $t \rightarrow \infty$ . Die Grenzfälle von erfc sind



$$\lim_{x \rightarrow +\infty} \operatorname{erfc}(x) = 0 \wedge \lim_{x \rightarrow -\infty} \operatorname{erfc}(x) = 2,$$

- der zweite Summand verschwindet und im ersten dominiert der exponentielle Term den erfc-Term und ergibt eine zeitunabhängige Exponentialfunktion



# Grenzfall II: erfc-Funktion mit Verlust II

- Die Grenzfälle sind  $L \rightarrow 0$  (keine Verluste) oder  $L \gg x^2 D$  (Verluste dominieren die Diffusion) und  $t \rightarrow \infty$ . Die Grenzfälle von erfc sind

$$\lim_{x \rightarrow +\infty} \operatorname{erfc}(x) = 0 \wedge \lim_{x \rightarrow -\infty} \operatorname{erfc}(x) = 2,$$

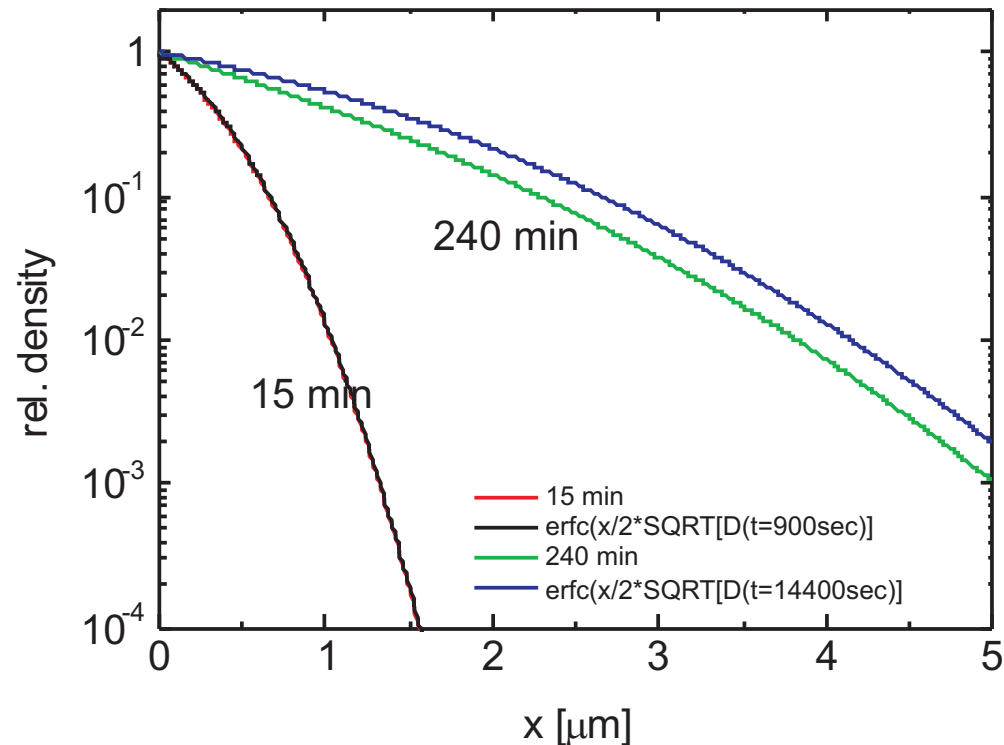
- der zweite Summand verschwindet und im ersten dominiert der exponentielle Term den erfc-Term und ergibt eine zeitunabhängige Exponentialfunktion

$$\frac{c(x)}{c_0} = \exp\left(-x\sqrt{\frac{L}{D}}\right).$$



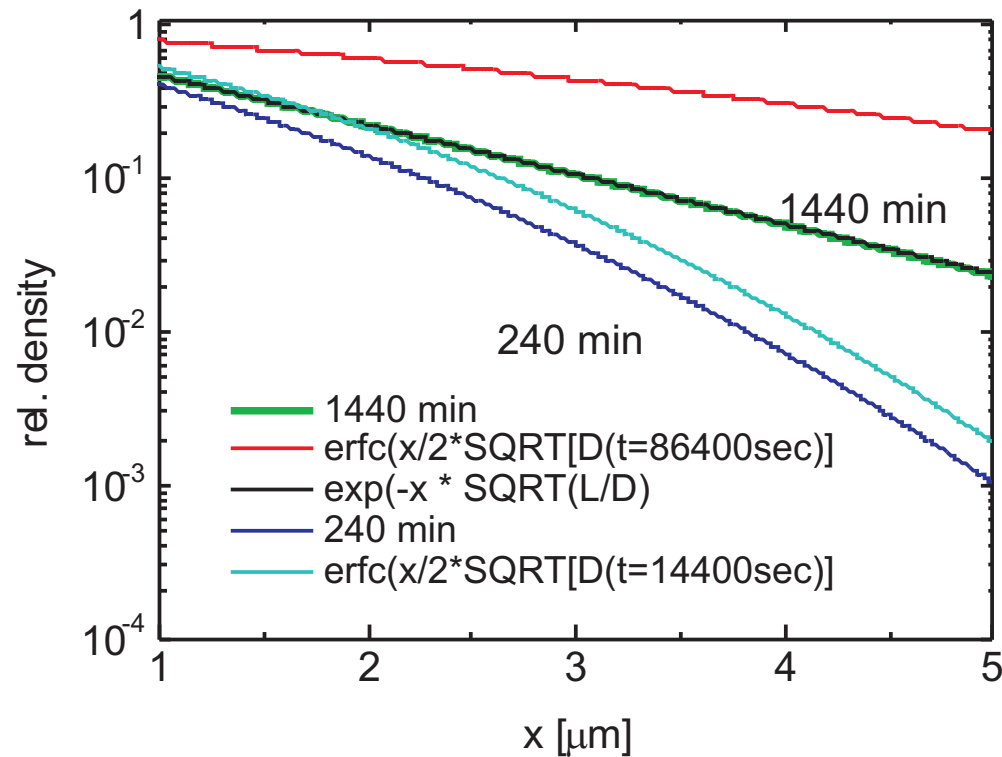
# Grenzfall II: erfc-Funktion mit Verlust III

- Konstante Konzentration an der Grenzfläche, aber Verlust durch Abreaktion auf dem Weg. Für kurze Zeiten kann die Konzentration sehr gut mit der erfc-Funktion beschrieben werden; für mittlere Zeiten ist die Konzentration natürlich niedriger.



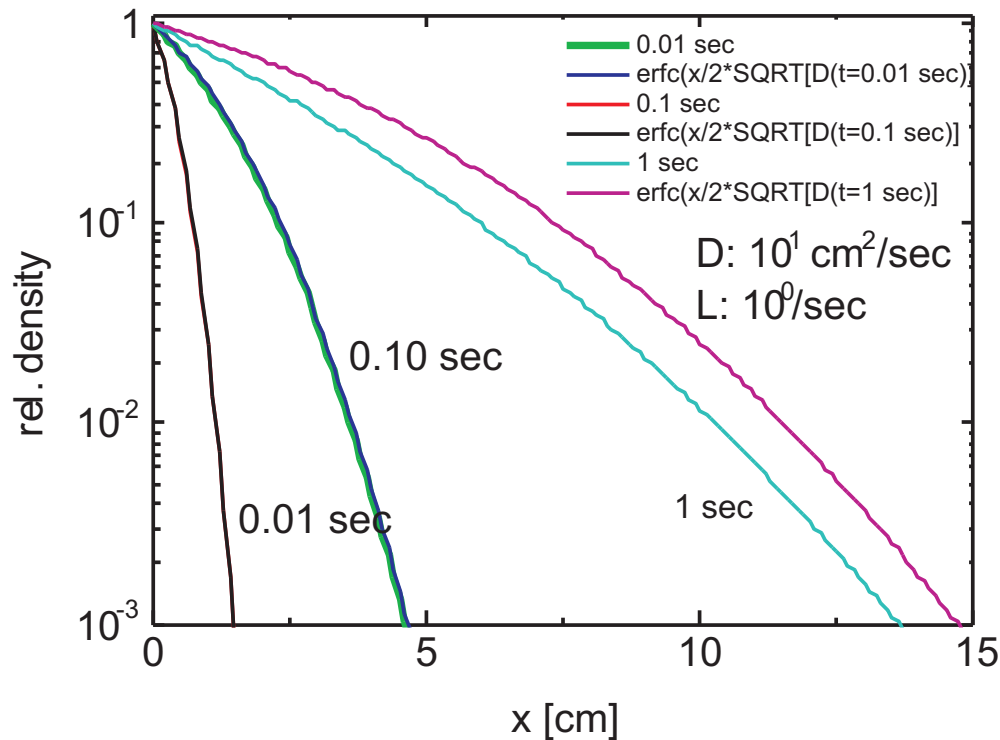
# Grenzfall II: erfc-Funktion mit Verlust IV

- Für sehr lange Zeiten ist die korrigierte Dichtefunktion kongruent mit einer exponentiellen Abnahme. Im Argument steht das Verhältnis des Diffusionskoeffizienten zur Verlustrate.



# Grenzfall II: erfc-Funktion mit Verlust V

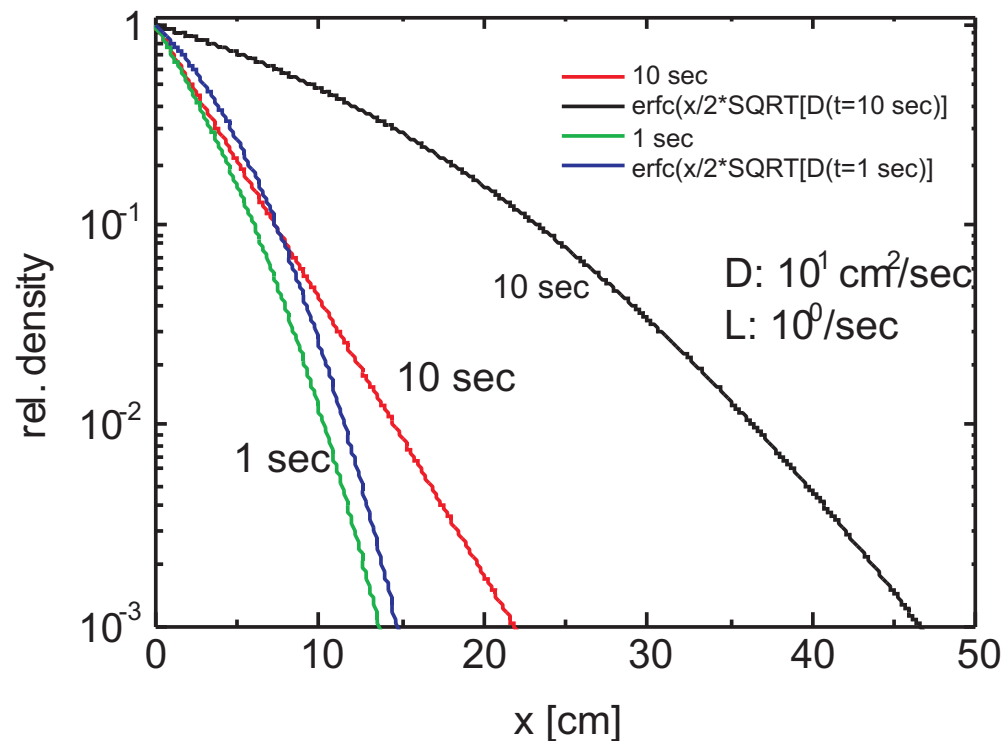
- Konstante Konzentration an der Grenzfläche, aber Verlust durch Abreaktion auf dem Weg. Für kurze Zeiten (0,01 und 0,1 sec) kann die Konzentration sehr gut mit der erfc-Funktion beschrieben werden; für Zeiten jenseits 1 sec ist die Konzentration natürlich niedriger.





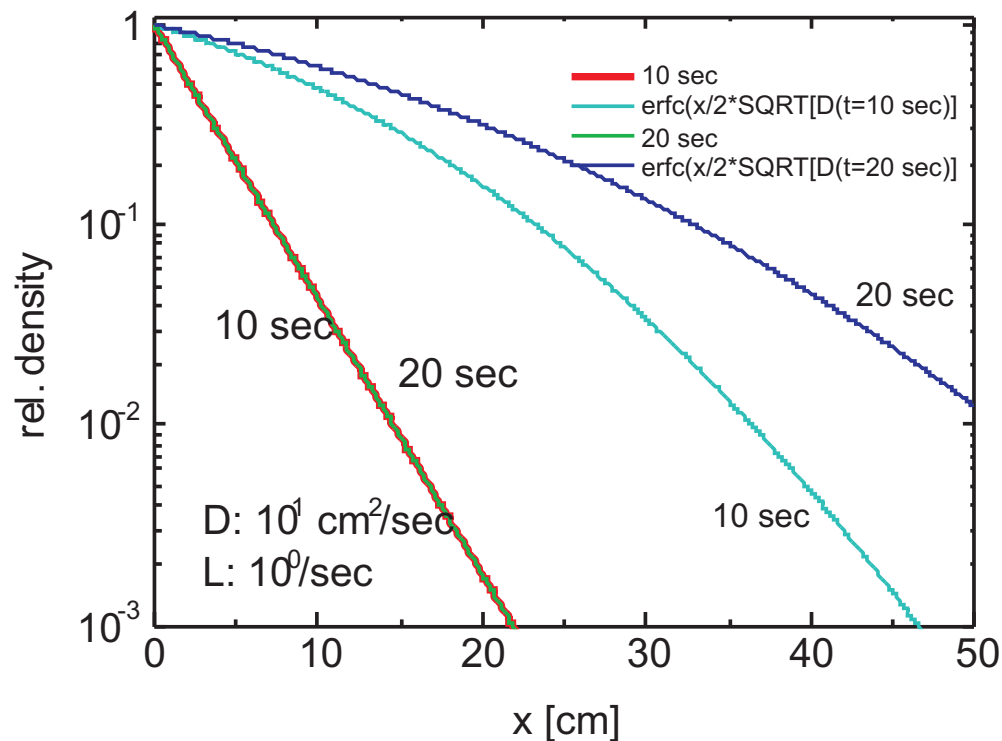
# Grenzfall II: erfc-Funktion mit Verlust VI

- Konstante Konzentration an der Grenzfläche, aber Verlust durch Abreaktion auf dem Weg. Zwischen 1 und 10 sec ist die tatsächliche Konzentration wg. Abscheidung deutlich niedriger als durch die erfc-Funktion gegeben.



# Grenzfall II: erfc-Funktion mit Verlust VI

- Konstante Konzentration an der Grenzfläche, aber Verlust durch Abreaktion auf dem Weg. Für Zeiten größer als 10 sec ist die zeitliche Abhängigkeit verschwunden. Die erfc-Funktion ist eingezeichnet.



# Grenzfall III, 1

- Begrenzte Gesamtmenge  $n_0$ , quasi-unendliche Tiefe, z. B. einmalige Gaszugabe oder Diffusion aus einer Festkörperquelle:



# Grenzfall III, 1

- Begrenzte Gesamtmenge  $n_0$ , quasi-unendliche Tiefe, z. B. einmalige Gaszugabe oder Diffusion aus einer Festkörperquelle:



$$\left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{0,t} = 0 \wedge n(\infty, t) = 0$$



# Grenzfall III, 1

- Begrenzte Gesamtmenge  $n_0$ , quasi-unendliche Tiefe, z. B. einmalige Gaszugabe oder Diffusion aus einer Festkörperquelle:

- $$\left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{0,t} = 0 \wedge n(\infty, t) = 0$$

- $$g(t) = A e^{-k^2 D t} \wedge f(x) = B e^{i k x}$$



# Grenzfall III, 1

- Begrenzte Gesamtmenge  $n_0$ , quasi-unendliche Tiefe, z. B. einmalige Gaszugabe oder Diffusion aus einer Festkörperquelle:

$$\left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{0,t} = 0 \wedge n(\infty, t) = 0$$

$$g(t) = A e^{-k^2 D t} \wedge f(x) = B e^{i k x}$$

- Die allgemeine Lösung ist ein FOURIER-Integral mit einem Produkt der beiden Integrationskonstanten A + B als Funktion  $\frac{a(k)}{2\pi}$ :



# Grenzfall III, 1

- Begrenzte Gesamtmenge  $n_0$ , quasi-unendliche Tiefe, z. B. einmalige Gaszugabe oder Diffusion aus einer Festkörperquelle:

- $$\left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{0,t} = 0 \wedge n(\infty, t) = 0$$

- $$g(t) = A e^{-k^2 D t} \wedge f(x) = B e^{i k x}$$

- Die allgemeine Lösung ist ein FOURIER-Integral mit einem Produkt der beiden Integrationskonstanten A + B als Funktion  $\frac{a(k)}{2\pi}$ :

- $$n(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{a(k)}{2\pi} e^{i k x - k^2 D t} d k.$$



# Grenzfall III, 2

- Für  $t = 0$  wird





# Grenzfall III, 2

- Für  $t = 0$  wird



$$n(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n(k)}{2\pi} e^{ikx} dk.$$



# Grenzfall III, 2

- Für  $t = 0$  wird

- 

$$n(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n(k)}{2\pi} e^{i k x} d k.$$

- 

$$a(k) = \int_{-\infty}^{\infty} n(x) e^{-i k x} d x.$$



# Grenzfall III, 2

- Für  $t = 0$  wird



$$n(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n(k)}{2\pi} e^{i k x} d k.$$



$$a(k) = \int_{-\infty}^{\infty} n(x) e^{-i k x} d x.$$

- Lösungen sind GAUSSsche Glockenkurven:



# Grenzfall III, 2

- Für  $t = 0$  wird



$$n(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n(k)}{2\pi} e^{i k x} dk.$$



$$a(k) = \int_{-\infty}^{\infty} n(x) e^{-i k x} dx.$$

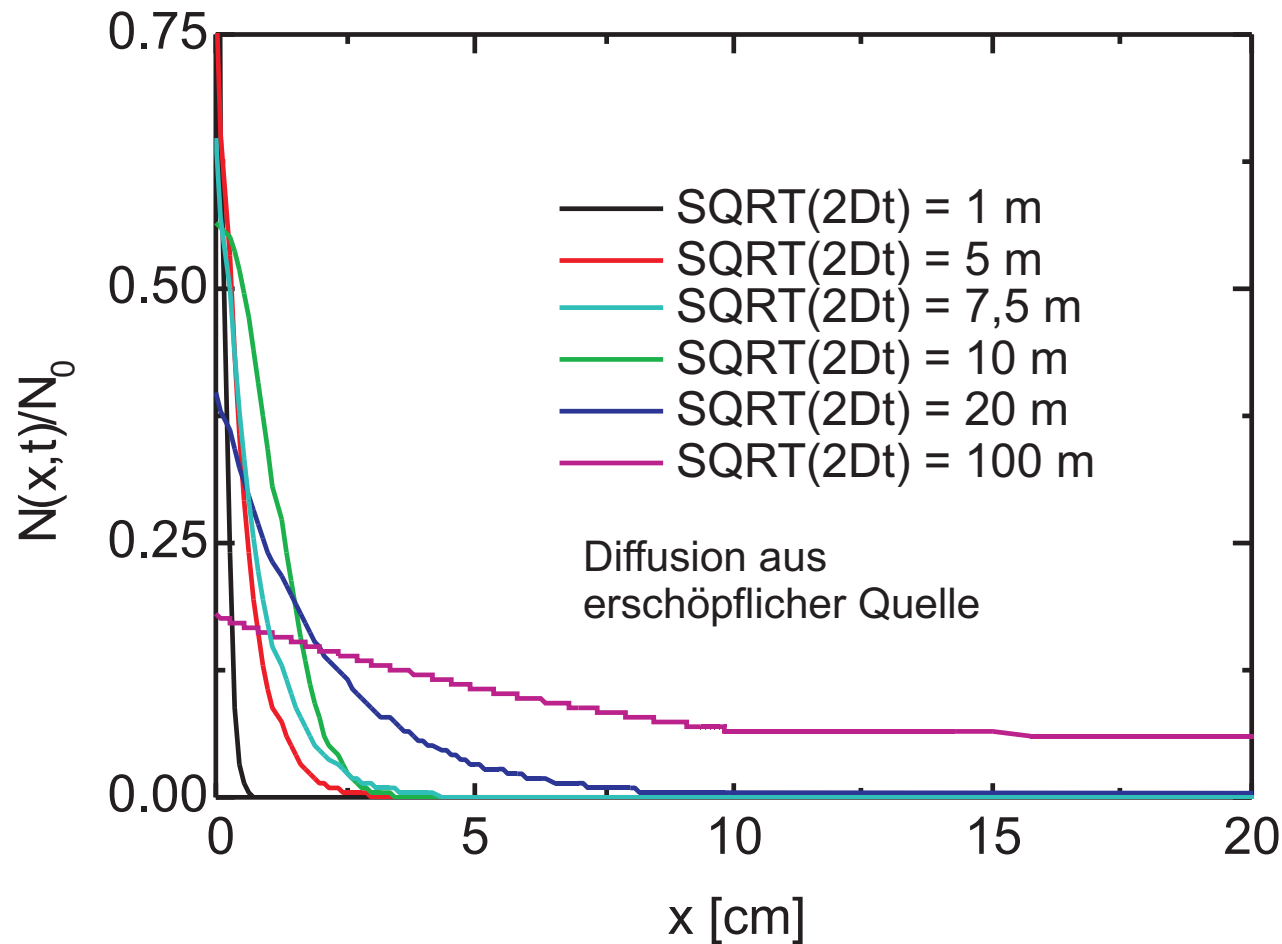
- Lösungen sind GAUSSsche Glockenkurven:



$$n(x, t) = \frac{n_0}{\sqrt{4\pi D t}} e^{-x^2 / 4Dt}.$$



# Quelle: Festkörper auf Festkörper I

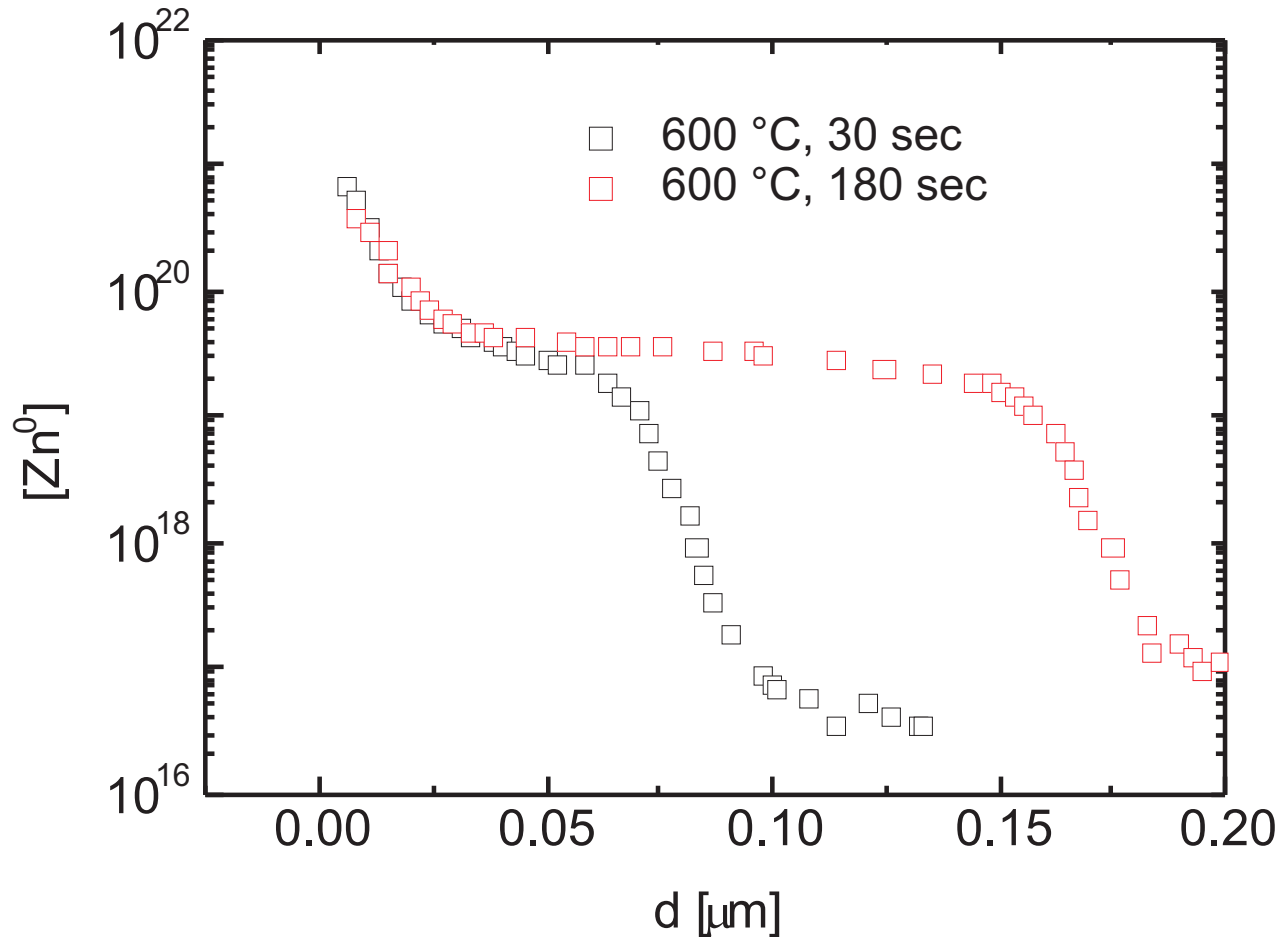


- Konzentrationsprofil einer erschöpflichen Quelle wird mit einer GAUSSschen Glockenkurve beschrieben:



$$n(x, t) = \frac{n_0}{\sqrt{4\pi D t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4 D t}\right)$$

# Quelle: Festkörper auf Festkörper II



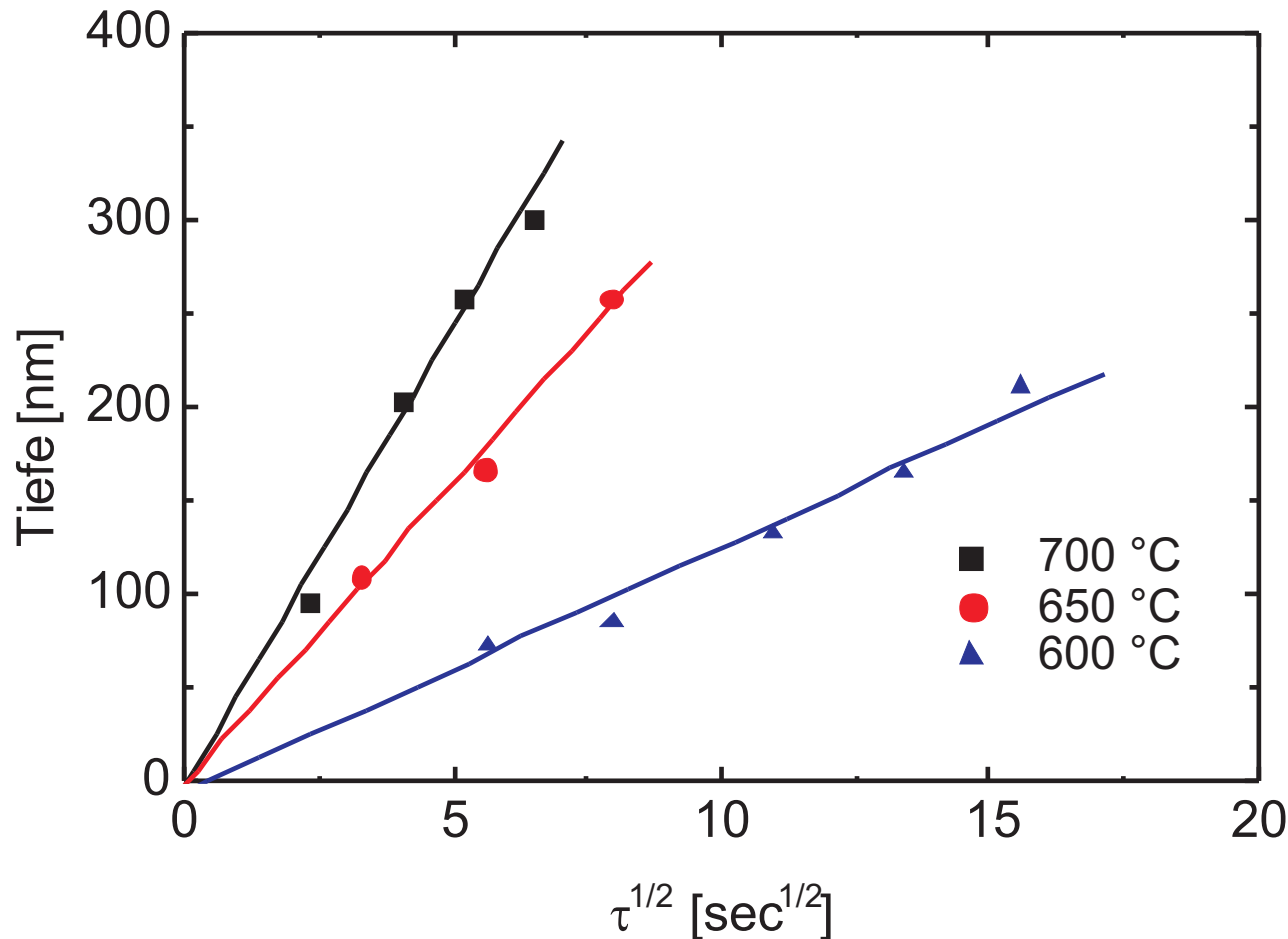
- In eine p-Kontaktschicht aus  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  wird aus einer  $\text{Zn}^{2+}$ -Ionen enthaltenden Schicht im  $\text{H}_2$ -Strom  $\text{Zn}^0$  eingetrieben: SIMS-Profil.



M.-C. Amann, G. Franz: J. Appl. Phys. **62**, 1541 (1987)

G. Franz, M.-C. Amann: J. Electrochem. Soc. **136**, 2410 (1989)

# Quelle: Festkörper auf Festkörper III



- Random Walk: Die Diffusionstiefe hängt streng von der Wurzel der Diffusionszeit ab. Mit steigender Temperatur nimmt der Diffusionskoeffizient zu.



M.-C. Amann, G. Franz: J. Appl. Phys. **62**, 1541 (1987)

G. Franz, M.-C. Amann: J. Electrochem. Soc. **136**, 2410 (1989)

# Gasphasendiffusion

- Bei einer diffusionskontrollierten Reaktion nimmt die Konzentration entlang des Reaktors ab.





# Gasphasendiffusion

- Bei einer diffusionskontrollierten Reaktion nimmt die Konzentration entlang des Reaktors ab.
- Hohe Reaktionsgeschwindigkeiten auf der Substratoberfläche führen zu weiterer Verarmung des Dampfes.



# Gasphasendiffusion

- Bei einer diffusionskontrollierten Reaktion nimmt die Konzentration entlang des Reaktors ab.
- Hohe Reaktionsgeschwindigkeiten auf der Substratoberfläche führen zu weiterer Verarmung des Dampfes.
- Dies läßt sich am besten mit dem Diffusionsgesetz mit einer Verlustrate modellieren.



# Gasphasendiffusion

- Bei einer diffusionskontrollierten Reaktion nimmt die Konzentration entlang des Reaktors ab.
- Hohe Reaktionsgeschwindigkeiten auf der Substratoberfläche führen zu weiterer Verarmung des Dampfes.
- Dies läßt sich am besten mit dem Diffusionsgesetz mit einer Verlustrate modellieren.
- Niedrige Anfangsdichten führen zu einem linearen Abfall entlang des Reaktors auf Kosten einer niedrigen Wachstumsrate.

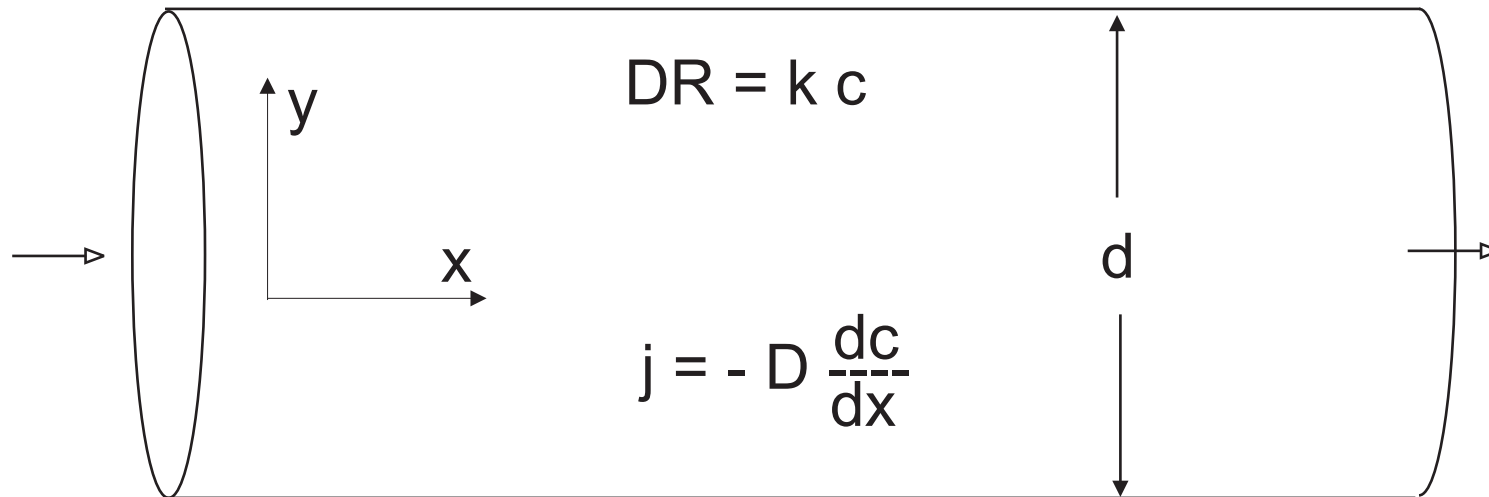


# Organisation

- Grundbegriffe der Vakuumtechnik
- Peclet-Zahl
- Diffusion
- **Strömung und Abscheidung**
- Thiele-Modul
- Schlußfolgerungen
- Diffusion geladener Partikeln



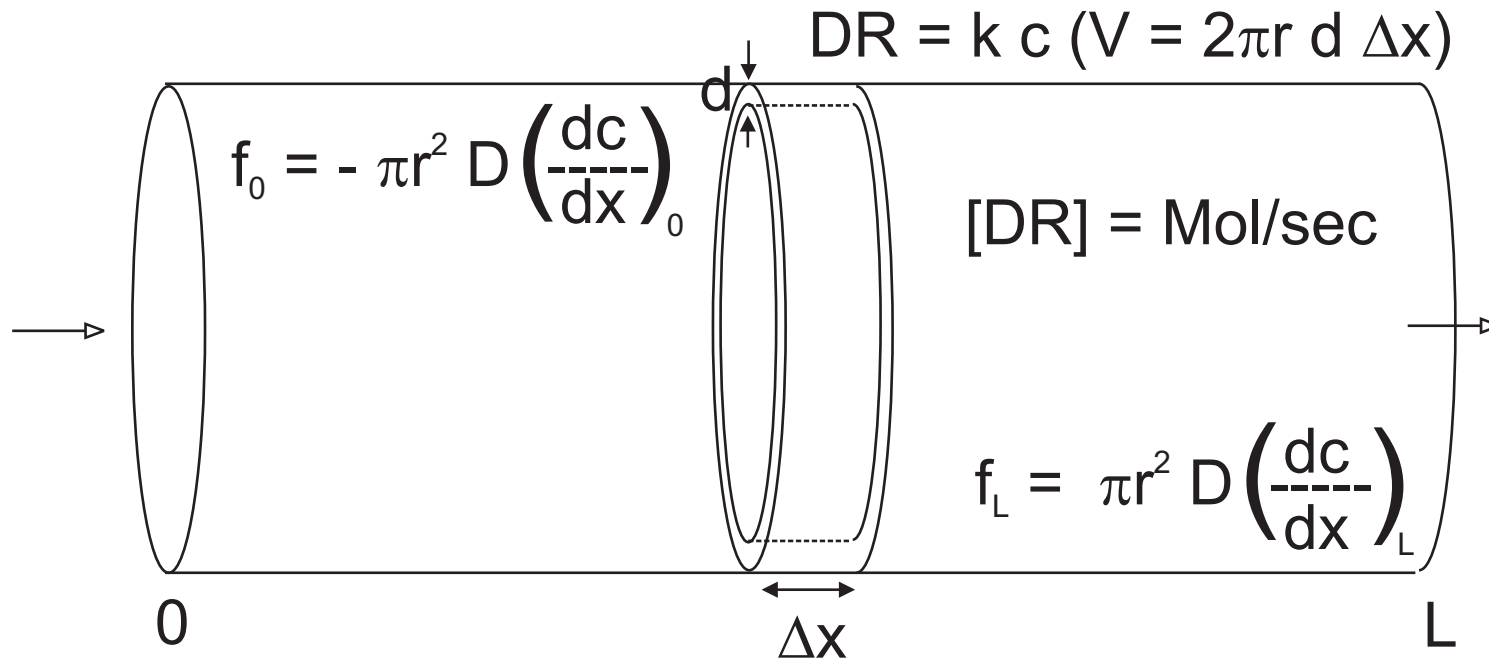
# Strömung und Abscheidung I



- $DR$ : Beschichtungsrate,  $k$ : Geschwindigkeitskonstante
- $c$ : Dichte,  $j$ : Stromdichte
- $D$ : Diffusionskoeffizient,  $\frac{dc}{dx}$ : Dichtegradient
- **Wie hoch ist die Abscheiderate und das abgeschiedene Volumen in Abhängigkeit von der Stromdichte?**



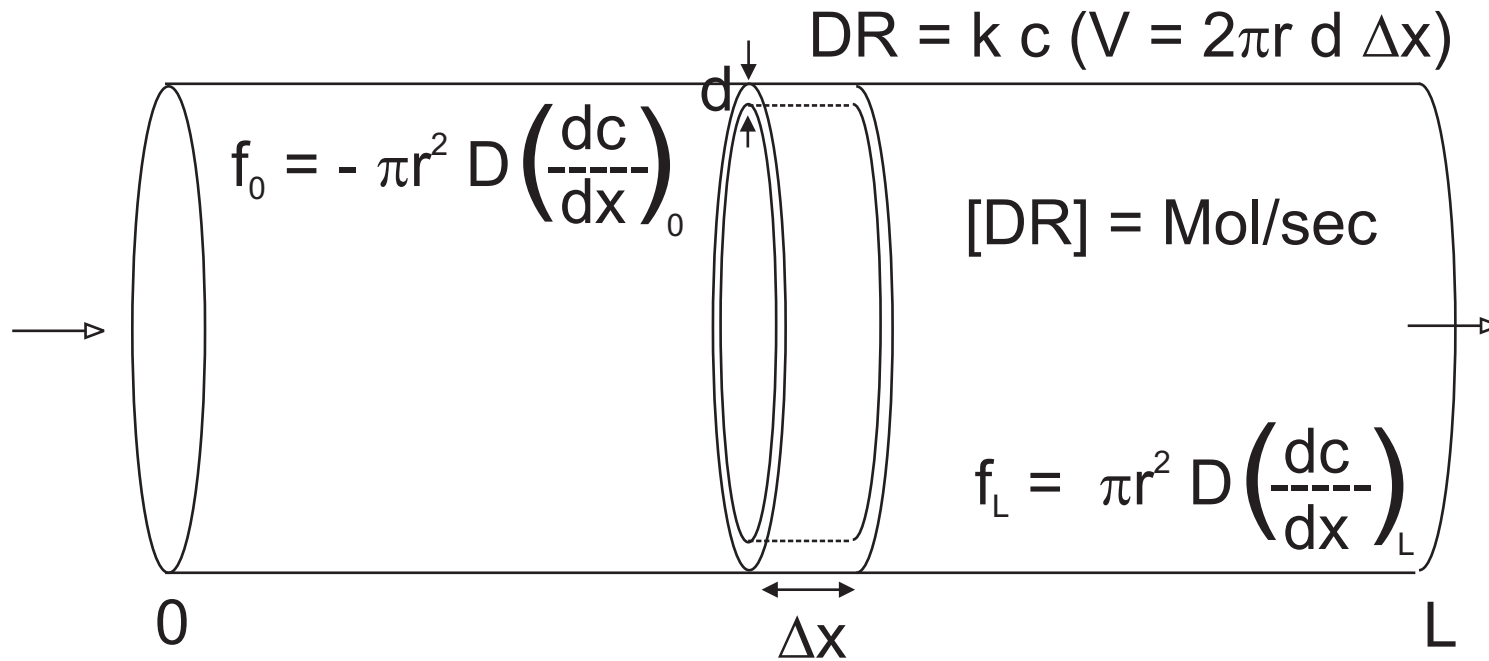
# Strömung und Abscheidung II



- Die Differenz der Flüsse an den Stellen  $L$  und  $0$
- ist verursacht durch die Abscheidung im Bereich  $\Delta x$ .



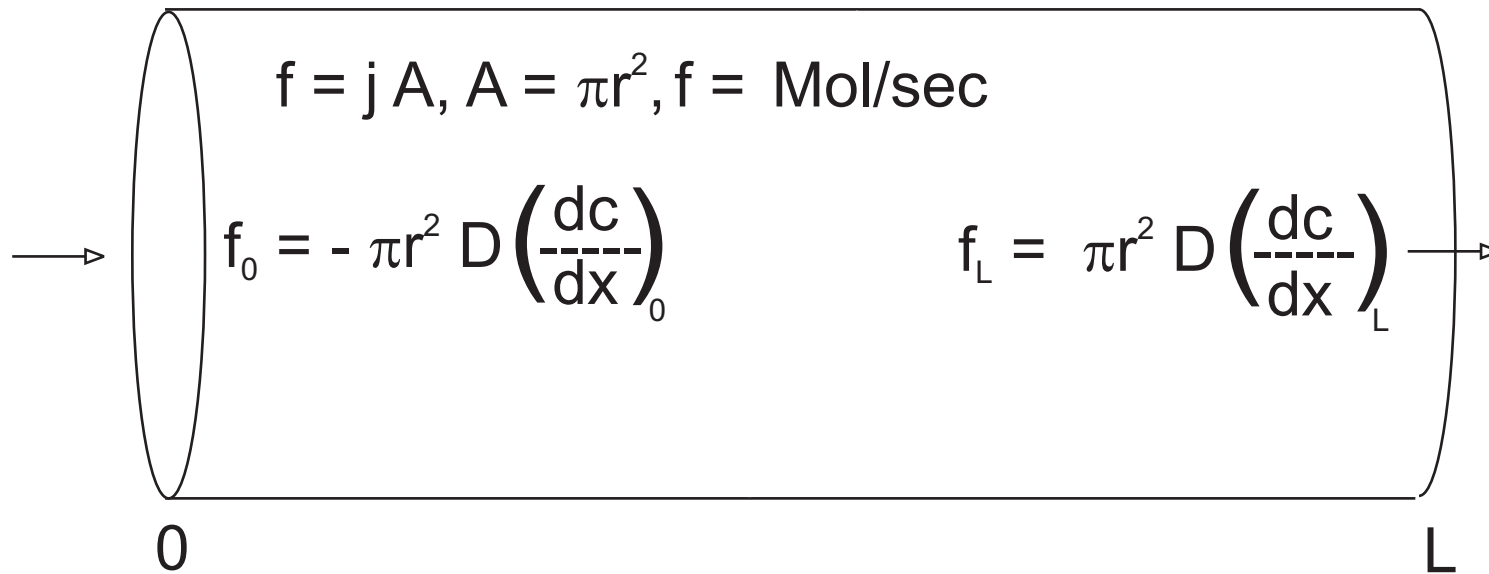
# Strömung und Abscheidung II



- Die Differenz der Flüsse an den Stellen  $L$  und  $0$
- ist verursacht durch die Abscheidung im Bereich  $\Delta x$ .



# Strömung und Abscheidung IIa



- Die Differenz der Flüsse an den Stellen L und 0
- ist verursacht durch die Abscheidung im Bereich  $\Delta x$ .





# Strömung und Abscheidung IIa

- Die Differenz der Flüsse an den Stellen  $L$  und  $0$
- ist verursacht durch die Abscheidung im Bereich  $\Delta x$ .



# Strömung und Abscheidung III

•  $\pi r^2 D \left[ \left( \frac{dc}{dx} \right)_L - \left( \frac{dc}{dx} \right)_0 \right] = kc(V = 2\pi r d \Delta x)$



# Strömung und Abscheidung III

- $\pi r^2 D \left[ \left( \frac{dc}{dx} \right)_L - \left( \frac{dc}{dx} \right)_0 \right] = kc(V = 2\pi rd\Delta x)$

- $\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\left( \frac{dc}{dx} \right)_L - \left( \frac{dc}{dx} \right)_0}{\Delta x} = \frac{kc2\pi rd}{D\pi r^2}$



# Strömung und Abscheidung III

- $\pi r^2 D \left[ \left( \frac{dc}{dx} \right)_L - \left( \frac{dc}{dx} \right)_0 \right] = kc(V = 2\pi rd\Delta x)$

- $\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\left( \frac{dc}{dx} \right)_L - \left( \frac{dc}{dx} \right)_0}{\Delta x} = \frac{kc2\pi rd}{D\pi r^2}$

- $\frac{d^2c}{dx^2} - 2\frac{kc}{D} \frac{d}{r} = 0$



# Strömung und Abscheidung III

- $\pi r^2 D \left[ \left( \frac{dc}{dx} \right)_L - \left( \frac{dc}{dx} \right)_0 \right] = kc(V = 2\pi rd\Delta x)$

- $\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\left( \frac{dc}{dx} \right)_L - \left( \frac{dc}{dx} \right)_0}{\Delta x} = \frac{kc2\pi rd}{D\pi r^2}$

- $\frac{d^2c}{dx^2} - 2\frac{kc}{D} \frac{d}{r} = 0$

- $c = c_0 \exp(-\alpha x)$



# Strömung und Abscheidung III

- $\pi r^2 D \left[ \left( \frac{dc}{dx} \right)_L - \left( \frac{dc}{dx} \right)_0 \right] = kc(V = 2\pi rd\Delta x)$

- $\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\left( \frac{dc}{dx} \right)_L - \left( \frac{dc}{dx} \right)_0}{\Delta x} = \frac{kc2\pi rd}{D\pi r^2}$

- $\frac{d^2c}{dx^2} - 2\frac{kc}{D} \frac{d}{r} = 0$

- $c = c_0 \exp(-\alpha x)$

- $\alpha = \sqrt{\frac{2kd}{Dr}}$



# Strömung und Abscheidung III

- $\pi r^2 D \left[ \left( \frac{dc}{dx} \right)_L - \left( \frac{dc}{dx} \right)_0 \right] = kc(V = 2\pi rd\Delta x)$

- $\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\left( \frac{dc}{dx} \right)_L - \left( \frac{dc}{dx} \right)_0}{\Delta x} = \frac{kc2\pi rd}{D\pi r^2}$

- $\frac{d^2c}{dx^2} - 2\frac{kc}{D} \frac{d}{r} = 0$

- $c = c_0 \exp(-\alpha x)$

- $\alpha = \sqrt{\frac{2kd}{Dr}}$

- Meist wird das Produkt  $k d$  gebildet und als spezifische Oberfläche bezeichnet.



# Strömung und Abscheidung III

- $\pi r^2 D \left[ \left( \frac{dc}{dx} \right)_L - \left( \frac{dc}{dx} \right)_0 \right] = kc(V = 2\pi rd\Delta x)$

- $\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\left( \frac{dc}{dx} \right)_L - \left( \frac{dc}{dx} \right)_0}{\Delta x} = \frac{kc2\pi rd}{D\pi r^2}$

- $\frac{d^2c}{dx^2} - 2\frac{kc}{D} \frac{d}{r} = 0$

- $c = c_0 \exp(-\alpha x)$

- $\alpha = \sqrt{\frac{2kd}{Dr}}$

- Meist wird das Produkt  $k d$  gebildet und als spezifische Oberfläche bezeichnet.

- $\alpha = \sqrt{\frac{2k}{Dr}}$





# Strömung und Abscheidung III

- $\pi r^2 D \left[ \left( \frac{dc}{dx} \right)_L - \left( \frac{dc}{dx} \right)_0 \right] = kc(V = 2\pi rd\Delta x)$

- $\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\left( \frac{dc}{dx} \right)_L - \left( \frac{dc}{dx} \right)_0}{\Delta x} = \frac{kc2\pi rd}{D\pi r^2}$


- $\frac{d^2c}{dx^2} - 2\frac{kc}{D} \frac{d}{r} = 0$

- $c = c_0 \exp(-\alpha x)$

- $\alpha = \sqrt{\frac{2kd}{Dr}}$

- Meist wird das Produkt  $k d$  gebildet und als spezifische Oberfläche bezeichnet.

- $\alpha = \sqrt{\frac{2k}{Dr}}$




- $\frac{d^2c}{dx^2} - \alpha^2 c = 0.$

# Organisation

- Grundbegriffe der Vakuumtechnik
- Peclet-Zahl
- Diffusion
- Strömung und Abscheidung
- Thiele-Modul
- Schlußfolgerungen
- Diffusion geladener Partikeln



# Thiele-Modul I


$$\frac{d^2c}{dx^2} - \alpha^2 c = 0.$$



# Thiele-Modul I

- $\frac{d^2c}{dx^2} - \alpha^2 c = 0.$

- $c = c_0 \exp(-\sqrt{\alpha}x)$



# Thiele-Modul I

- $\frac{d^2c}{dx^2} - \alpha^2 c = 0.$

- $c = c_0 \exp(-\sqrt{\alpha}x)$

- $\alpha = \pm \sqrt{\frac{2k}{Dr}}$



# Thiele-Modul I

- $\frac{d^2c}{dx^2} - \alpha^2 c = 0.$

- $c = c_0 \exp(-\sqrt{\alpha}x)$

- $\alpha = \pm \sqrt{\frac{2k}{Dr}}$

- $\frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{Dr}{2k}} = L_{Th}.$



# Thiele-Modul I

- $\frac{d^2c}{dx^2} - \alpha^2 c = 0.$

- $c = c_0 \exp(-\sqrt{\alpha}x)$

- $\alpha = \pm \sqrt{\frac{2k}{Dr}}$

- $\frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{Dr}{2k}} = L_{Th}.$

- $L_{Th}$ : Thiele-Länge.




# Thiele-Modul I

- $\frac{d^2c}{dx^2} - \alpha^2 c = 0.$
- $c = c_0 \exp(-\sqrt{\alpha}x)$
- $\alpha = \pm \sqrt{\frac{2k}{Dr}}$
- $\frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{Dr}{2k}} = L_{Th}.$
- $L_{Th}$ : Thiele-Länge.
- Damit  $c$  sich möglichst wenig entlang  $x$  ändert, muß  $L_{Th}$  möglichst groß werden.





# Thiele-Modul II


$$\frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{Dr}{2k}} = L_{\text{Th}}.$$



# Thiele-Modul II

- $\frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{Dr}{2k}} = L_{\text{Th}}$ .

- $L_{\text{Th}}$ : Thiele-Länge.



# Thiele-Modul II

- $\frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{Dr}{2k}} = L_{Th}$ .
- $L_{Th}$ : Thiele-Länge.
- Damit  $c$  sich möglichst wenig entlang  $x$  ändert, muß  $L_{Th}$  möglichst groß werden:



# Thiele-Modul II

- $\frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{D_r}{2k}} = L_{Th}$ .
- $L_{Th}$ : Thiele-Länge.
- Damit  $c$  sich möglichst wenig entlang  $x$  ändert, muß  $L_{Th}$  möglichst groß werden:
  - großer Rohrdurchmesser,



# Thiele-Modul II

- $\frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{D_r}{2k}} = L_{Th}$ .
- $L_{Th}$ : Thiele-Länge.
- Damit  $c$  sich möglichst wenig entlang  $x$  ändert, muß  $L_{Th}$  möglichst groß werden:
  - großer Rohrdurchmesser,
  - niedrige Drücke vergrößern die mittlere freie Weglänge und  $D$ ,



# Thiele-Modul II

- $\frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{D_r}{2k}} = L_{Th}$ .
- $L_{Th}$ : Thiele-Länge.
- Damit  $c$  sich möglichst wenig entlang  $x$  ändert, muß  $L_{Th}$  möglichst groß werden:
  - großer Rohrdurchmesser,
  - niedrige Drücke vergrößern die mittlere freie Weglänge und  $D$ ,
  - $k$  ist aber unabhängig vom Druck,

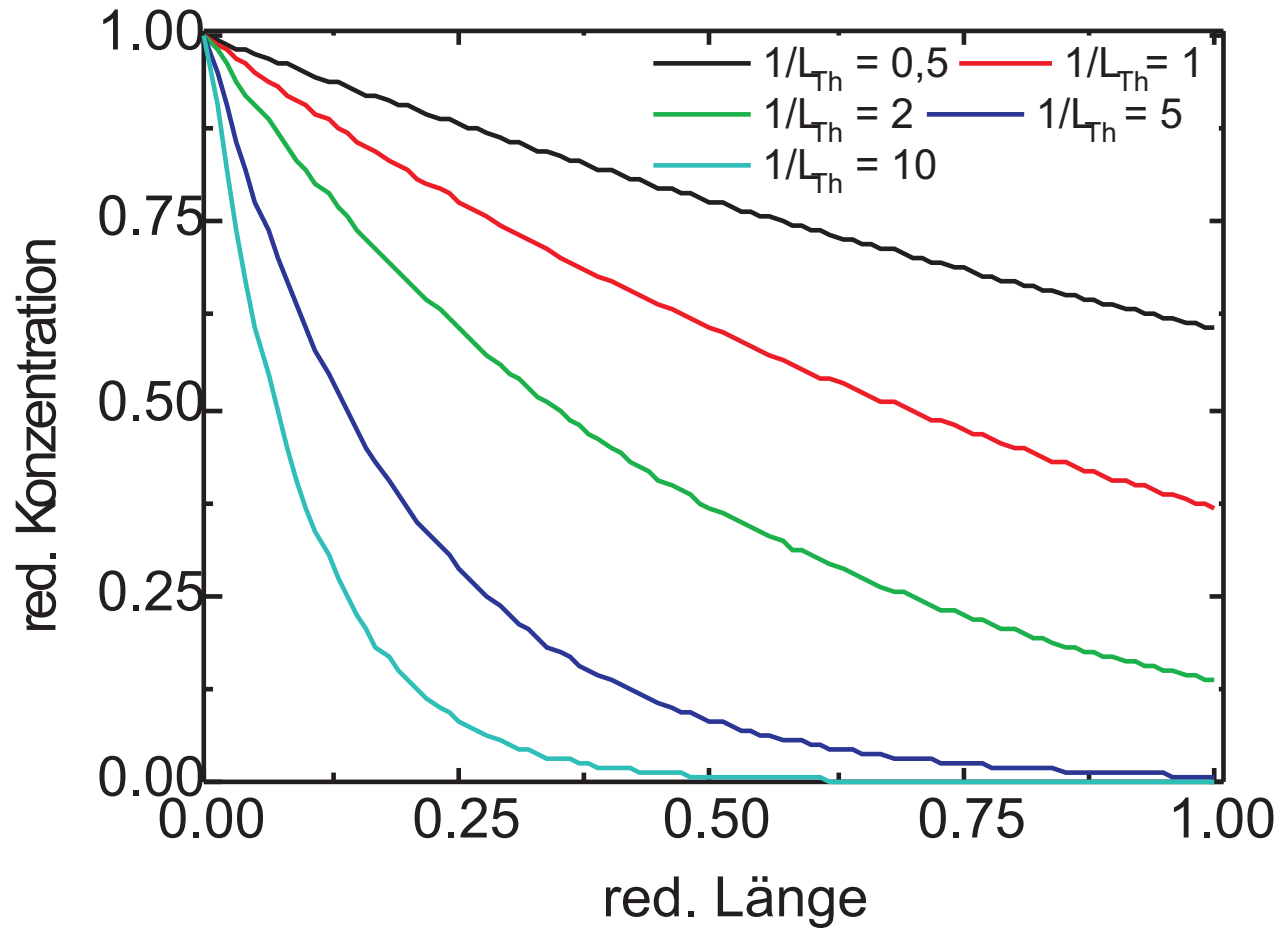


# Thiele-Modul II

- $\frac{1}{\alpha} = \sqrt{\frac{D_r}{2k}} = L_{Th}$ .
- $L_{Th}$ : Thiele-Länge.
- Damit  $c$  sich möglichst wenig entlang  $x$  ändert, muß  $L_{Th}$  möglichst groß werden:
  - großer Rohrdurchmesser,
  - niedrige Drücke vergrößern die mittlere freie Weglänge und  $D$ ,
  - $k$  ist aber unabhängig vom Druck,
  - $\Rightarrow$  niedrige Drücke verbessern die Uniformität.



# Thiele-Modul III



- Verteilung der Reaktanden in Abhängigkeit von der THIELE-Länge  $1/\alpha$ .





# Organisation

- Grundbegriffe der Vakuumtechnik
- Peclet-Zahl
- Diffusion
- Strömung und Abscheidung
- Thiele-Modul
- **Schlußfolgerungen**
- Diffusion geladener Partikeln



# Schlußfolgerungen I

- Für eine hohe Uniformität der Beschichtung muß die Reaktion von der Reaktionsgeschwindigkeit der Oberflächenreaktion abhängen.



# Schlußfolgerungen I

- Für eine hohe Uniformität der Beschichtung muß die Reaktion von der Reaktionsgeschwindigkeit der Oberflächenreaktion abhängen.
- Sie darf nicht diffusionskontrolliert sein.



# Schlußfolgerungen I

- Für eine hohe Uniformität der Beschichtung muß die Reaktion von der Reaktionsgeschwindigkeit der Oberflächenreaktion abhängen.
- **Sie darf nicht diffusionskontrolliert sein.**
- Typischer Fall: Wachstum von Oxidschichten aus Silicium durch  $O_2$ .



# Schlußfolgerungen I

- Für eine hohe Uniformität der Beschichtung muß die Reaktion von der Reaktionsgeschwindigkeit der Oberflächenreaktion abhängen.
- **Sie darf nicht diffusionskontrolliert sein.**
- Typischer Fall: Wachstum von Oxidschichten aus Silicium durch  $O_2$ .
- Damit scheidet LP-CVD aus (Druckbereich: 250 mTorr – 2000 mTorr oder 30 Pa – 250 Pa). Außerdem sind hierfür hohe Temperaturen erforderlich (300 – 900°C).



# Schlußfolgerungen II

- PE-CVD erlaubt niedrigere Prozeßtemperaturen



# Schlußfolgerungen II

- PE-CVD erlaubt niedrigere Prozeßtemperaturen
- Optimum der Anregung, wenn Anregungsfrequenz und Elektronenstoßrate gleich sind: bei 13 MHz typisch 10 – 100 mTorr (1 – 15 Pa), bei 2,45 GHz: 1000 mTorr (130 Pa).



# Schlußfolgerungen II

- PE-CVD erlaubt niedrigere Prozeßtemperaturen
- Optimum der Anregung, wenn Anregungsfrequenz und Elektronenstoßrate gleich sind: bei 13 MHz typisch 10 – 100 mTorr (1 – 15 Pa), bei 2,45 GHz: 1000 mTorr (130 Pa).
- CCP-PE-CVD (Parallelplatten-Reaktor mit 13,56 MHz): typisch 300°C.





# Schlußfolgerungen II

- PE-CVD erlaubt niedrigere Prozeßtemperaturen
- Optimum der Anregung, wenn Anregungsfrequenz und Elektronenstoßrate gleich sind: bei 13 MHz typisch 10 – 100 mTorr (1 – 15 Pa), bei 2,45 GHz: 1000 mTorr (130 Pa).
- CCP-PE-CVD (Parallelplatten-Reaktor mit 13,56 MHz): typisch 300°C.
- ICP-PE-CVD (induktiv bei 13,56 MHz): typisch 150 – 250°C.



# Schlußfolgerungen II

- PE-CVD erlaubt niedrigere Prozeßtemperaturen
- Optimum der Anregung, wenn Anregungsfrequenz und Elektronenstoßrate gleich sind: bei 13 MHz typisch 10 – 100 mTorr (1 – 15 Pa), bei 2,45 GHz: 1000 mTorr (130 Pa).
- CCP-PE-CVD (Parallelplatten-Reaktor mit 13,56 MHz): typisch 300°C.
- ICP-PE-CVD (induktiv bei 13,56 MHz): typisch 150 – 250°C.
- MW-PE-CVD arbeitet nicht im optimalen Druckbereich, ist aber billig.



# Schlußfolgerungen II

- PE-CVD erlaubt niedrigere Prozeßtemperaturen
- Optimum der Anregung, wenn Anregungsfrequenz und Elektronenstoßrate gleich sind: bei 13 MHz typisch 10 – 100 mTorr (1 – 15 Pa), bei 2,45 GHz: 1000 mTorr (130 Pa).
- CCP-PE-CVD (Parallelplatten-Reaktor mit 13,56 MHz): typisch 300°C.
- ICP-PE-CVD (induktiv bei 13,56 MHz): typisch 150 – 250°C.
- MW-PE-CVD arbeitet nicht im optimalen Druckbereich, ist aber billig.
- kHz-PE-CVD arbeitet nicht im optimalen Druckbereich, wenig untersucht.



# Schlußfolgerungen III

- Mit PE-CVD ist die Reaktion diffusionskontrolliert.



# Schlußfolgerungen III

- Mit PE-CVD ist die Reaktion diffusionskontrolliert.
- Deswegen Single-Wafer-Anlagen und komplizierte Gasduschen.



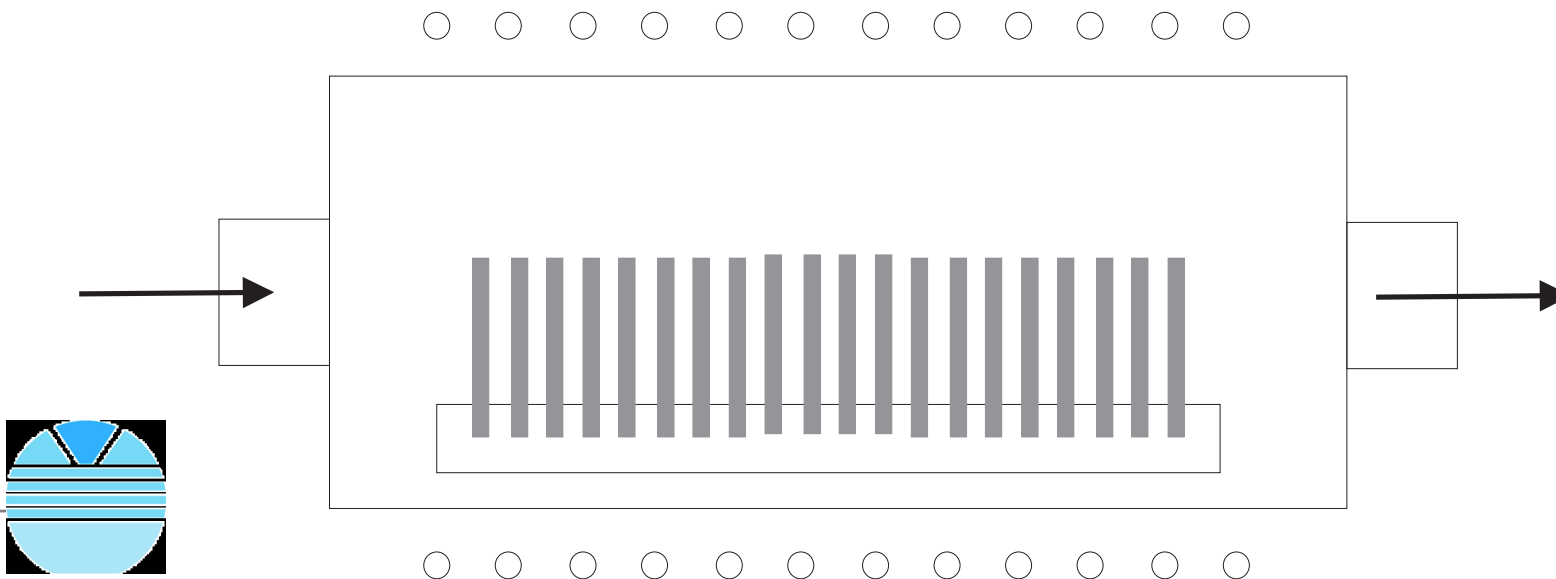
# Schlußfolgerungen III

- Mit PE-CVD ist die Reaktion diffusionskontrolliert.
- Deswegen Single-Wafer-Anlagen und komplizierte Gasduschen.
- Daher keine Tunnelreaktoren mit Multi-Wafer-Booten möglich.



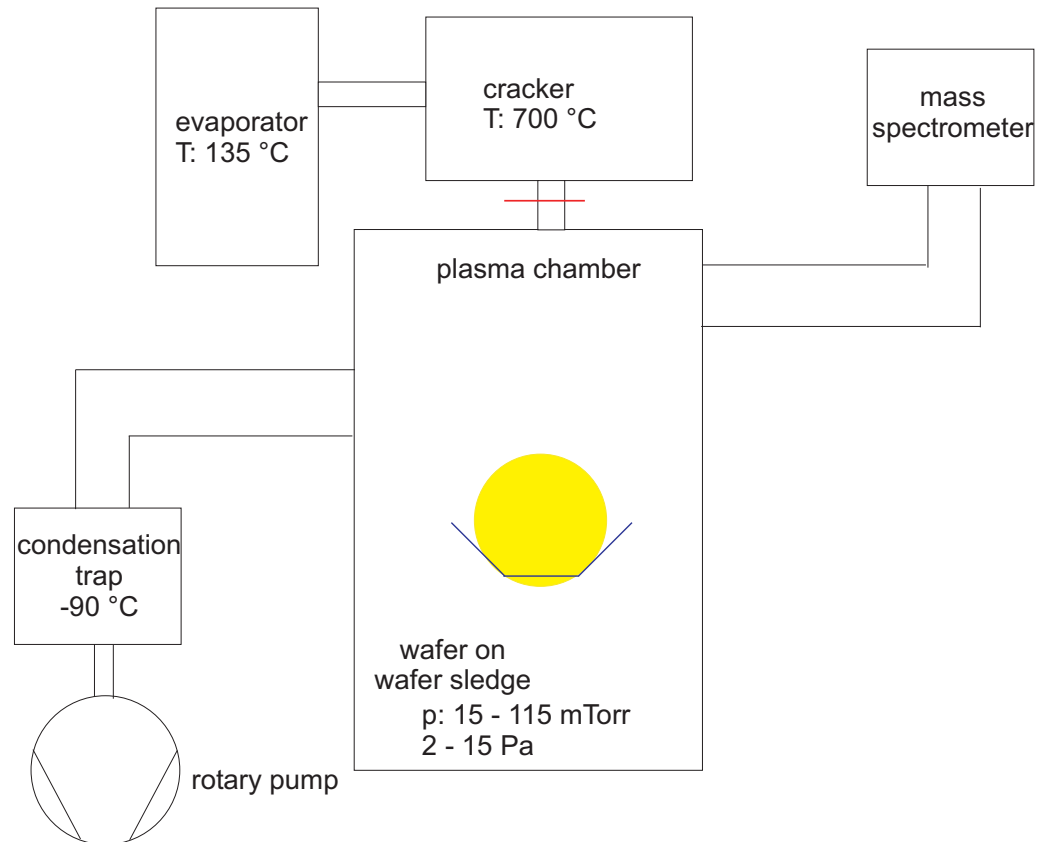
# Schlußfolgerungen III

- Mit PE-CVD ist die Reaktion diffusionskontrolliert.
- Deswegen Single-Wafer-Anlagen und komplizierte Gasduschen.
- Daher keine Tunnelreaktoren mit Multi-Wafer-Booten möglich.
- Dafür kann die Prozeßtemperatur niedriger sein als bei LP-CVD.



# Schlußfolgerungen IV

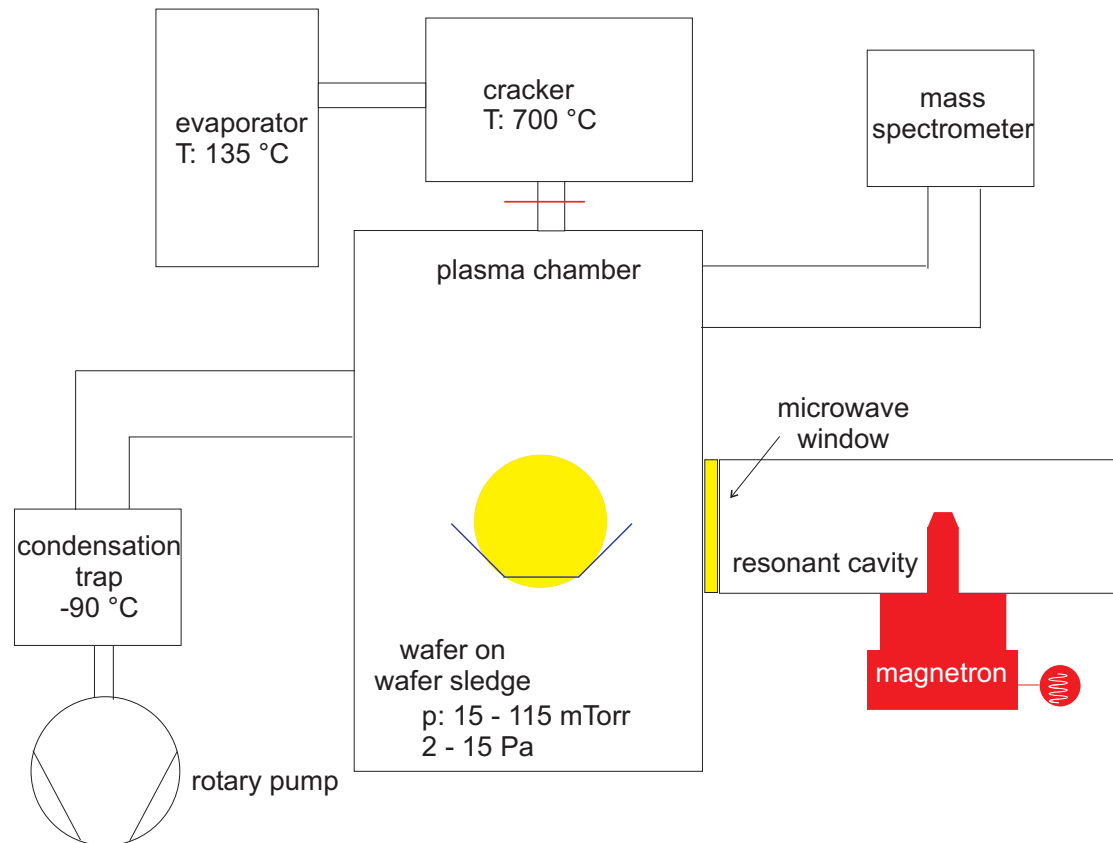
- ⇒ Aber mit PE-CVD-Reaktoren, deren Abmessungen groß gegen die zu beschichtenden Flächen sind! Ohne ...





# Schlußfolgerungen IV

- ⇒ Aber mit PE-CVD-Reaktoren, deren Abmessungen groß gegen die zu beschichtenden Flächen sind! Ohne ...
- ... und mit Plasma-Unterstützung.

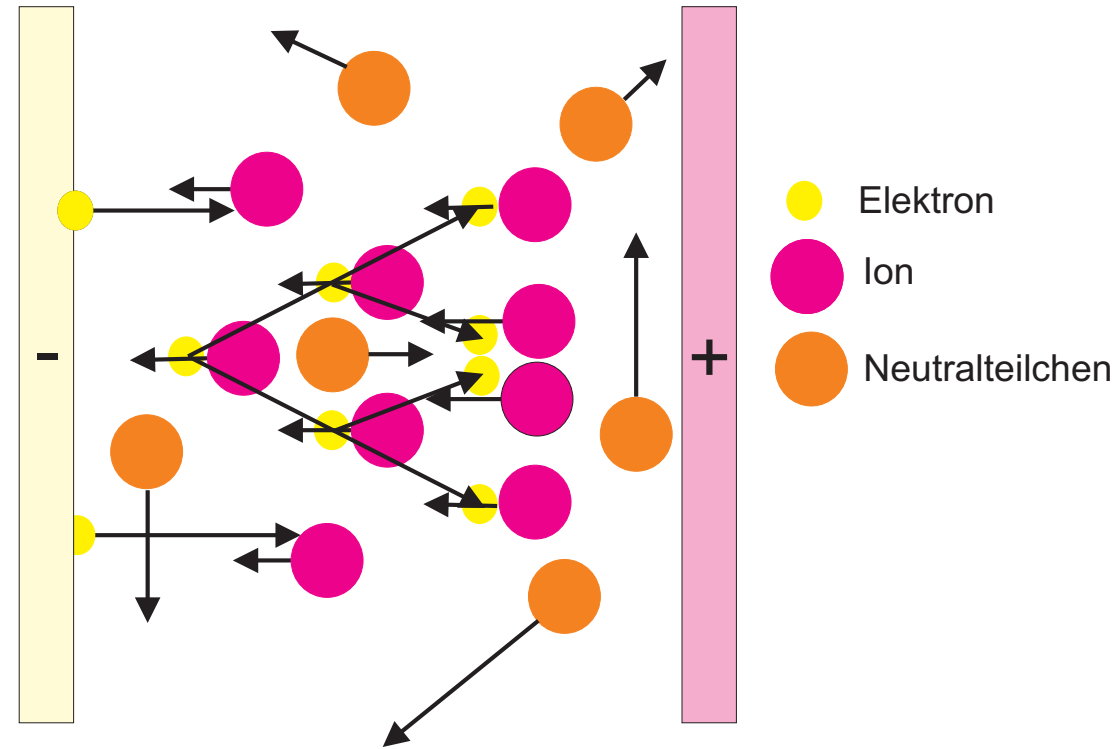


# Organisation

- Grundbegriffe der Vakuumtechnik
- Peclet-Zahl
- Diffusion
- Strömung und Abscheidung
- Thiele-Modul
- Schlußfolgerungen I
- Diffusion geladener Partikeln



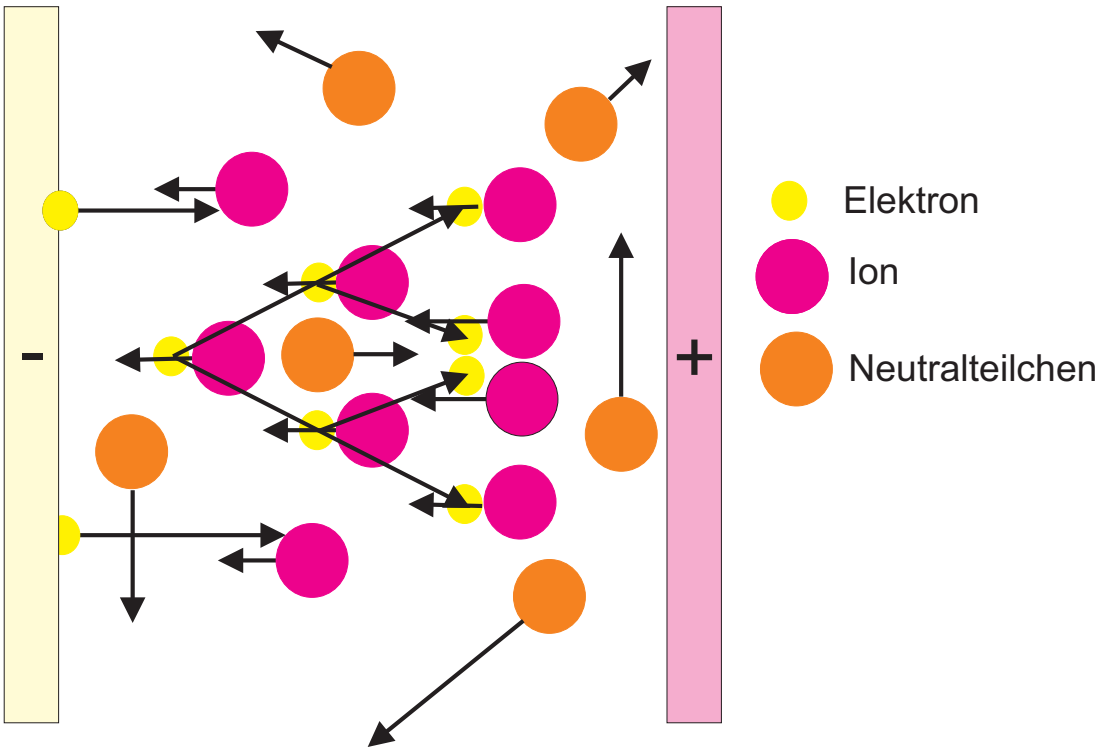
# Diffusion geladener Partikeln



Moleküle bewegen sich  
chaotisch: Diffusion,  
Ladungsträger bewegen sich  
parallel zum Feld: Konvektion



# Diffusion geladener Partikeln



# Ambipolarer Diffusionskoeffizient I

- elektr. Stromdichte  $\wedge$  Teilchenstromdichte:  $j = e_0 \Gamma$



# Ambipolarer Diffusionskoeffizient I

- elektr. Stromdichte  $\wedge$  Teilchenstromdichte:  $j = e_0 \Gamma$
- Kontinuitätsgleichung:  $\frac{\partial \rho(x)}{\partial t} + \nabla \cdot j = 0$



# Ambipolarer Diffusionskoeffizient I

- elektr. Stromdichte  $\wedge$  Teilchenstromdichte:  $j = e_0 \Gamma$
- Kontinuitätsgleichung:  $\frac{\partial \rho(x)}{\partial t} + \nabla \cdot j = 0$
- 1. Ficksches Gesetz:  $j(x) = -D \nabla n(x)$



# Ambipolarer Diffusionskoeffizient I

- elektr. Stromdichte  $\wedge$  Teilchenstromdichte:  $j = e_0 \Gamma$
- Kontinuitätsgleichung:  $\frac{\partial \rho(x)}{\partial t} + \nabla \cdot j = 0$
- 1. Ficksches Gesetz:  $j(x) = -D \nabla n(x)$
- Diffusionsstrom setzt sich zusammen aus einem Driftterm (externe Kräfte) und einem Diffusionsterm (random walk):





# Ambipolarer Diffusionskoeffizient I

- elektr. Stromdichte  $\wedge$  Teilchenstromdichte:  $j = e_0 \Gamma$
- Kontinuitätsgleichung:  $\frac{\partial \rho(x)}{\partial t} + \nabla \cdot j = 0$
- 1. Ficksches Gesetz:  $j(x) = -D \nabla n(x)$
- Diffusionsstrom setzt sich zusammen aus einem Driftterm (externe Kräfte) und einem Diffusionsterm (random walk):
- positiver Strom:  $j_i = e_0 \mu_i n_i - e_0 D_i \nabla n_i$



# Ambipolarer Diffusionskoeffizient I

- elektr. Stromdichte  $\wedge$  Teilchenstromdichte:  $j = e_0 \Gamma$
- Kontinuitätsgleichung:  $\frac{\partial \rho(x)}{\partial t} + \nabla \cdot j = 0$
- 1. Ficksches Gesetz:  $j(x) = -D \nabla n(x)$
- Diffusionsstrom setzt sich zusammen aus einem Driftterm (externe Kräfte) und einem Diffusionsterm (random walk):
- positiver Strom:  $j_i = e_0 \mu_i n_i - e_0 D_i \nabla n_i$
- negativer Strom:  $j_e = e_0 \mu_e n_e - e_0 D_e \nabla n_e$



# Ambipolarer Diffusionskoeffizient I

- elektr. Stromdichte  $\wedge$  Teilchenstromdichte:  $j = e_0 \Gamma$
- Kontinuitätsgleichung:  $\frac{\partial \rho(x)}{\partial t} + \nabla \cdot j = 0$
- 1. Ficksches Gesetz:  $j(x) = -D \nabla n(x)$
- Diffusionsstrom setzt sich zusammen aus einem Driffterm (externe Kräfte) und einem Diffusionsterm (random walk):
- positiver Strom:  $j_i = e_0 \mu_i n_i - e_0 D_i \nabla n_i$
- negativer Strom:  $j_e = e_0 \mu_e n_e - e_0 D_e \nabla n_e$
- im Gleichgewicht sind die positiven und negativen Ströme gleich:  $j_e = j_i$



# Ambipolarer Diffusionskoeffizient II

- 1. Annahme: Abweichungen vom Gleichgewicht sind sehr klein.



# Ambipolarer Diffusionskoeffizient II

- 1. Annahme: Abweichungen vom Gleichgewicht sind sehr klein.
- 2. Annahme: Dichten der Elektronen und Ionen sind gleich (Elektroneutralität):  $n_i = n_e \wedge \nabla n_i = \nabla n_e \Rightarrow$

$$E = \frac{D_i - D_e}{\mu_e + \mu_i} \frac{\nabla n}{n}$$

$$j_i = \mu_i \frac{D_i - D_e}{\mu_e + \mu_i} \nabla n - D_i \nabla n$$

$$j_i = j_e = - \frac{\mu_e D_i + \mu_i D_e}{\mu_e + \mu_i} \nabla n$$



# Ambipolarer Diffusionskoeffizient II

- 1. Annahme: Abweichungen vom Gleichgewicht sind sehr klein.
- 2. Annahme: Dichten der Elektronen und Ionen sind gleich (Elektroneutralität):  $n_i = n_e \wedge \nabla n_i = \nabla n_e \Rightarrow$

$$E = \frac{D_i - D_e}{\mu_e + \mu_i} \frac{\nabla n}{n}$$

$$j_i = \mu_i \frac{D_i - D_e}{\mu_e + \mu_i} \nabla n - D_i \nabla n$$

$$j_i = j_e = - \frac{\mu_e D_i + \mu_i D_e}{\mu_e + \mu_i} \nabla n$$



Der Strom der Ladungsträger ist wiederum proportional dem negativen Gradienten der Dichte.

# Ambipolarer Diffusionskoeffizient III

$$j_i = j_e = -\frac{\mu_e D_i + \mu_i D_e}{\mu_e + \mu_i} \nabla n$$

- Der Strom der Ladungsträger ist wiederum proportional dem negativen Gradienten der Dichte.

$$D_{\text{ambipolar}} = \frac{\mu_e D_i + \mu_i D_e}{\mu_e + \mu_i}$$

$$j_i = j_e = -D_{\text{ambipolar}} \nabla n$$

- Der Proportionalitätsfaktor wird ambipolarer Diffusionskoeffizient genannt.



# Ambipolarer Diffusionskoeffizient III

$$j_i = j_e = -\frac{\mu_e D_i + \mu_i D_e}{\mu_e + \mu_i} \nabla n$$

- Der Strom der Ladungsträger ist wiederum proportional dem negativen Gradienten der Dichte.

$$D_{\text{ambipolar}} = \frac{\mu_e D_i + \mu_i D_e}{\mu_e + \mu_i}$$

$$j_i = j_e = -D_{\text{ambipolar}} \nabla n$$

- Der Proportionalitätsfaktor wird ambipolarer Diffusionskoeffizient genannt.





# Ambipolarer Diffusionskoeffizient III

$$j_i = j_e = -\frac{\mu_e D_i + \mu_i D_e}{\mu_e + \mu_i} \nabla n$$

- Der Strom der Ladungsträger ist wiederum proportional dem negativen Gradienten der Dichte.

$$D_{\text{ambipolar}} = \frac{\mu_e D_i + \mu_i D_e}{\mu_e + \mu_i}$$

$$j_i = j_e = -D_{\text{ambipolar}} \nabla n$$

- Der Proportionalitätsfaktor wird ambipolarer Diffusionskoeffizient genannt.

