

Plasmaphysik II

Einführung bis DC-Plasmen

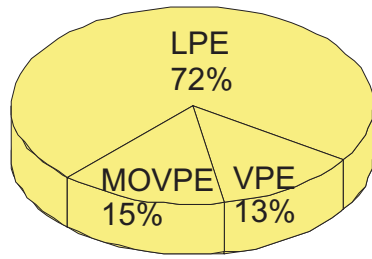
Gerhard Franz

ISBN 978-3-943872-02-6

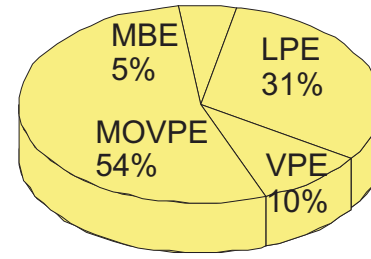
Kompetenzzentrum Nanostrukturtechnik
Hochschule München

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

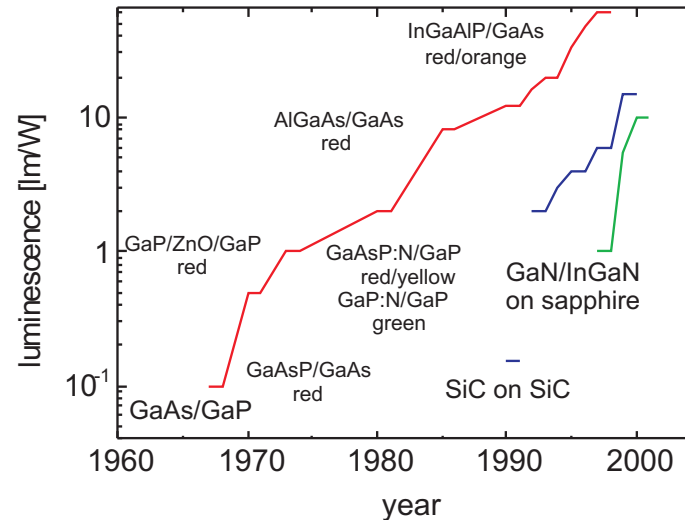
Der Markt für LEDs



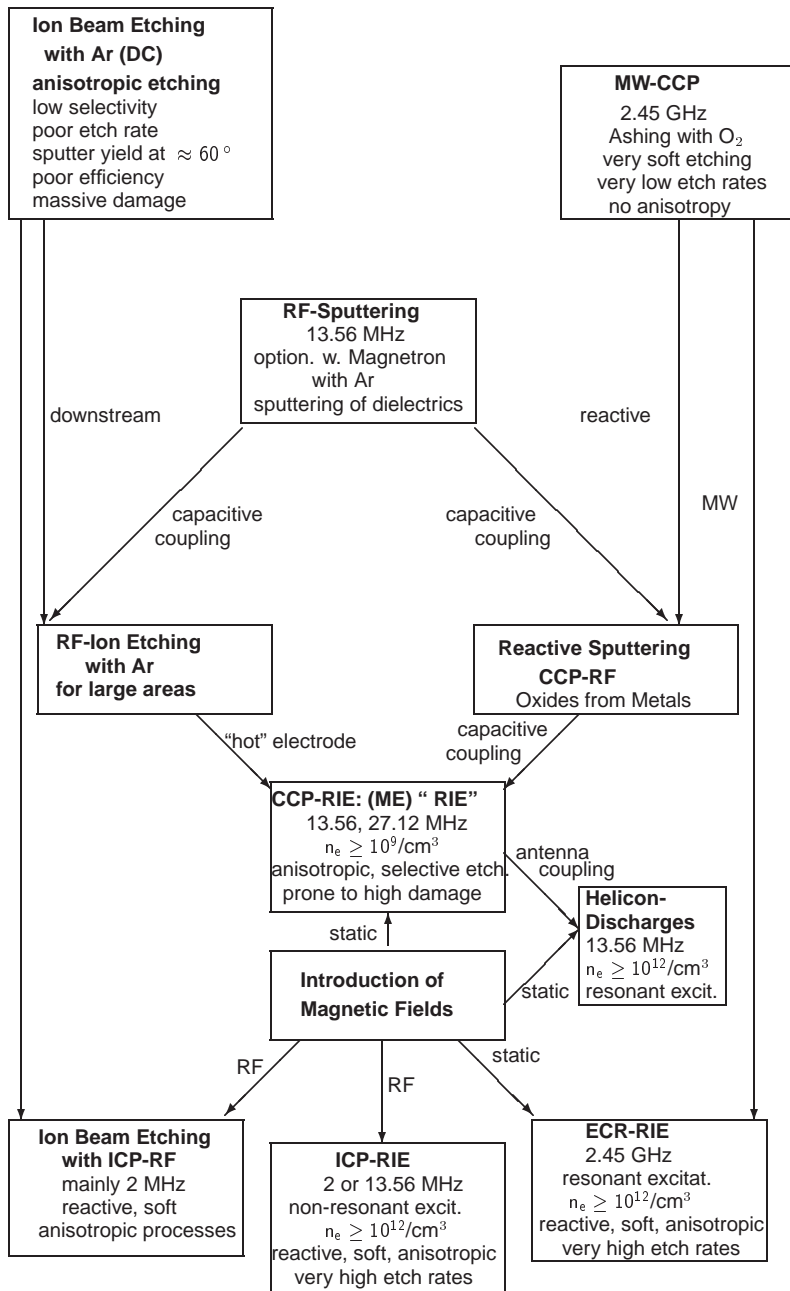
1994: 5550 m²



1998: 14,190 m²

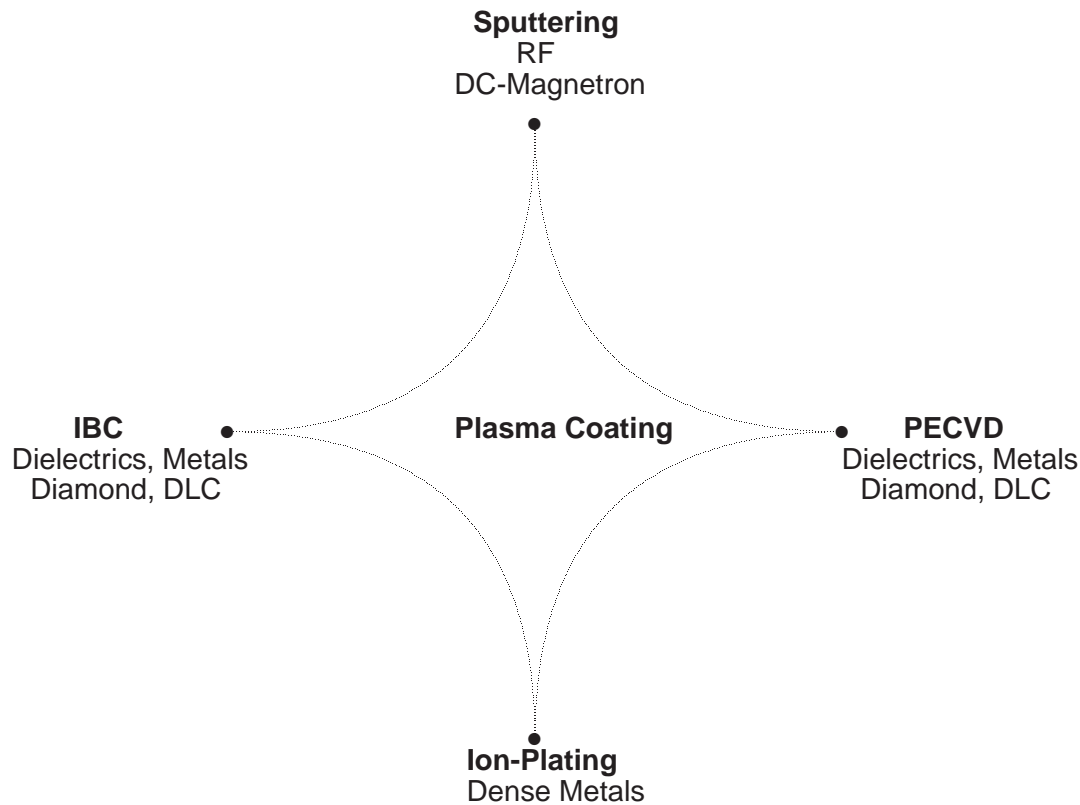


Anregung und reaktive Prozesse I



Flußdiagramm des gegenseitigen Vorwärtstreibens von Plasmamethoden und reaktiven Ätzprozessen.

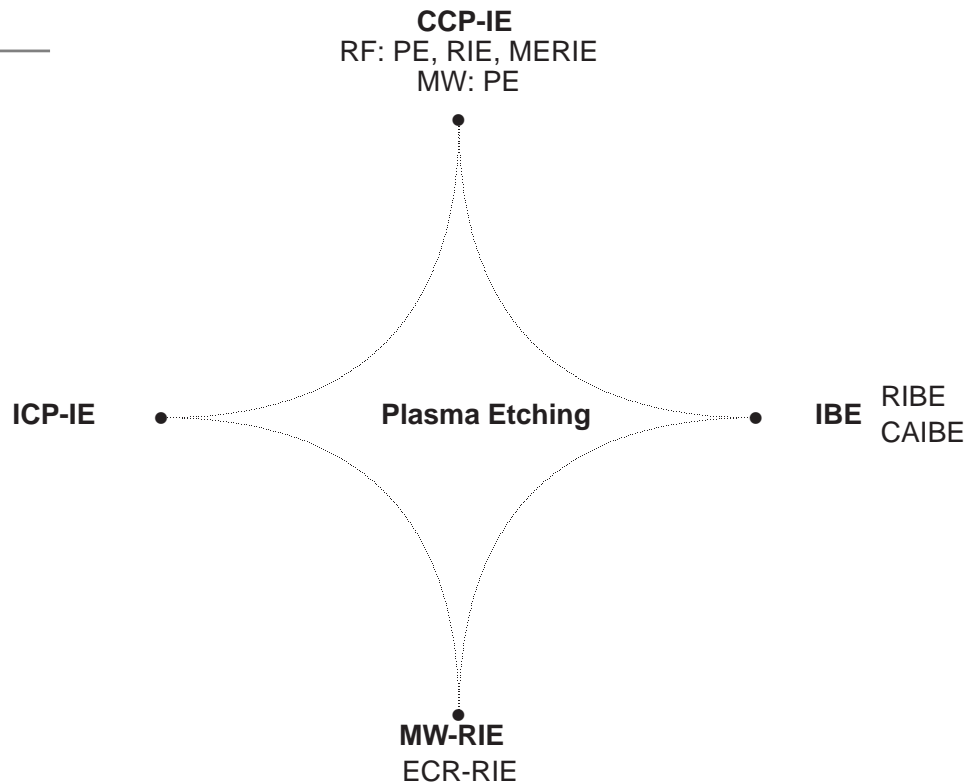
Anregung und reaktive Prozesse II



Verschiedene Beschichtungsverfahren, die sich vorzugsweise in der Anregungsmethode unterscheiden.

PECVD, **P**lasma **E**nhanced **C**hemical **V**apour **D**eposition: $p \geq 1000$ mTorr (130 Pa): sample on grounded electrode;
IBC, **I**on **B**eam **C**oating;
Ion Plating: $p < 1$ mTorr, evaporation of very dense metal on a sample atop a powered electrode;

Anregung und reaktive Prozesse III



CCP, **C**apacitively **C**oupled **P**lasma;
ECR, **E**lectron **C**yclotron **R**esonance, downstream;
ICP, **I**nductively **C**oupled **P**lasma, downstream;
MW, **M**icro **W**ave (2.45 GHz);

PE, **P**lasma **E**tching: $p > 75$ mTorr (10 Pa): sample on grounded electrode;
IE, **I**on **E**tching,
RIE, **R**eactive **I**on **E**tching: $p < 50$ mTorr (7 Pa), sample on powered electrode;
IBE, **I**on **B**eam **E**tching;

MERIE, **M**agnetically **E**nhanced **R**eactive **I**on **E**tching: RIE; electrons are suppressed to reach the sample's surface by means of a magnetic field;
CAIBE, **C**hemical **A**ssisted **I**on **B**eam **E**tching;
RIBE, **R**eactive **I**on **B**eam **E**tching.

Verschiedene
Trockenätzprozesse, die sich
vorzugsweise in der
Anregungsmethode
unterscheiden.

Plasmen



Phänomenologie

Plasmen

- Phänomenologie
- Niederdruckplasmen

Plasmen

- Phänomenologie
- Niederdruckplasmen
- Temperatur von Elektronen und Ionen

Plasmen

- Phänomenologie
- Niederdruckplasmen
- Temperatur von Elektronen und Ionen
- Debye-Länge

Plasmen

- Phänomenologie
- Niederdruckplasmen
- Temperatur von Elektronen und Ionen
- Debye-Länge
- Randschicht und Bohmsche Vorsicht

Plasmen

- Phänomenologie
- Niederdruckplasmen
- Temperatur von Elektronen und Ionen
- Debye-Länge
- Randschicht und Bohmsche Vorsicht
- Plasmafrequenz

Plasmen

- Phänomenologie
- Niederdruckplasmen
- Temperatur von Elektronen und Ionen
- Debye-Länge
- Randschicht und Bohmsche Vorsicht
- Plasmafrequenz
- Globales Modell

Anregung und Diagnostik

● Stoßprozesse

Anregung und Diagnostik

- Stoßprozesse
- DC-Plasmen: Aufheizung und Ionisation

Anregung und Diagnostik

- Stoßprozesse
- DC-Plasmen: Aufheizung und Ionisation
- CCP-Entladungen: Aufheizung, Elektrodenpotentiale und DC-Bias, Streuprozesse, IADF und IEDF

Anregung und Diagnostik

- Stoßprozesse
- DC-Plasmen: Aufheizung und Ionisation
- CCP-Entladungen: Aufheizung, Elektrodenpotentiale und DC-Bias, Streuprozesse, IADF und IEDF
- ICP-Entladungen: Aufheizung, Elektrodenpotentiale

Anregung und Diagnostik

- Stoßprozesse
- DC-Plasmen: Aufheizung und Ionisation
- CCP-Entladungen: Aufheizung, Elektrodenpotentiale und DC-Bias, Streuprozesse, IADF und IEDF
- ICP-Entladungen: Aufheizung, Elektrodenpotentiale
- Whistlerwellen und ECR-Entladungen: Aufheizung, magnetische Flasche

Anregung und Diagnostik

- Stoßprozesse
- DC-Plasmen: Aufheizung und Ionisation
- CCP-Entladungen: Aufheizung, Elektrodenpotentiale und DC-Bias, Streuprozesse, IADF und IEDF
- ICP-Entladungen: Aufheizung, Elektrodenpotentiale
- Whistlerwellen und ECR-Entladungen: Aufheizung, magnetische Flasche
- Plasmadiagnostik

Anregung und Diagnostik

- Stoßprozesse
- DC-Plasmen: Aufheizung und Ionisation
- CCP-Entladungen: Aufheizung, Elektrodenpotentiale und DC-Bias, Streuprozesse, IADF und IEDF
- ICP-Entladungen: Aufheizung, Elektrodenpotentiale
- Whistlerwellen und ECR-Entladungen: Aufheizung, magnetische Flasche
- Plasmadiagnostik
- Methoden und Grundparameter (Elektronentemperatur, Plasmadichte . . .)

Anregung und Diagnostik

- Stoßprozesse
- DC-Plasmen: Aufheizung und Ionisation
- CCP-Entladungen: Aufheizung, Elektrodenpotentiale und DC-Bias, Streuprozesse, IADF und IEDF
- ICP-Entladungen: Aufheizung, Elektrodenpotentiale
- Whistlerwellen und ECR-Entladungen: Aufheizung, magnetische Flasche
- Plasmadiagnostik
- Methoden und Grundparameter (Elektronentemperatur, Plasmadichte ...)
- Abgeleitete Parameter (Frequenz des Impulstransfers zwischen Elektronen und Neutralteilchen ...)

Oberflächen-Beschichtung

 Sputtern

Oberflächen-Beschichtung

- Sputtern
- Sputterbedingungen

Oberflächen-Beschichtung

- Sputtern
- Sputterbedingungen
- Prozesse am Target

Oberflächen-Beschichtung

- Sputtern
- Sputterbedingungen
- Prozesse am Target
- Prozesse am Substrat

Oberflächen-Beschichtung

- Sputtern
- Sputterbedingungen
- Prozesse am Target
- Prozesse am Substrat
- Bias-Techniken und Mehrkomponentenfilme

Oberflächen-Beschichtung

- Sputtern
- Sputterbedingungen
- Prozesse am Target
- Prozesse am Substrat
- Bias-Techniken und Mehrkomponentenfilme
- Filmbildung und Kohäsion

Oberflächen-Beschichtung

- Sputtern
- Sputterbedingungen
- Prozesse am Target
- Prozesse am Substrat
- Bias-Techniken und Mehrkomponentenfilme
- Filmbildung und Kohäsion
- PE-CVD

Oberflächen-Beschichtung

- Sputtern
- Sputterbedingungen
- Prozesse am Target
- Prozesse am Substrat
- Bias-Techniken und Mehrkomponentenfilme
- Filmbildung und Kohäsion
- PE-CVD
- Ionenstrahlbeschichtung

Oberflächen-Abtrag

- Anisotrope Strukturen durch Plasmaätzen

Oberflächen-Abtrag

- Anisotrope Strukturen durch Plasmaätzen
- Sputterätzen und reaktive Verfahren

Oberflächen-Abtrag

- Anisotrope Strukturen durch Plasmaätzen
- Sputterätzen und reaktive Verfahren
- Abhängigkeit von einzelnen Parametern

Oberflächen-Abtrag

- Anisotrope Strukturen durch Plasmaätzen
- Sputterätzen und reaktive Verfahren
- Abhängigkeit von einzelnen Parametern
- Microfeatures

Oberflächen-Abtrag

- Anisotrope Strukturen durch Plasmaätzen
- Sputterätzen und reaktive Verfahren
- Abhängigkeit von einzelnen Parametern
- Microfeatures
- Damage

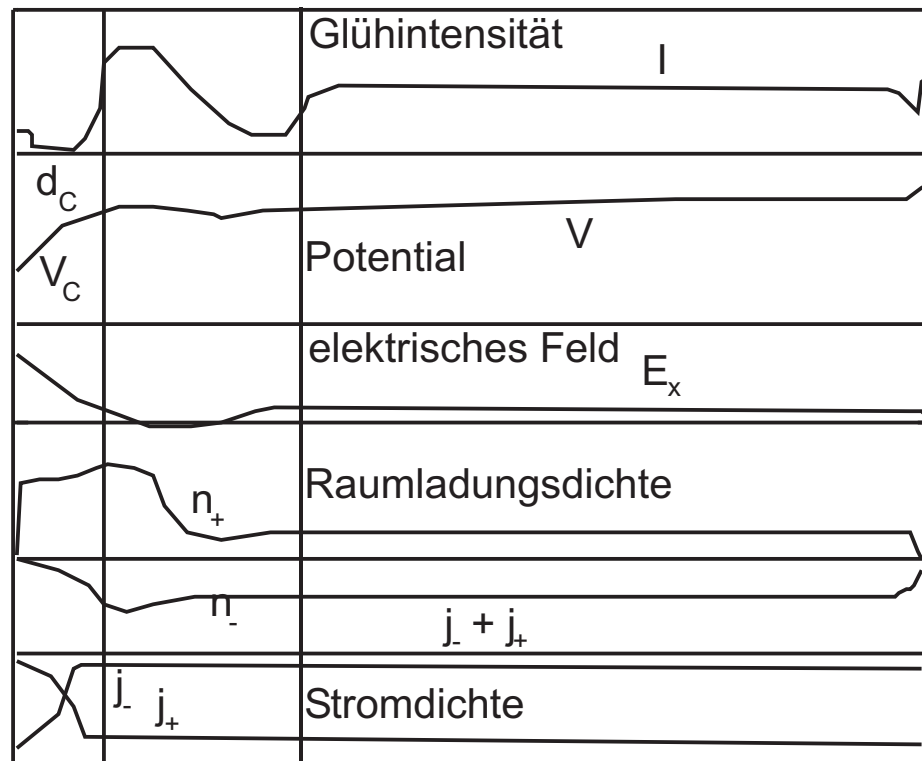
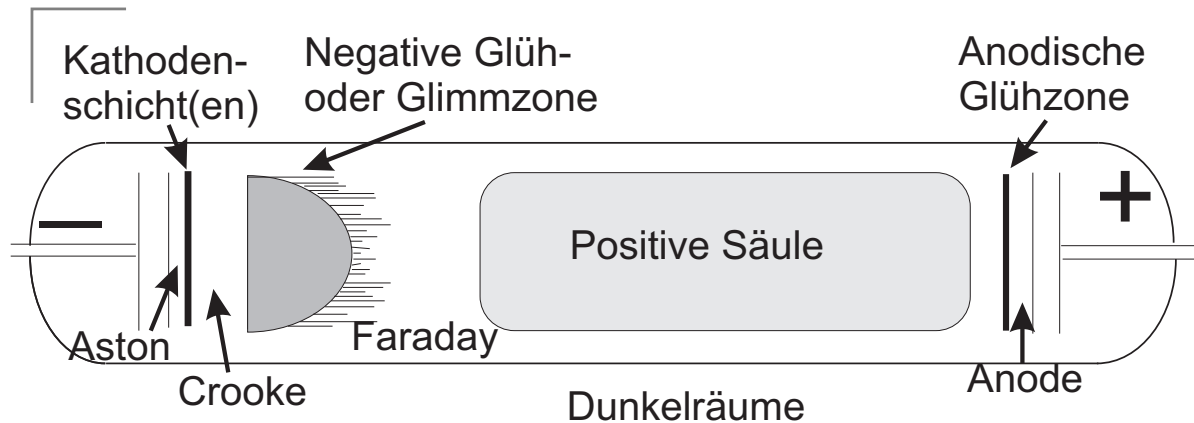
Oberflächen-Abtrag

- Anisotrope Strukturen durch Plasmaätzen
- Sputterätzen und reaktive Verfahren
- Abhängigkeit von einzelnen Parametern
- Microfeatures
- Damage
- Prozeßkontrolle

Oberflächen-Abtrag

- Anisotrope Strukturen durch Plasmaätzen
- Sputterätzen und reaktive Verfahren
- Abhängigkeit von einzelnen Parametern
- Microfeatures
- Damage
- Prozeßkontrolle
- Ätzmechanismen

Glimmentladung

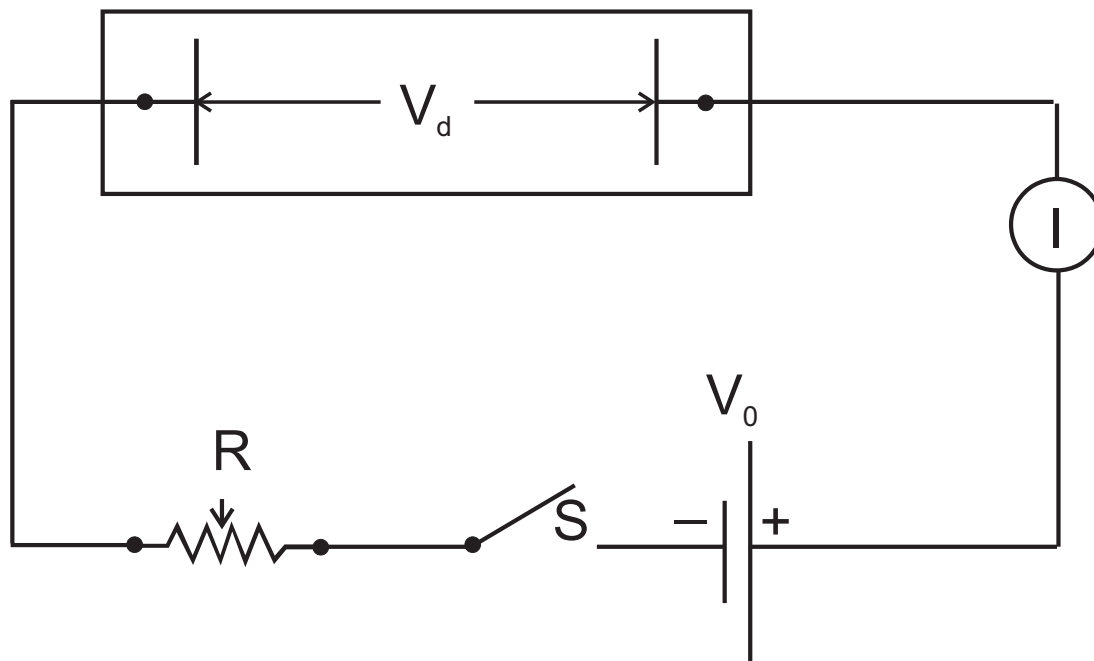


Neon: 50 cm lange Röhre,
 Druck: 1 Torr (133 Pa). Die
 leuchtenden Zonen sind
 getönt. Darunter der Verlauf
 wichtiger, die Entladung
 bestimmender Größen.

Farben der Entladung

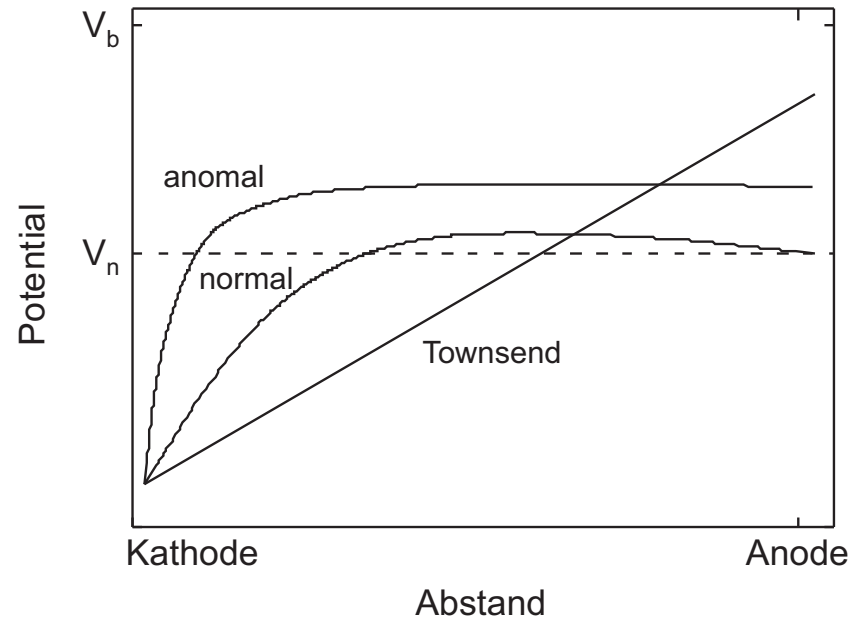
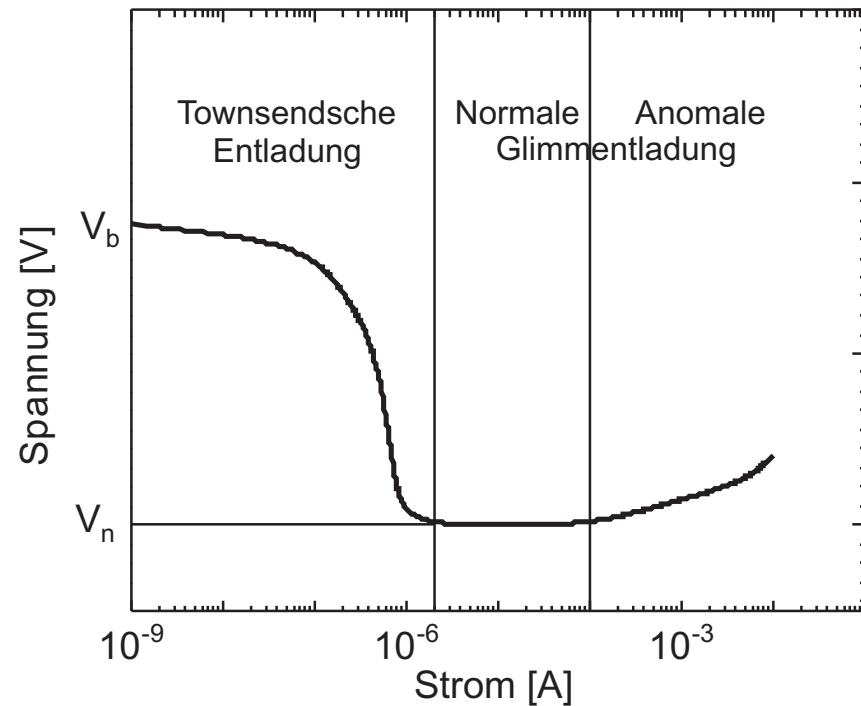
Gas	Negative Glühzone	Positive Säule
Wasserstoff	fahlblau	rosa
Stickstoff	rot	blau
Sauerstoff	gelblich	fahlblau
Helium	blaugrün	rotviolett
Neon	orange	ziegelrot
Argon	blauviolett	dunkelrot
Chlor	blau	grünlich
Natrium	weißlich	gelb
Kalium	fahlblau	grün
Quecksilber	grün	grünlich

Zündung einer Glimmentladung



Schaltung, um mit einer bestimmten Quellenspannung V_0 , die größer als eine Spannung V_b sein muß, eine Glimmentladung zu erzeugen. Die Entladungsspannung wird nach $V_d = V_0 - IR$ bestimmt.

Kennlinie und Potentialverlauf



U-I-Kennlinie einer selbständigen Gasentladung ohne Positive Säule und schematischer Verlauf des Potentials für diese U-I-Kennlinie

Athermisches Plasma


$$W = F x = e_0 E x$$

Athermisches Plasma

- $W = F x = e_0 E x$

- $x = \frac{1}{2} a t^2$

Athermisches Plasma

- $W = F x = e_0 E x$

- $x = \frac{1}{2} a t^2$

- $a = e_0 E / m$

Athermisches Plasma

- $W = F x = e_0 E x$

- $x = \frac{1}{2} a t^2$

- $a = e_0 E / m$

- $W = \frac{(e_0 E t)^2}{2m}$

Athermisches Plasma

- $W = F x = e_0 E x$

- $x = \frac{1}{2} a t^2$

- $a = e_0 E / m$

- $W = \frac{(e_0 E t)^2}{2m}$

- \Rightarrow die Energie wird fast ausschließlich auf die Elektronen übertragen!

Athermisches Plasma

- $W = F x = e_0 E x$

- $x = \frac{1}{2} a t^2$

- $a = e_0 E / m$

- $W = \frac{(e_0 E t)^2}{2m}$

- \Rightarrow die Energie wird fast ausschließlich auf die Elektronen übertragen!

- $1 \text{ eV} = 11.600 \text{ K}$

Athermisches Plasma

- $W = F x = e_0 E x$

- $x = \frac{1}{2} a t^2$

- $a = e_0 E / m$

- $W = \frac{(e_0 E t)^2}{2m}$

- \Rightarrow die Energie wird fast ausschließlich auf die Elektronen übertragen!

- $1 \text{ eV} = 11.600 \text{ K}$

- $T_e: 1 - 8 \text{ eV}$

Athermisches Plasma

- $W = F x = e_0 E x$

- $x = \frac{1}{2} a t^2$

- $a = e_0 E / m$

- $W = \frac{(e_0 E t)^2}{2m}$

- \Rightarrow die Energie wird fast ausschließlich auf die Elektronen übertragen!

- $1 \text{ eV} = 11.600 \text{ K}$

- $T_e: 1 - 8 \text{ eV}$

- $T_i: 300 - 1.000 \text{ K}$

Elektronen und Argon-Ionen

Energie	v [cm s ⁻¹] von	
[eV]	Elektronen	Argon
0,1	$1,9 \cdot 10^7$	$6,9 \cdot 10^4$
1,0	$5,9 \cdot 10^7$	$2,1 \cdot 10^5$
10	$1,9 \cdot 10^8$	$6,9 \cdot 10^5$
100	$5,9 \cdot 10^8$	$2,1 \cdot 10^6$
1000	$1,9 \cdot 10^9$	$6,9 \cdot 10^6$

Debye-Länge I

- Maxwell-Boltzmann-Verteilung $n(r) = n_0 \exp \left\{ -\frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} \right\}$

Debye-Länge I

- Maxwell-Boltzmann-Verteilung $n(r) = n_0 \exp \left\{ -\frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} \right\}$
- n_0 : Ionendichte in der ungestörten Lösung: $n_+ + n_- = n_0$,
 $\rho(r) = \pm z_i e_0 (n_+ + n_-) r \longrightarrow \infty : \rho(r) \longrightarrow 0$:

Debye-Länge I

- Maxwell-Boltzmann-Verteilung $n(r) = n_0 \exp \left\{ -\frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} \right\}$
- n_0 : Ionendichte in der ungestörten Lösung: $n_+ + n_- = n_0$,
 $\rho(r) = \pm z_i e_0 (n_+ + n_-) r \longrightarrow \infty : \rho(r) \longrightarrow 0$:
- $\rho(r) = \sum_i z_i e_0 n_0 \exp \left\{ -\frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} \right\} .$

Debye-Länge I

- Maxwell-Boltzmann-Verteilung $n(r) = n_0 \exp \left\{ -\frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} \right\}$
- n_0 : Ionendichte in der ungestörten Lösung: $n_+ + n_- = n_0$,
 $\rho(r) = \pm z_i e_0 (n_+ + n_-) r \longrightarrow \infty : \rho(r) \longrightarrow 0$:
- $\rho(r) = \sum_i z_i e_0 n_0 \exp \left\{ -\frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} \right\} .$
- $e_0 \Phi \ll k_B T_e : \rho(r) \approx \sum_i z_i e_0 n_0 \left(1 - \frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} \right) .$

Debye-Länge I

- Maxwell-Boltzmann-Verteilung $n(r) = n_0 \exp \left\{ -\frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} \right\}$
- n_0 : Ionendichte in der ungestörten Lösung: $n_+ + n_- = n_0$,
 $\rho(r) = \pm z_i e_0 (n_+ + n_-) r \longrightarrow \infty : \rho(r) \longrightarrow 0$:
- $\rho(r) = \sum_i z_i e_0 n_0 \exp \left\{ -\frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} \right\} .$
- $e_0 \Phi \ll k_B T_e : \rho(r) \approx \sum_i z_i e_0 n_0 \left(1 - \frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} \right) .$
- $\Rightarrow \rho(r) \approx \left(\sum_i z_i e_0 n_0 = 0 \right) - \sum_i z_i e_0 n_0 \frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} .$

Debye-Länge I

- Maxwell-Boltzmann-Verteilung $n(r) = n_0 \exp \left\{ -\frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} \right\}$
- n_0 : Ionendichte in der ungestörten Lösung: $n_+ + n_- = n_0$,
 $\rho(r) = \pm z_i e_0 (n_+ + n_-) r \longrightarrow \infty : \rho(r) \longrightarrow 0$:
- $\rho(r) = \sum_i z_i e_0 n_0 \exp \left\{ -\frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} \right\} .$
- $e_0 \Phi \ll k_B T_e : \rho(r) \approx \sum_i z_i e_0 n_0 \left(1 - \frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} \right) .$
- $\Rightarrow \rho(r) \approx \left(\sum_i z_i e_0 n_0 = 0 \right) - \sum_i z_i e_0 n_0 \frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} .$
- $\Rightarrow (z_i = 1) : \rho(r) = e_0 n(r) \approx e_0 n_0 \left(-\frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} \right)$

Debye-Länge II

• $\Rightarrow (z_i = 1) : \rho(r) = e_0 n(r) \approx e_0 n_0 \left(-\frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} \right)$

Debye-Länge II

• $\Rightarrow (z_i = 1) : \rho(r) = e_0 n(r) \approx e_0 n_0 \left(-\frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} \right)$

• $\Phi(r) \approx -\frac{k_B T}{e_0} \frac{n(r)}{n_0}.$

Debye-Länge II

• $\Rightarrow (z_i = 1) : \rho(r) = e_0 n(r) \approx e_0 n_0 \left(-\frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} \right)$

• $\Phi(r) \approx -\frac{k_B T}{e_0} \frac{n(r)}{n_0}$.

• Einsetzen in die Poisson-Gl. $-\frac{d^2 \Phi(r)}{dr^2} = \frac{n(r) e_0}{\epsilon \epsilon_0}$:

Debye-Länge II

- $\Rightarrow (z_i = 1) : \rho(r) = e_0 n(r) \approx e_0 n_0 \left(-\frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} \right)$

- $\Phi(r) \approx -\frac{k_B T}{e_0} \frac{n(r)}{n_0}.$

- Einsetzen in die Poisson-Gl. $-\frac{d^2 \Phi(r)}{dr^2} = \frac{n(r) e_0}{\epsilon \epsilon_0} :$

- $\frac{d^2 \Phi(r)}{dr^2} = \frac{e_0^2 n_0}{\epsilon \epsilon_0 k_B T} \Phi(r).$

Debye-Länge II

- $\Rightarrow (z_i = 1) : \rho(r) = e_0 n(r) \approx e_0 n_0 \left(-\frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} \right)$

- $\Phi(r) \approx -\frac{k_B T}{e_0} \frac{n(r)}{n_0}$.

- Einsetzen in die Poisson-Gl. $-\frac{d^2 \Phi(r)}{dr^2} = \frac{n(r) e_0}{\epsilon \epsilon_0}$:

- $\frac{d^2 \Phi(r)}{dr^2} = \frac{e_0^2 n_0}{\epsilon \epsilon_0 k_B T} \Phi(r)$.

- $\Phi(r) = \Phi_0 \exp \left\{ -\frac{r}{d} \right\}$

Debye-Länge II

- $\Rightarrow (z_i = 1) : \rho(r) = e_0 n(r) \approx e_0 n_0 \left(-\frac{e_0 \Phi(r)}{k_B T} \right)$

- $\Phi(r) \approx -\frac{k_B T}{e_0} \frac{n(r)}{n_0}$.

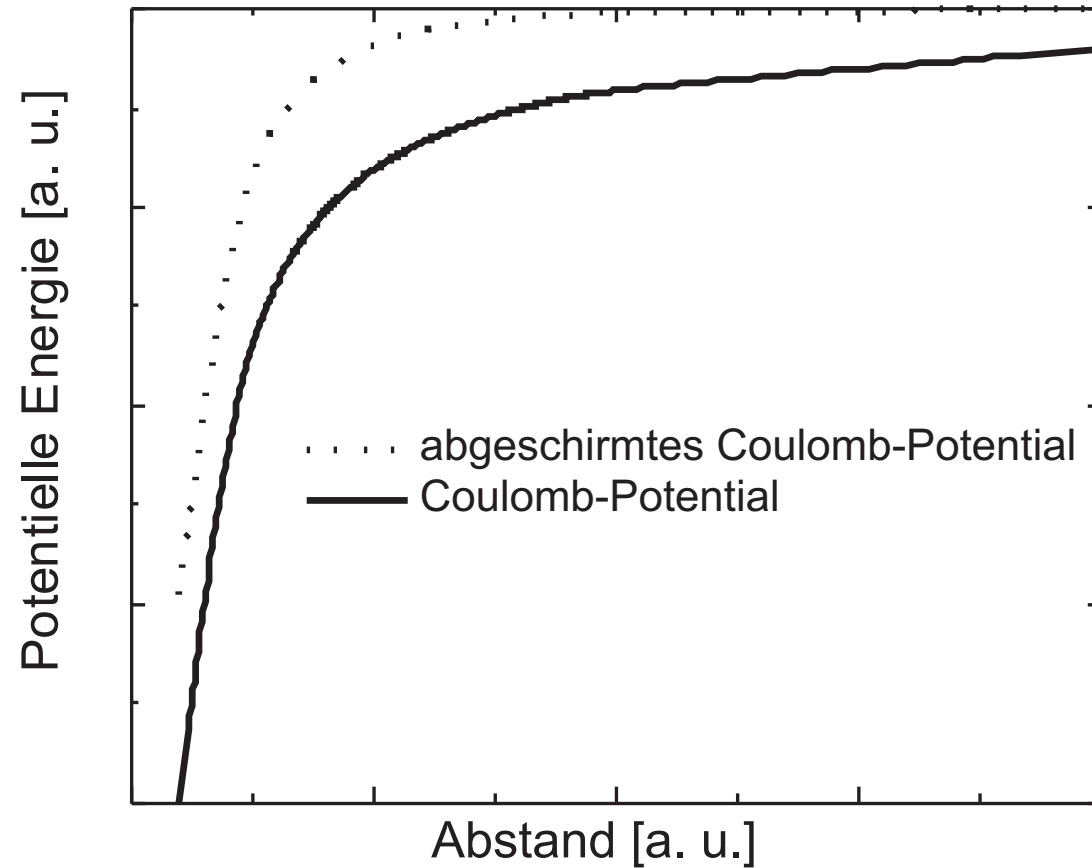
- Einsetzen in die Poisson-Gl. $-\frac{d^2 \Phi(r)}{dr^2} = \frac{n(r) e_0}{\epsilon \epsilon_0}$:

- $\frac{d^2 \Phi(r)}{dr^2} = \frac{e_0^2 n_0}{\epsilon \epsilon_0 k_B T} \Phi(r)$.

- $\Phi(r) = \Phi_0 \exp \left\{ -\frac{r}{d} \right\}$

- $d = \lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 k_B T}{n_0 e_0^2}}$.

Debye-Länge III



Das COULOMB-Feld $1/r$ wird durch die Bildung einer „Ionenwolke“ mit dem Abschirmradius λ_D abgeschirmt (λ_D ist auf Eins normiert).

Debye-Länge IV

- Langmuir: λ_D muß klein sein gegen die Dimensionen des Reaktors.

Debye-Länge IV

- Langmuir: λ_D muß klein sein gegen die Dimensionen des Reaktors.
- $N_e > 100$:

$$N = \frac{4\pi}{3} n_e \lambda_D^3 \propto \frac{T^{3/2}}{\sqrt{n_e}} \vee \lambda_D > n_e^{-1/3}.$$

Debye-Länge IV

- Langmuir: λ_D muß klein sein gegen die Dimensionen des Reaktors.
- $N_e > 100$:

$$N = \frac{4\pi}{3} n_e \lambda_D^3 \propto \frac{T^{3/2}}{\sqrt{n_e}} \vee \lambda_D > n_e^{-1/3}.$$

- Ladungsausgleich dauert maximal

$$\tau = \frac{\lambda_D}{\sqrt{\langle v^2 \rangle}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 m_e}{n_e e^2}}$$

Debye-Länge IV

- Langmuir: λ_D muß klein sein gegen die Dimensionen des Reaktors.
- $N_e > 100$:

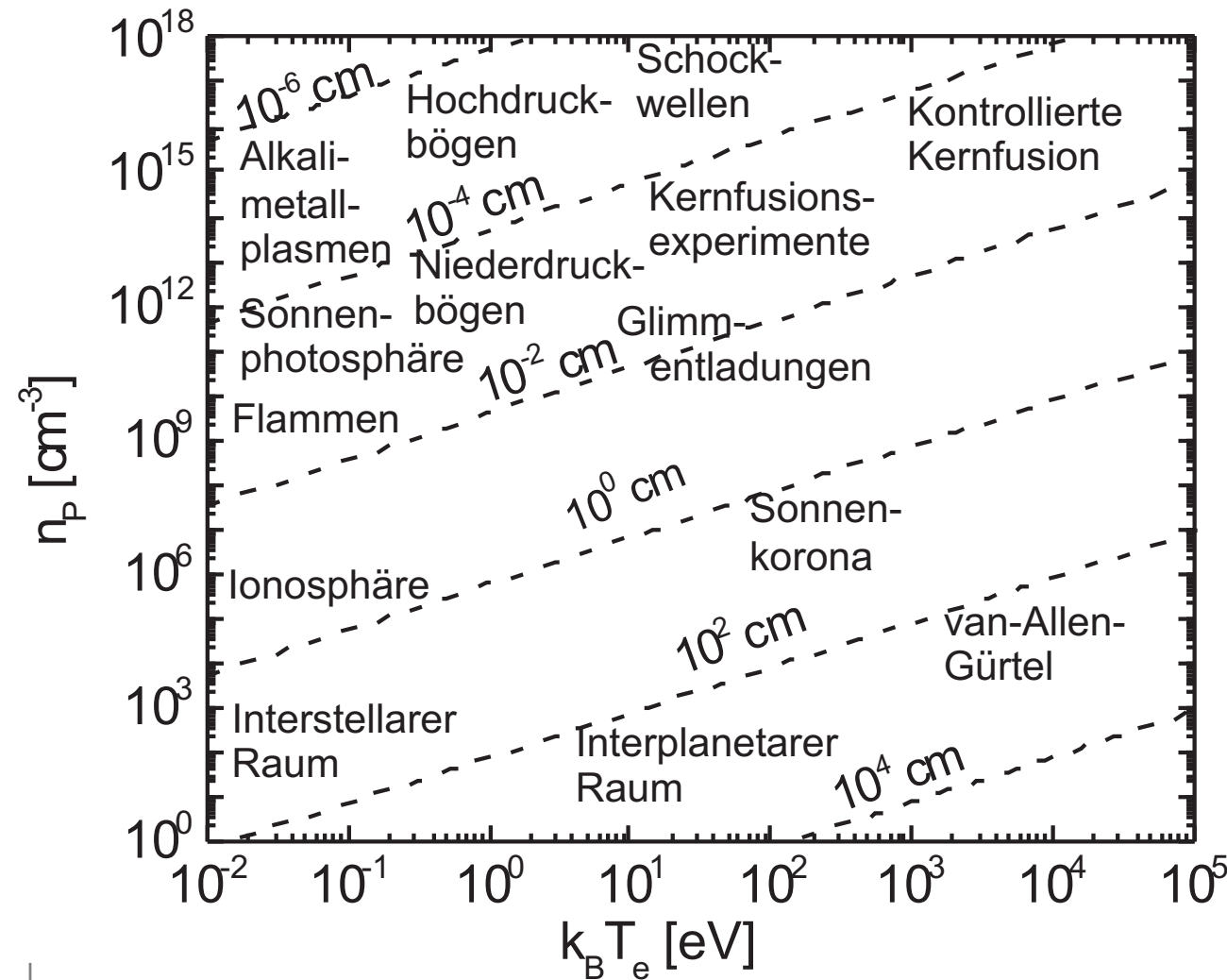
$$N = \frac{4\pi}{3} n_e \lambda_D^3 \propto \frac{T^{3/2}}{\sqrt{n_e}} \vee \lambda_D > n_e^{-1/3}.$$

- Ladungsausgleich dauert maximal

$$\tau = \frac{\lambda_D}{\sqrt{\langle v^2 \rangle}} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 m_e}{n_e e^2}}$$

- mit $\langle v^2 \rangle$ der mittleren quadratischen Geschwindigkeit:
 $\langle v^2 \rangle = \sqrt{3k_B T_e / m_e}$.

Debye-Länge λ_D



Elektronendichte in cm⁻³ für verschiedene Plasmen in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur in eV. Eingezeichnet sind die Debye-Längen.

Potentialverteilung im Plasma I

- Die Geschwindigkeiten von Ionen und Elektronen unterscheiden sich um mehr als 3 Größenordnungen:

$$j_e = \frac{1}{4} e_0 n_e \langle v_e \rangle = \frac{e_0 n_e}{4} \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}}$$

$$j_i = \frac{1}{4} e_0 n_i \langle v_i \rangle = e_0 n_e \sqrt{\frac{k_B T_i}{2\pi m_i}}$$

Potentialverteilung im Plasma I

- Die Geschwindigkeiten von Ionen und Elektronen unterscheiden sich um mehr als 3 Größenordnungen:

$$j_e = \frac{1}{4} e_0 n_e \langle v_e \rangle = \frac{e_0 n_e}{4} \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}}$$

$$j_i = \frac{1}{4} e_0 n_i \langle v_i \rangle = e_0 n_e \sqrt{\frac{k_B T_i}{2\pi m_i}}$$

- Das bedeutet für das Verhältnis der Stromdichten und der mittleren Geschwindigkeiten:

$$\frac{j_e}{j_i} = \frac{\langle v_e \rangle}{\langle v_i \rangle} = \sqrt{\frac{T_e}{T_i} \cdot \frac{m_i}{m_e}}$$

Potentialverteilung im Plasma II

- Deswegen lädt sich ein isoliertes Substrat unter Beschuß eines Plasmas auf Φ_f negativ auf, bis die mittleren Geschwindigkeiten der beiden Ladungsträgersorten gleich geworden sind:

$$\langle v_i \rangle = \langle v_e \rangle e^{-\frac{e_0}{k_B T_e} \Phi_f}$$

$$-\Phi_f = \frac{k_B T_e}{2e_0} \ln \sqrt{\frac{T_e}{T_i} \cdot \frac{m_i}{m_e}} \Rightarrow \Phi_f = \frac{k_B T_e}{2e_0} \ln \sqrt{\frac{T_i}{T_e} \cdot \frac{m_e}{m_i}} :$$

Potentialverteilung im Plasma II

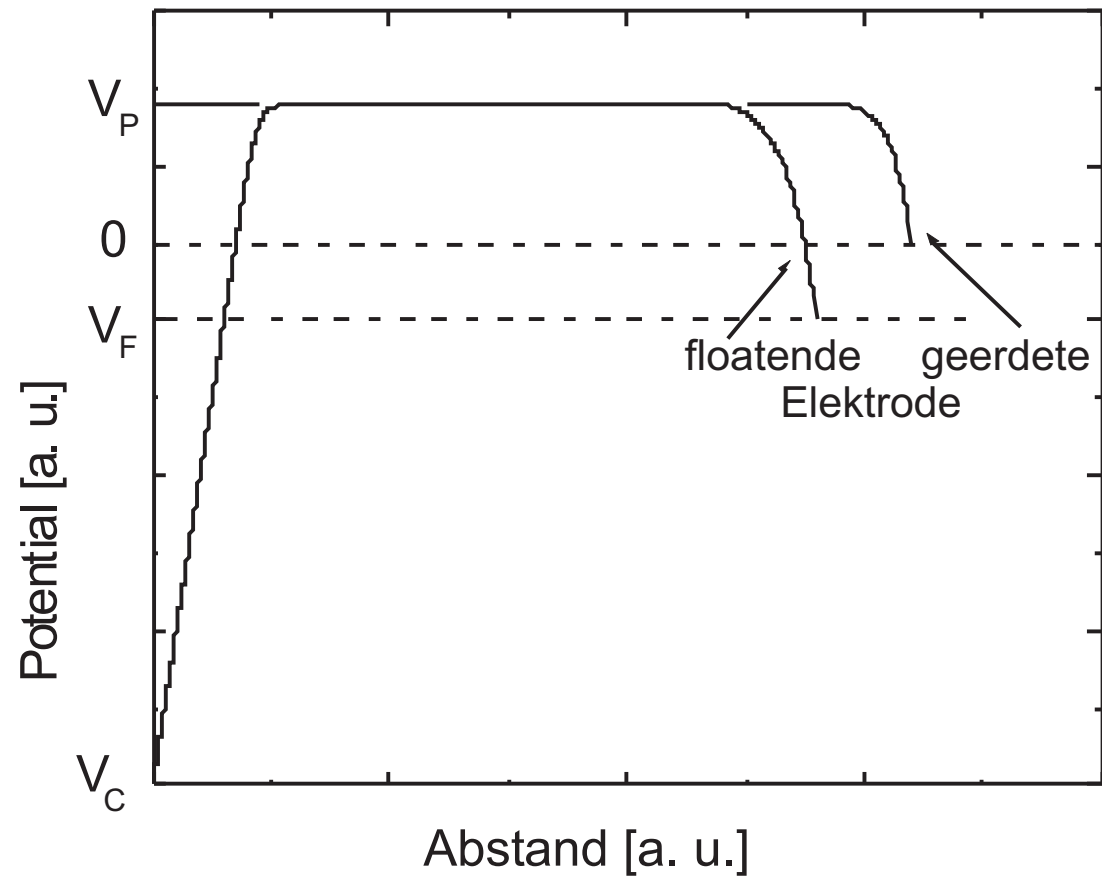
- Deswegen lädt sich ein isoliertes Substrat unter Beschuß eines Plasmas auf Φ_f negativ auf, bis die mittleren Geschwindigkeiten der beiden Ladungsträgersorten gleich geworden sind:

$$\langle v_i \rangle = \langle v_e \rangle e^{-\frac{e_0}{k_B T_e} \Phi_f}$$

$$-\Phi_f = \frac{k_B T_e}{2e_0} \ln \sqrt{\frac{T_e}{T_i} \cdot \frac{m_i}{m_e}} \Rightarrow \Phi_f = \frac{k_B T_e}{2e_0} \ln \sqrt{\frac{T_i}{T_e} \cdot \frac{m_e}{m_i}} :$$

- Φ_f ist immer negativ!

Potentialverteilung im Plasma III



Potentialverteilung einer Entladung, bei der die Gegenelektrode in die Negative Glühzone eintaucht.

Bohm-Geschwindigkeit I

- Am Plasmarand werden die Ionen auf höhere Geschwindigkeiten beschleunigt (ambipolare Diffusion), so daß die elektronische Komponente entlang des elektrischen Feldes erreicht wird:

$$\frac{1}{2} m_i v_B^2 = \frac{1}{3} \frac{3}{2} k_B T_e,$$

$$j_i = n_0 \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}},$$

$$v_B = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}}$$

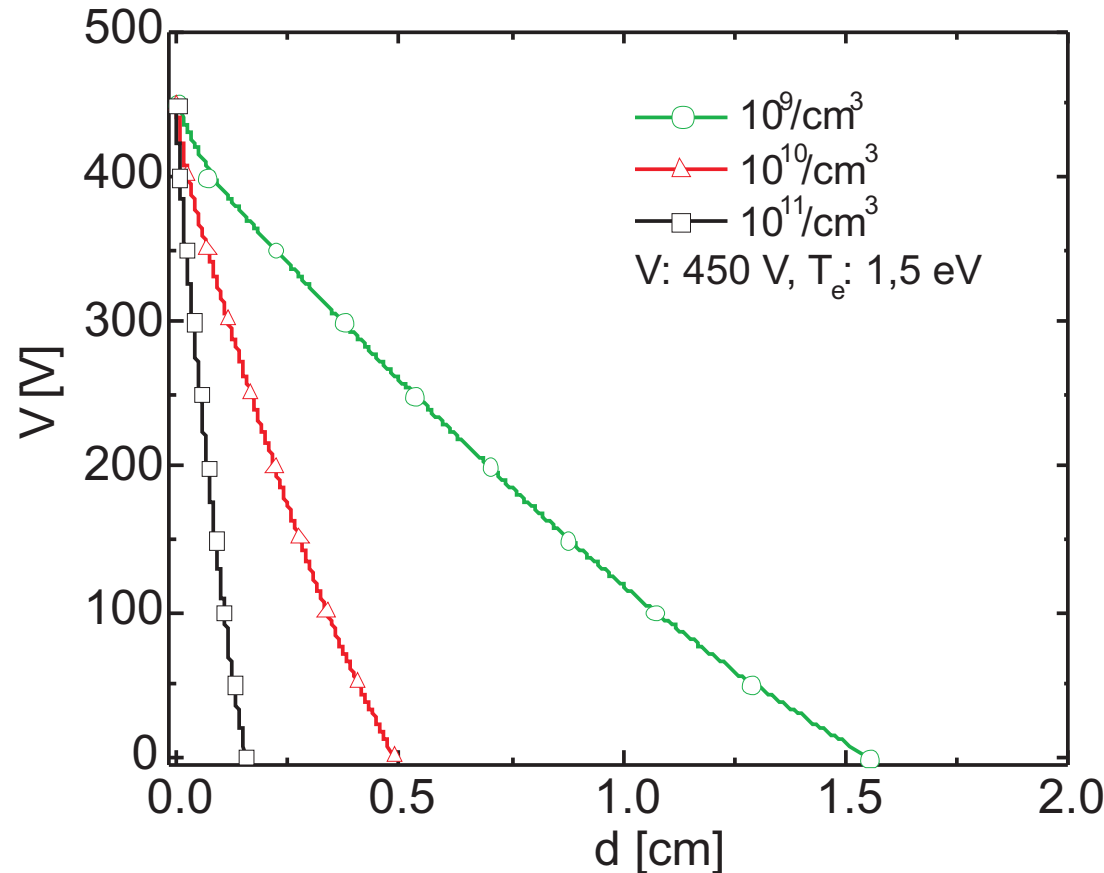
Bohm-Geschwindigkeit II

$$e_0 \Phi_B = \frac{1}{2} m_i v_B^2 \Rightarrow \Phi_B = \frac{1}{2} \frac{k_B T_e}{e_0}$$

- Auch daraus folgt, daß Φ_f immer negativ ist:

$$\Phi_f = \frac{k_B T_e}{2e_0} \ln \left(\frac{\pi m_e}{2m_i} \right).$$

Bohm-Geschwindigkeit III



Integrierte Randschicht-Gleichung für verschiedene Plasmadichten.

Elektronentemperatur: 1,5 eV,

Kathodenfall: 450 V; durchgezogene

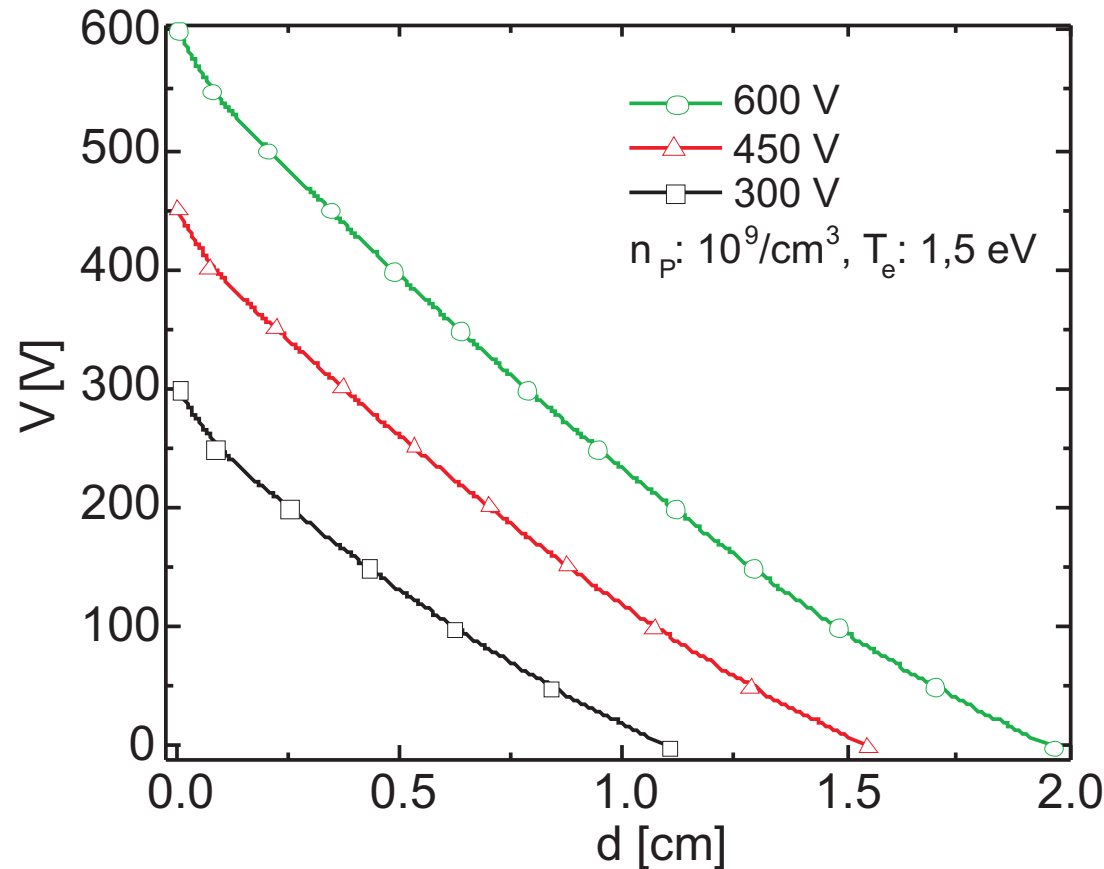
Kurve: 10^{11} , strich-punktierte Kurve: 10^{10} , punktierte Kurve: 10^9 cm^{-3} . Das

Potential ist Null für den Eintritt in das „Bulk“-Plasma, die Dicke der

Randschicht ist Null auf der Elektrode.

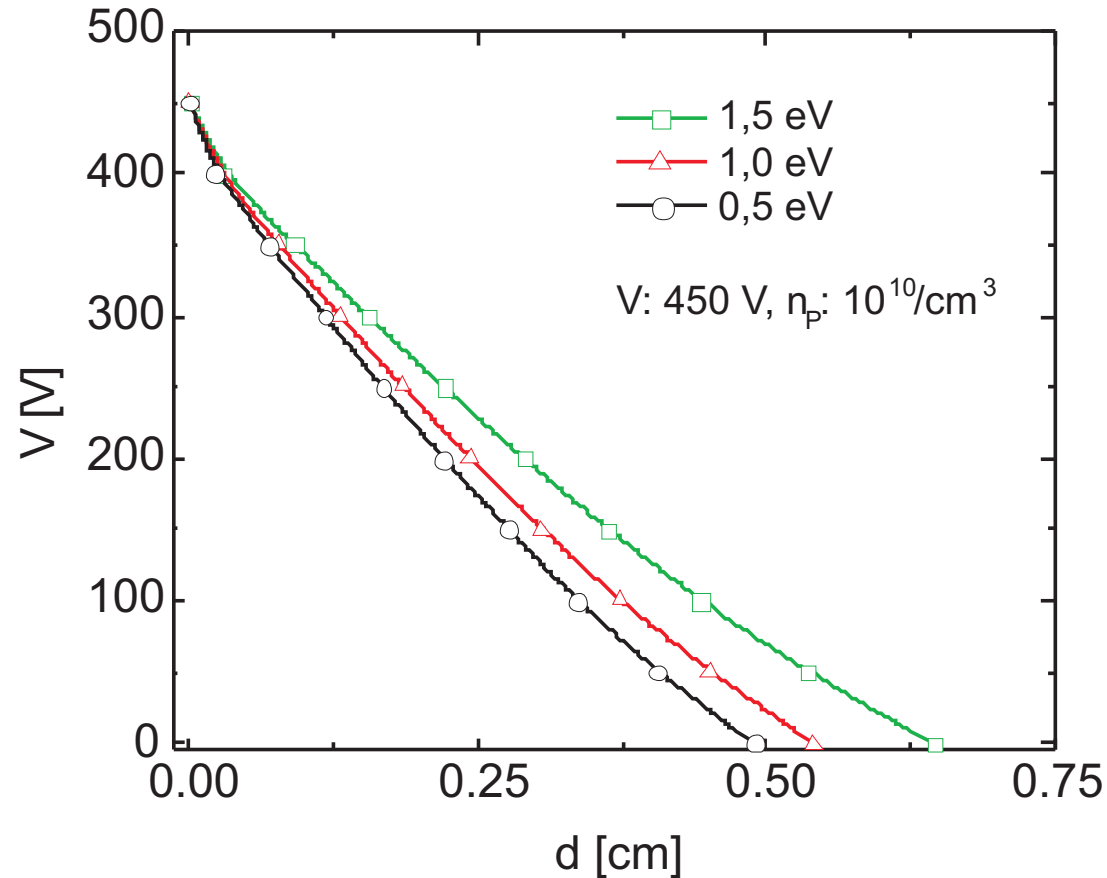
λ_D ist 288, 91 bzw. 29 μm .

Bohm-Geschwindigkeit IV



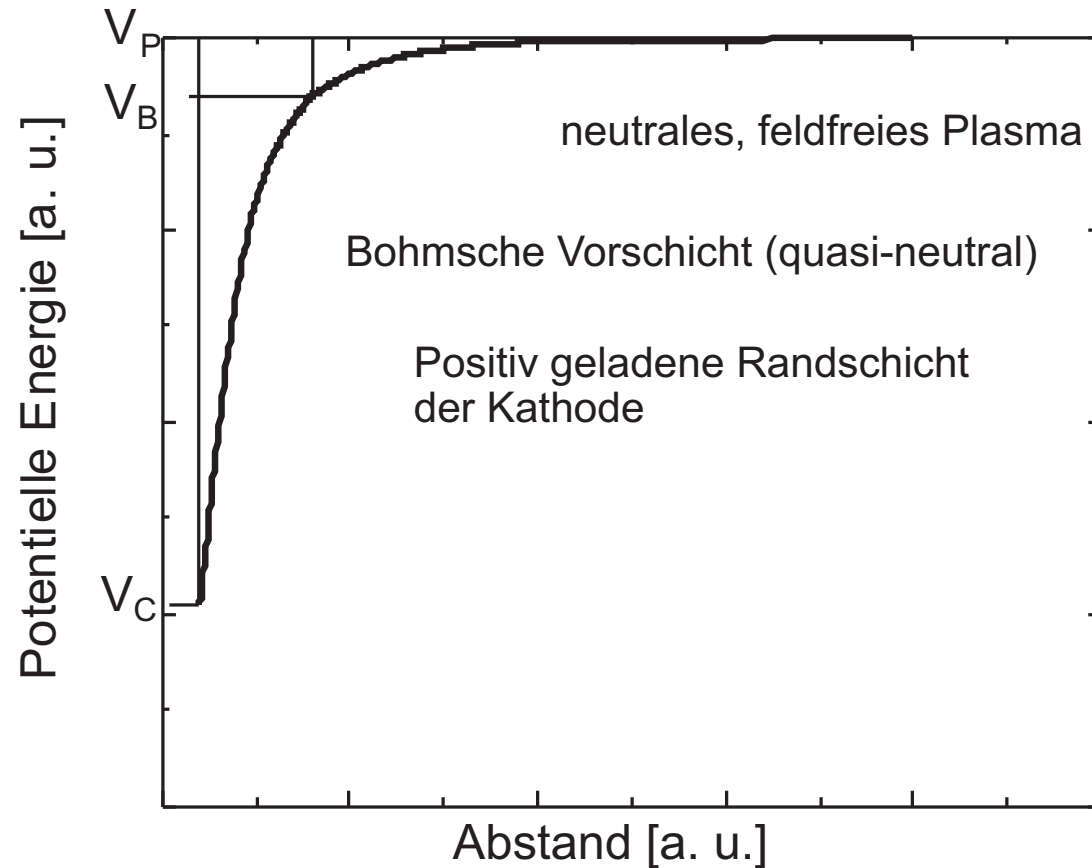
Integrierte Randschicht-Gleichung für verschiedene Kathodenfälle.
Elektronentemperatur: 1,5 eV,
Plasmadichte: 10^9 cm^{-3} . Das Potential ist Null für den Eintritt in das „Bulk“-Plasma, die Dicke der Randschicht ist Null auf der Elektrode.
 λ_D ist 288 μm .

Bohm-Geschwindigkeit V



Integrierte Randschicht-Gleichung für verschiedene Elektronentemperaturen. Plasmadichte: 10^{10}cm^{-3} , Kathodenfall: 450 V, durchgezogene Kurve: 0,5 eV; strichlierte Kurve: 1 eV; punktierte Kurve: 1,5 eV. Das Potential ist Null für den Eintritt in das „Bulk“-Plasma, die Dicke der Randschicht ist Null auf der Elektrode. λ_D ist 52,6, 74,4 bzw. 91,1 μm .

Bohm-Geschwindigkeit VI



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

Global Model I

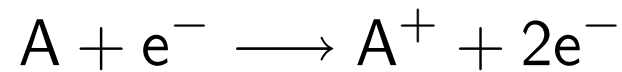
- Wie hoch ist die Plasmadichte?

Global Model I

- Wie hoch ist die Plasmadichte?
- Wie hoch ist die Ionisationsrate?

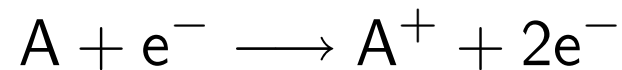
Global Model I

- Wie hoch ist die Plasmadichte?
- Wie hoch ist die Ionisationsrate?
- Einstufige Ionisation:



Global Model I

- Wie hoch ist die Plasmadichte?
- Wie hoch ist die Ionisationsrate?
- Einstufige Ionisation:

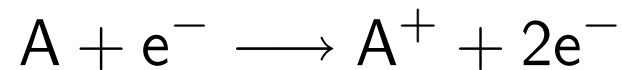


- schwache Ionisation:

$$n_i (= n_e) \ll n_0 \Rightarrow n_A = n_0 - n_e \approx n_0$$

Global Model I

- Wie hoch ist die Plasmadichte?
- Wie hoch ist die Ionisationsrate?
- Einstufige Ionisation:



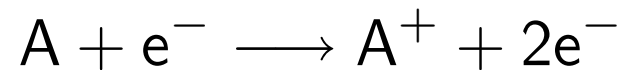
- schwache Ionisation:

$$n_i (= n_e) \ll n_0 \Rightarrow n_A = n_0 - n_e \approx n_0$$

- Massenwirkungsgesetz

Global Model I

- Wie hoch ist die Plasmadichte?
- Wie hoch ist die Ionisationsrate?
- Einstufige Ionisation:



- schwache Ionisation:

$$n_i (= n_e) \ll n_0 \Rightarrow n_A = n_0 - n_e \approx n_0$$

- Massenwirkungsgesetz
- Verluste nur durch Diffusion

Global Model II. Gewinn

● Bimolekulare Reaktion

$$\frac{n_i n_e^2}{n_0 n_e} = \exp \left\{ -\frac{\varepsilon_{\text{ion}}}{k_B T_e} \right\}$$

$$n_e = \sqrt{n_0} \exp \left\{ -\frac{\varepsilon_{\text{ion}}}{2k_B T_e} \right\}.$$

Global Model II. Gewinn

- Bimolekulare Reaktion

$$\frac{n_i n_e^2}{n_0 n_e} = \exp \left\{ -\frac{\varepsilon_{\text{ion}}}{k_B T_e} \right\}$$

$$n_e = \sqrt{n_0} \exp \left\{ -\frac{\varepsilon_{\text{ion}}}{2k_B T_e} \right\}.$$

- Vereinfachte Saha-Gleichung. Ionenbildungsrate:

$$\frac{\partial n_{A^+}}{\partial t} = k_{\text{ion}} n_e n_A.$$

Global Model III. Gewinn

- Die Rate der Ionenbildung hängt linear von der Elektronendichte und dem Ratenkoeffizienten k_{ion} ab; dieser ist wiederum eine reine Funktion der Elektronentemperatur T_e . In einem zylindrischen Volumen von $\pi r^2 L$ ist dann die Bildungsrate der Ionen

$$\frac{\partial N_{A^+}}{\partial t} = k_{\text{ion}} n_e n_A \pi r^2 L.$$

Global Model IV. Verlust

- Der Ladungsträgerverlust in diesem Zylinder ist

$$-\frac{\partial N_{A+}}{\partial t} = n_{A+} v_B (2\pi r^2 + 2\pi rL),$$

Global Model IV. Verlust

- Der Ladungsträgerverlust in diesem Zylinder ist

$$-\frac{\partial N_{A+}}{\partial t} = n_{A+} v_B (2\pi r^2 + 2\pi rL),$$

- und der Ratenkoeffizient ist dann etwa

$$k_{\text{ion}} = \frac{v_B}{n_A} O_{\text{p,spec}}.$$

$$O_{\text{p,spec}} = \frac{2(r + L)}{rL}.$$

Global Model IV. Verlust

- Der Ladungsträgerverlust in diesem Zylinder ist

$$-\frac{\partial N_{A^+}}{\partial t} = n_{A^+} v_B (2\pi r^2 + 2\pi rL),$$

- und der Ratenkoeffizient ist dann etwa

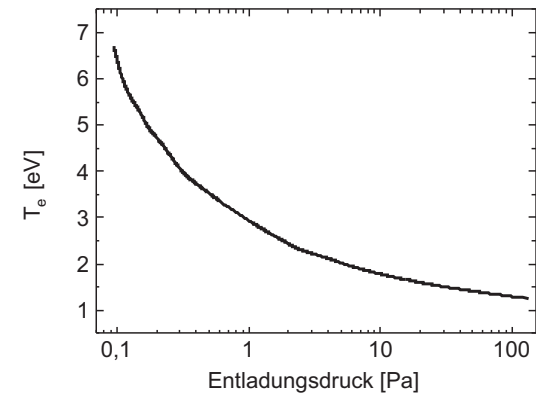
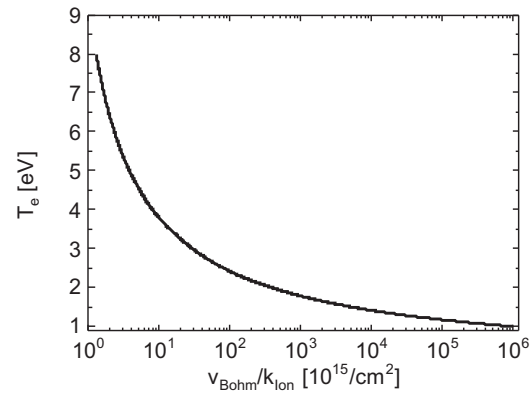
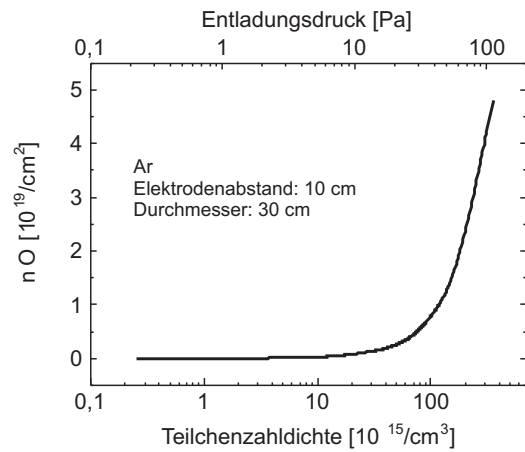
$$k_{\text{ion}} = \frac{v_B}{n_A} O_{\text{p,spec}}.$$

$$O_{\text{p,spec}} = \frac{2(r + L)}{rL}.$$

- Der Ratenkoeffizient hängt aber auch vom Streuquerschnitt der Ionisation ab:

$$k_{\text{ion}} = \sigma_{\text{ion}} \langle v_e \rangle .$$

Global Model V



T_e steigt mit sinkendem Druck, mit kleinerem Volumen des Reaktors und bei Vergrößerung der Begrenzungsflächen.

Global Model VI. Plasmadichte

- Mit dem OHMschen Gesetz wird

$$dP_{\text{abs}} = j_s E d^3x \quad \vee \quad dP_{\text{abs}} = \sigma E^2 d^2x dx$$

$$j_s \approx e_0 \frac{N_{A^+}}{V} v_B$$

$$dP_{\text{abs}} = e_0 N_{A^+} v_B E \frac{d^2x}{V} dx$$

$$N_{A^+} \propto \frac{dP_{\text{abs}}}{v_B O_{p,\text{spec}} E dx}$$

Streuquerschnitte

 **Elektronen**

Streuquerschnitte

- **Elektronen**
- Streuquerschnitt der elastischen Streuung mit schweren Teilchen

Streuquerschnitte

- **Elektronen**
- Streuquerschnitt der elastischen Streuung mit schweren Teilchen
- Streuquerschnitt der unelastischen Streuung mit schweren Teilchen

Streuquerschnitte

- **Elektronen**
- Streuquerschnitt der elastischen Streuung mit schweren Teilchen
- Streuquerschnitt der unelastischen Streuung mit schweren Teilchen
- Vollständiger Streuquerschnitt

Streuquerschnitte

- **Elektronen**
- Streuquerschnitt der elastischen Streuung mit schweren Teilchen
- Streuquerschnitt der unelastischen Streuung mit schweren Teilchen
- Vollständiger Streuquerschnitt
- **Schwere Teilchen**

Streuquerschnitte

- **Elektronen**
- Streuquerschnitt der elastischen Streuung mit schweren Teilchen
- Streuquerschnitt der unelastischen Streuung mit schweren Teilchen
- Vollständiger Streuquerschnitt
- **Schwere Teilchen**
- Streuquerschnitt der elastischen Streuung

Streuquerschnitte

- **Elektronen**

- Streuquerschnitt der elastischen Streuung mit schweren Teilchen

- Streuquerschnitt der unelastischen Streuung mit schweren Teilchen

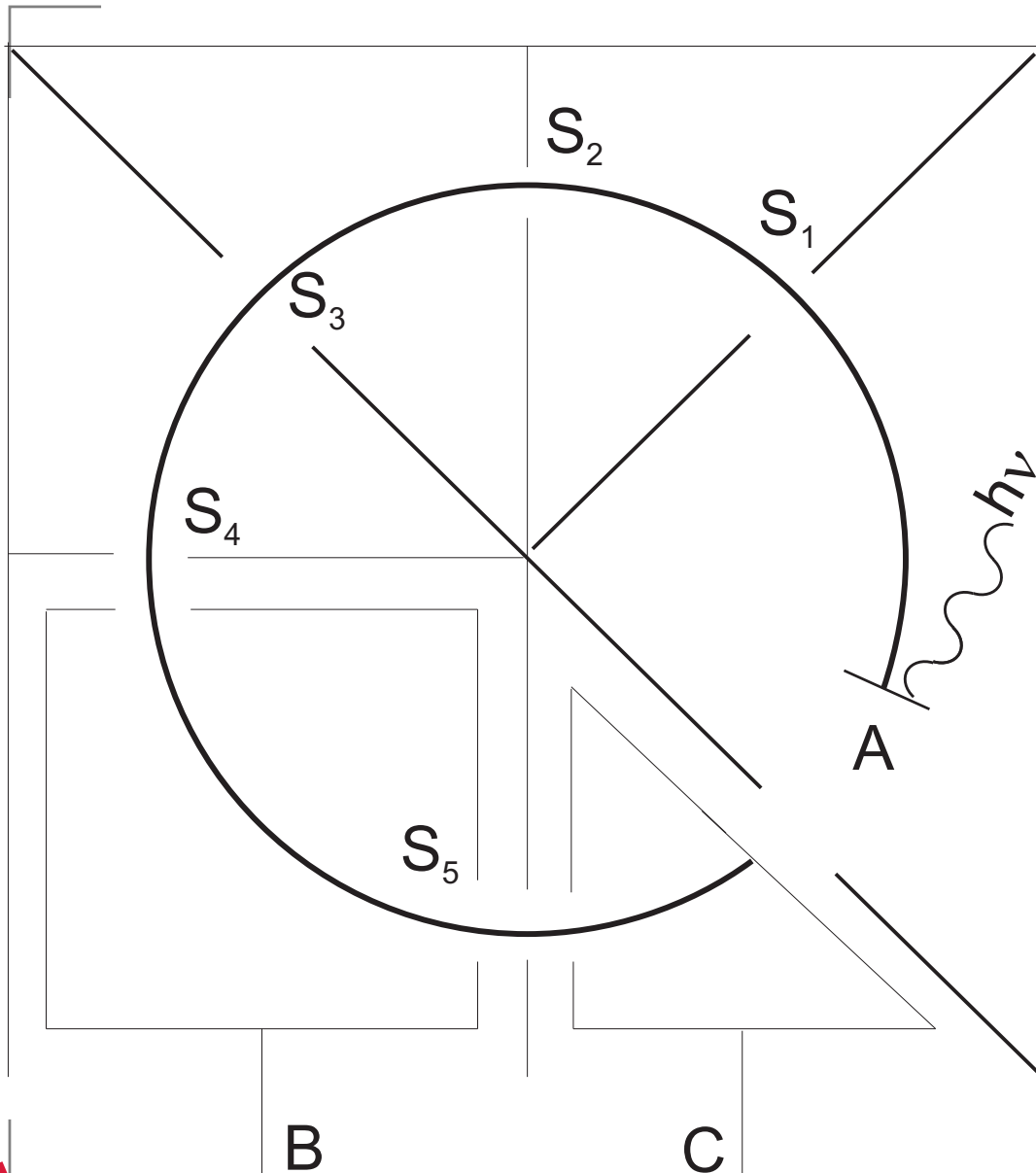
- Vollständiger Streuquerschnitt

- **Schwere Teilchen**

- Streuquerschnitt der elastischen Streuung

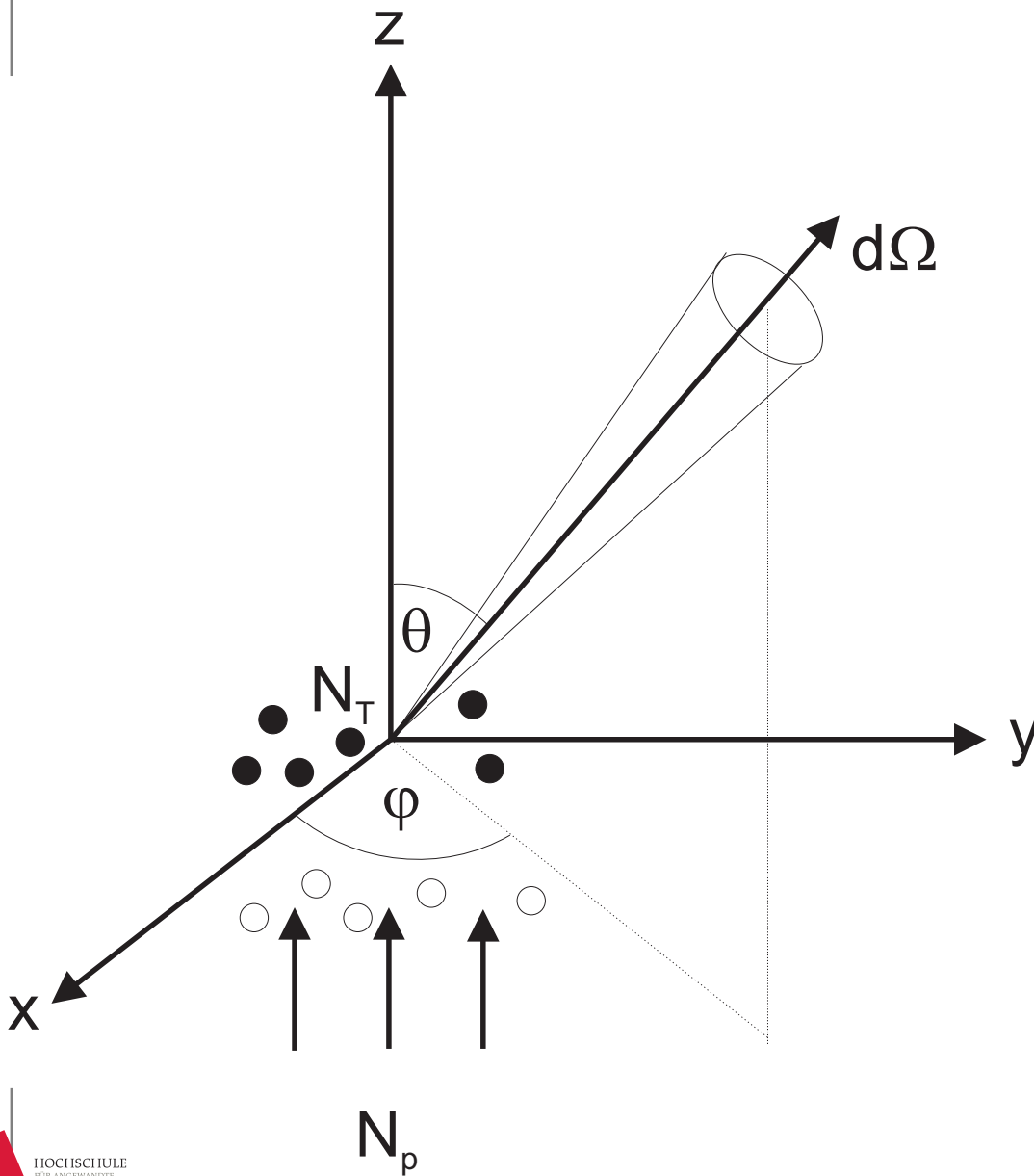
- Streuquerschnitt der unelastischen Streuung

Totaler Streuquerschnitt I



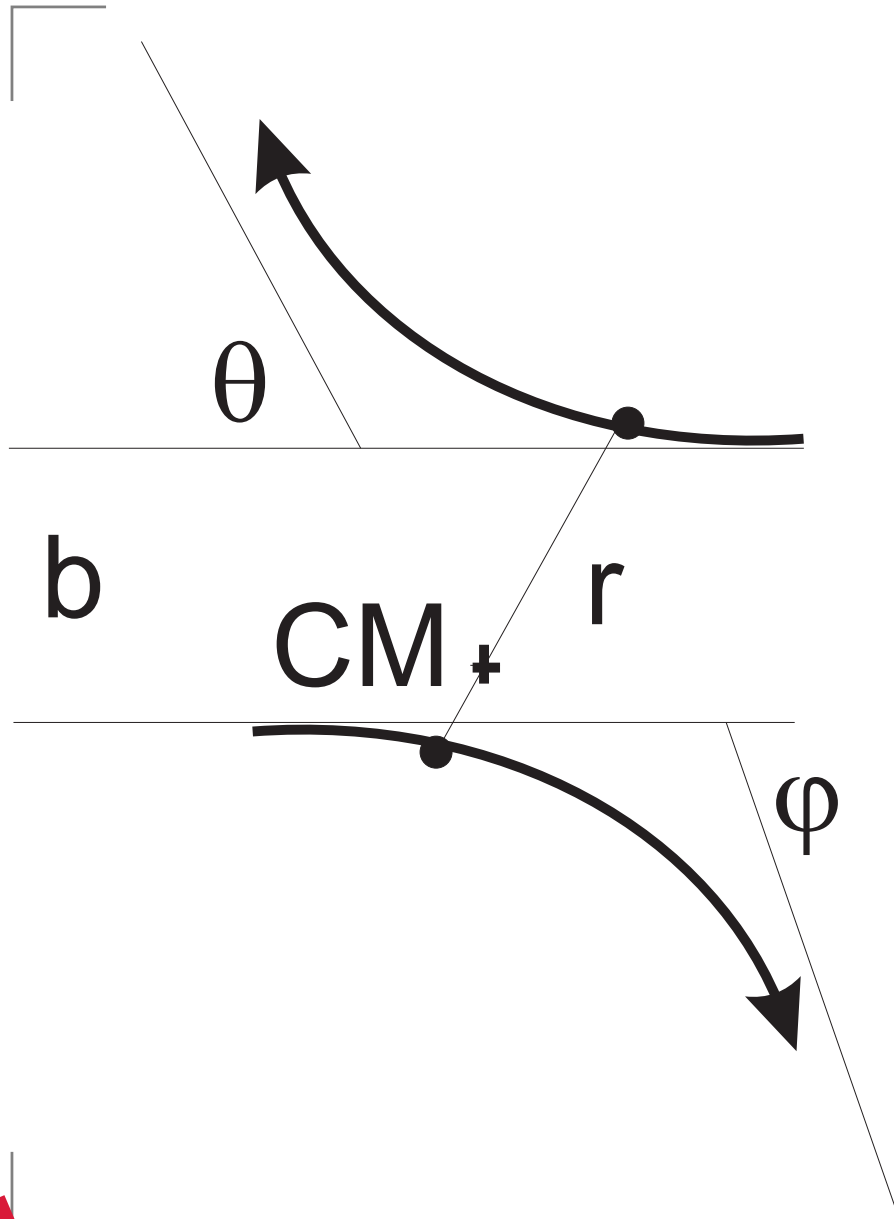
RAMSAUERS Apparat zur Messung des vollständigen Streuquerschnitts nach Burhop. Aus ZnS ausgelöste Elektronen wurden in einem senkrecht zur Zeichenebene stehenden Magnetfeld radial beschleunigt, die durch die Schlitze S_1 bis S_5 definiert sind. Sie müßten in den Faraday-Käfigen B und C gezählt werden, wenn sie nicht vorher weggestreut würden.

Totaler Streuquerschnitt II



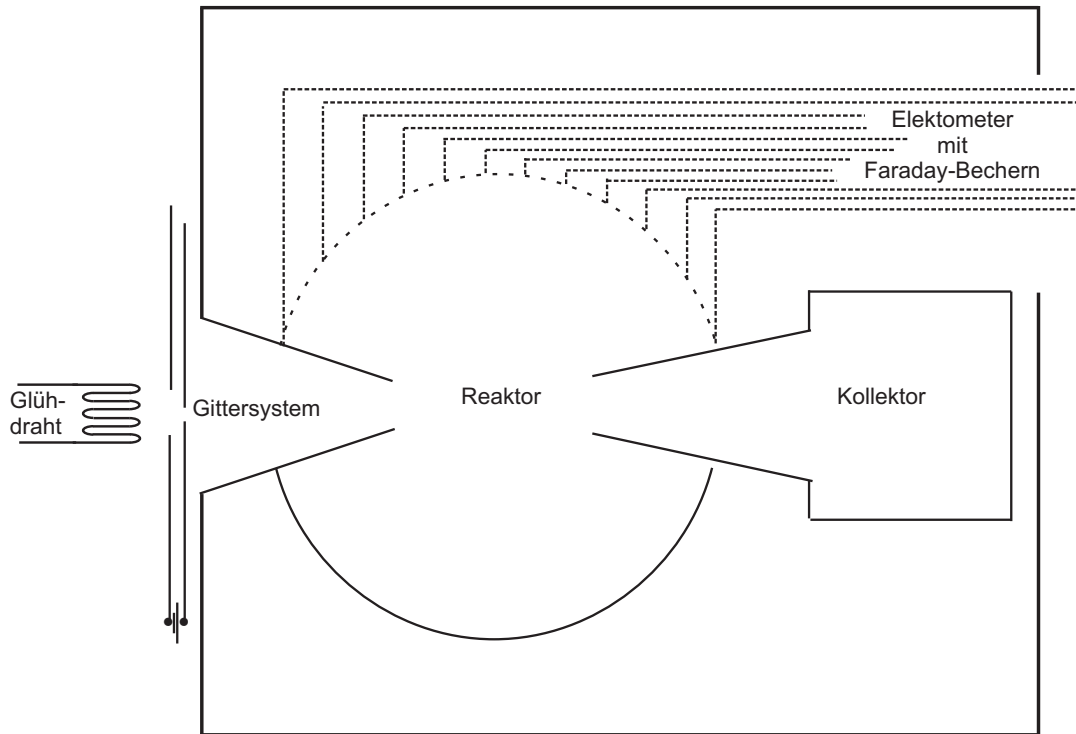
Definition des differentiellen
Streuquerschnitts

Totaler Streuquerschnitt III



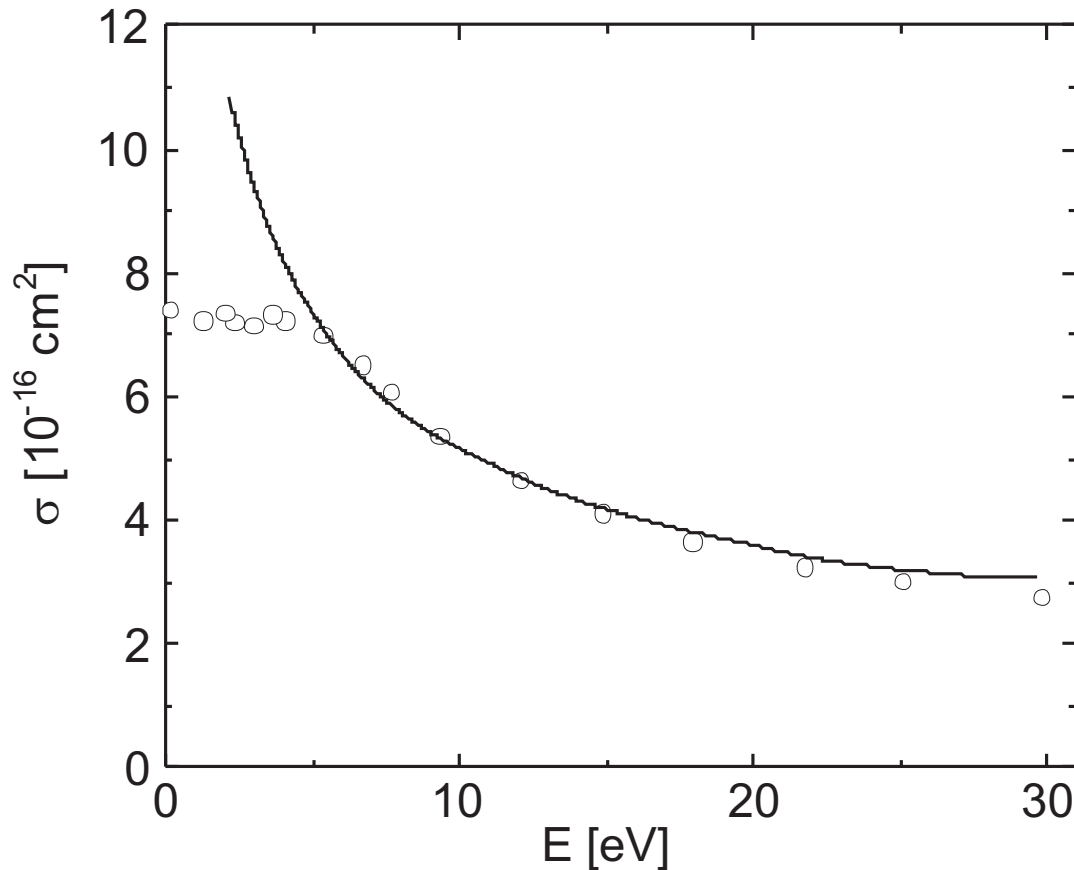
Stoß zwischen zwei Kugeln.
 b : Streuparameter, θ , φ :
Streuwinkel, CM:
Massenzentrum.

Totaler Streuquerschnitt IV



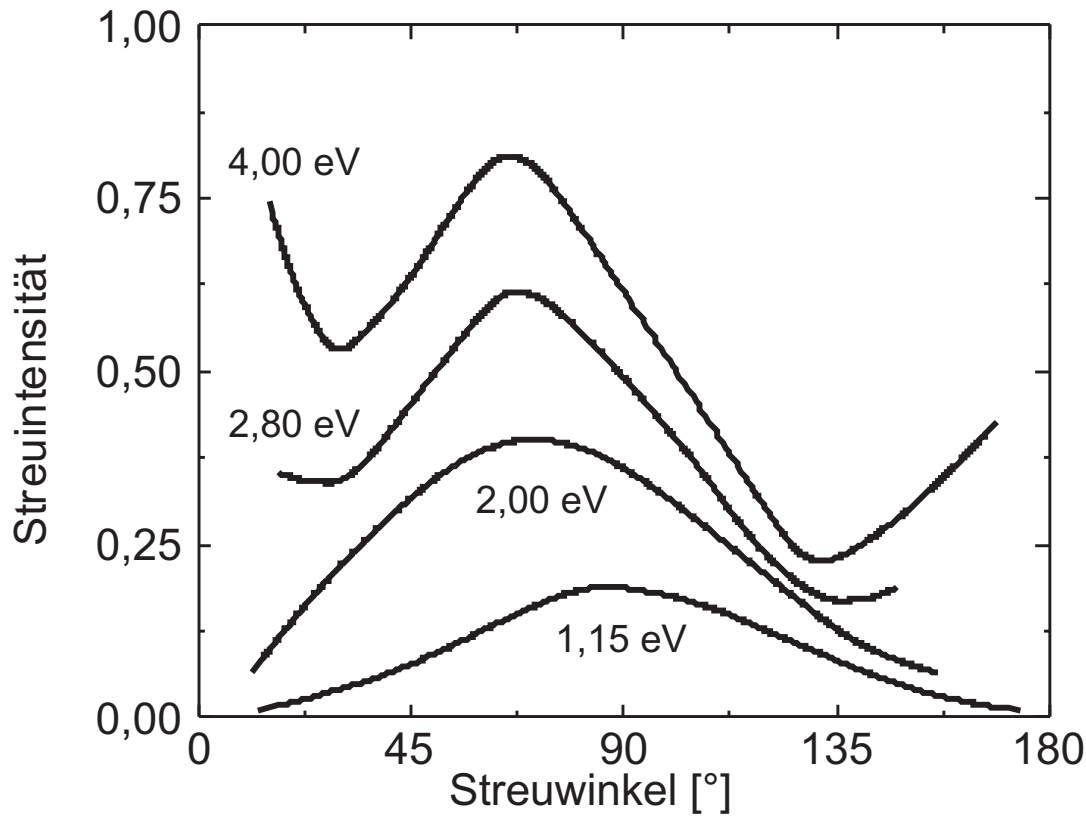
Skizze des Apparats von RAMSAUER und KOLLATH zur Bestimmung der Winkelabhängigkeit des Stoßquerschnitts für elastische Streuung von Elektronen nach BROWN. Aus dem winkelgewichteten Streuquerschnitt ergibt sich dann der Streuquerschnitt für den Impulsaustausch.

Totaler Streuquerschnitt σ



Experimentelle und berechnete
Streuquerschnitte des elastischen
Stoßes von Elektronen in Helium als
Funktion der Elektronenenergie nach
BROWN.

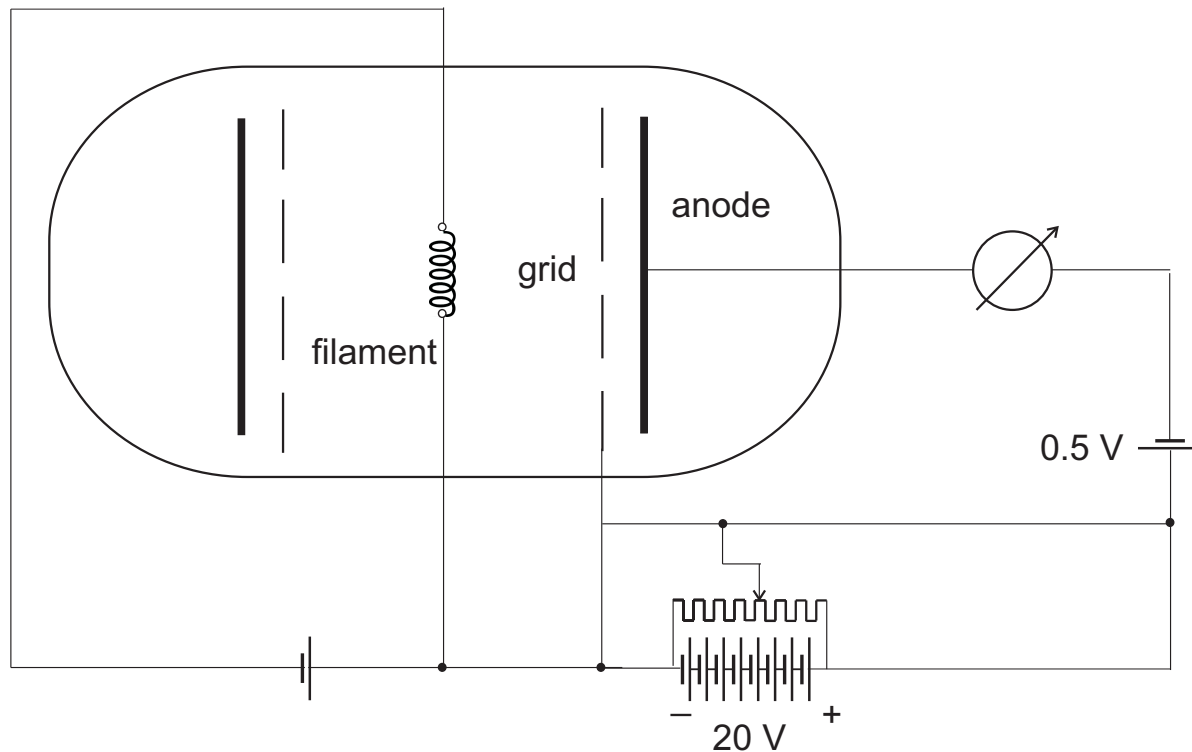
Differentieller Streuquerschnitt I



Streuung von Elektronen an Ar-Atomrümpfen nach BROWN.

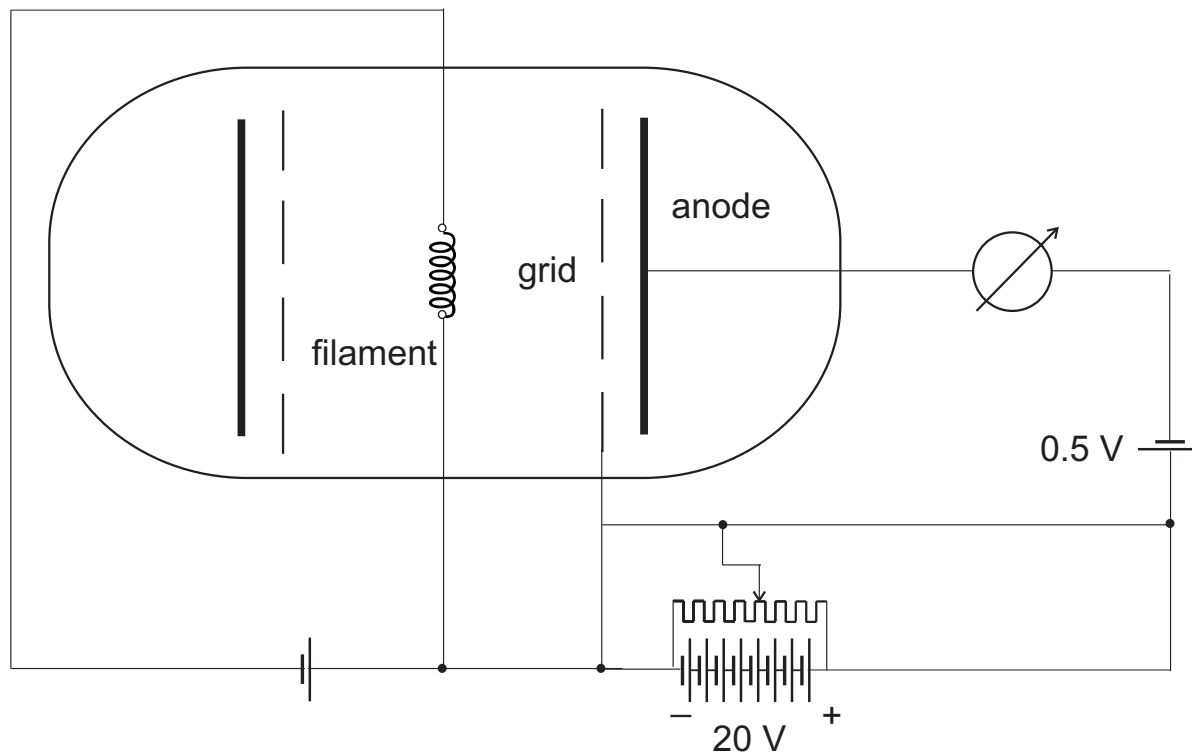
Franck-Hertz-Versuch I

- Anregung von Hg-Atomen durch Elektronenstoß



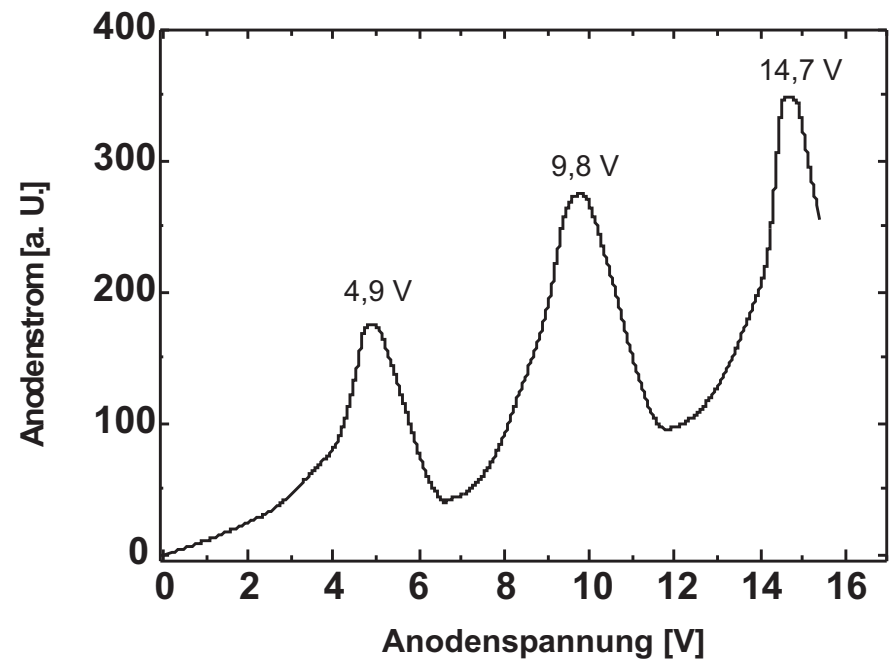
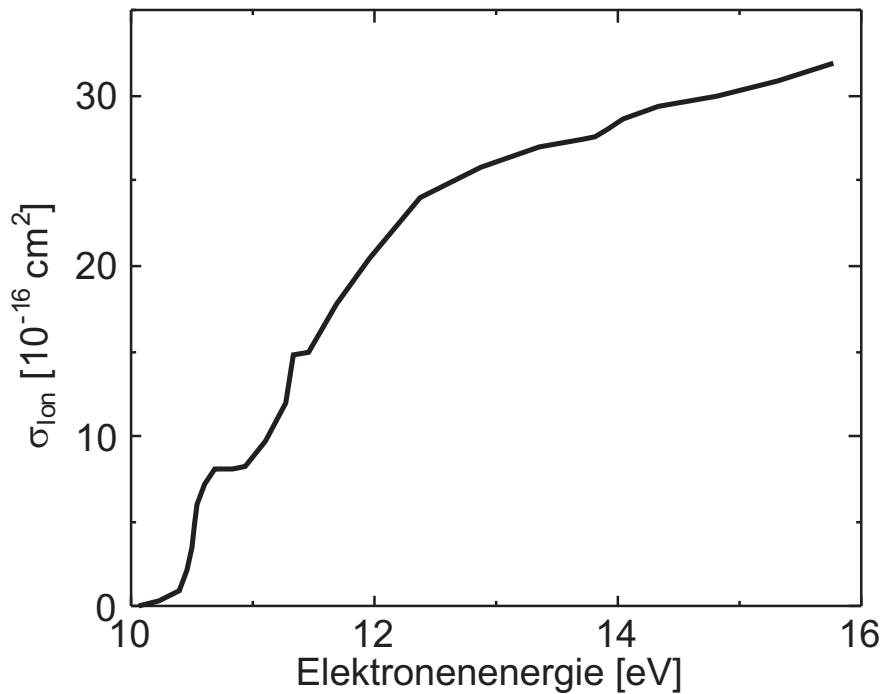
Franck-Hertz-Versuch I

- Anregung von Hg-Atomen durch Elektronenstoß
- Röhre mit Hg-Dampf, Elektronen werden thermisch emittiert und durch die Gitterspannung beschleunigt.



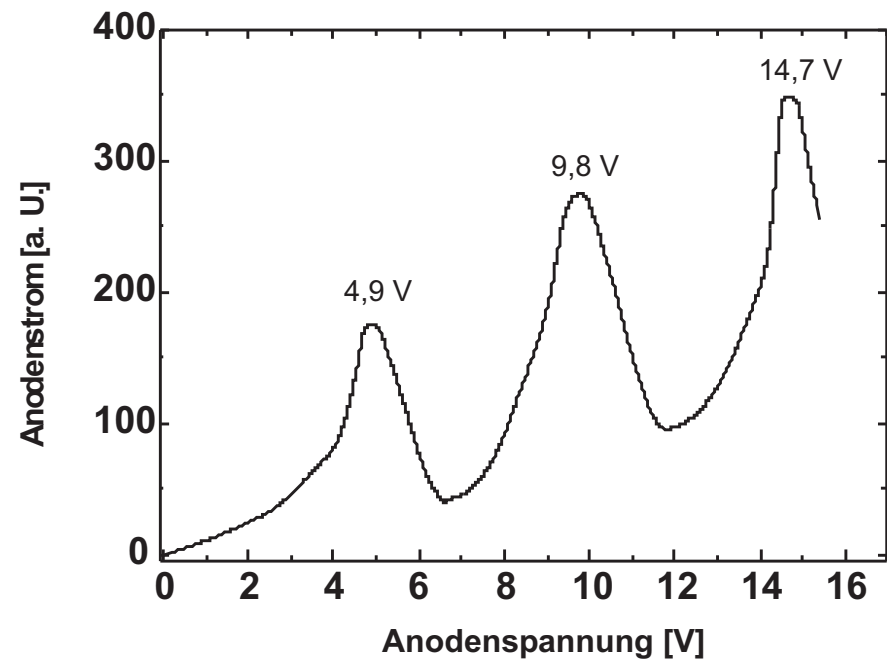
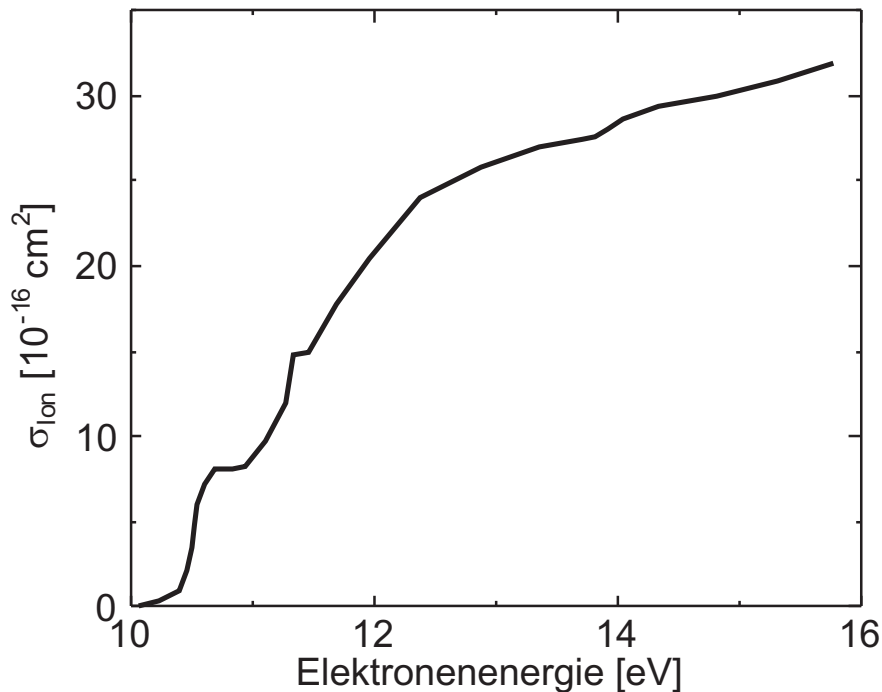
Franck-Hertz-Versuch II

- Anregung von Hg-Atomen durch Elektronenstoß



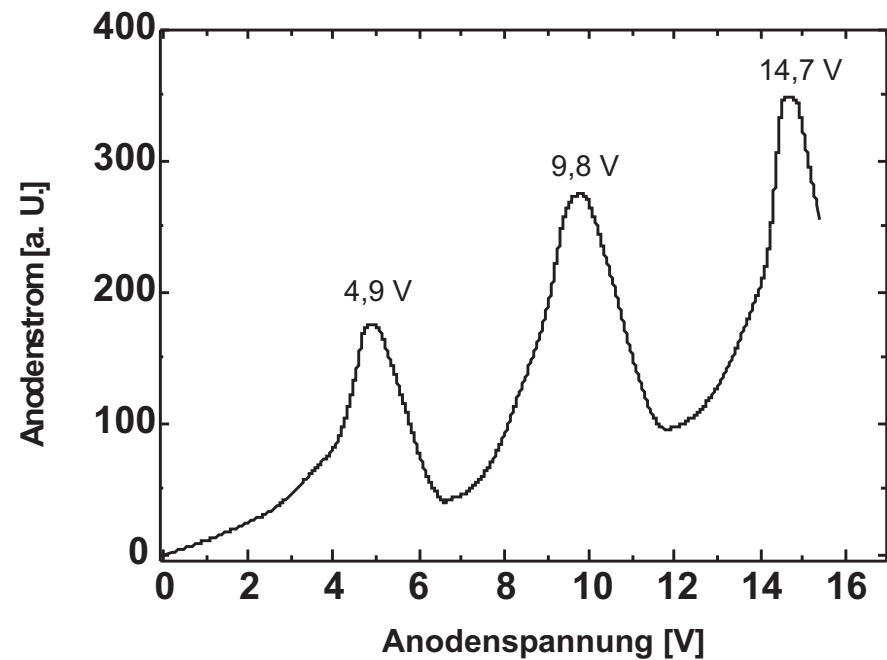
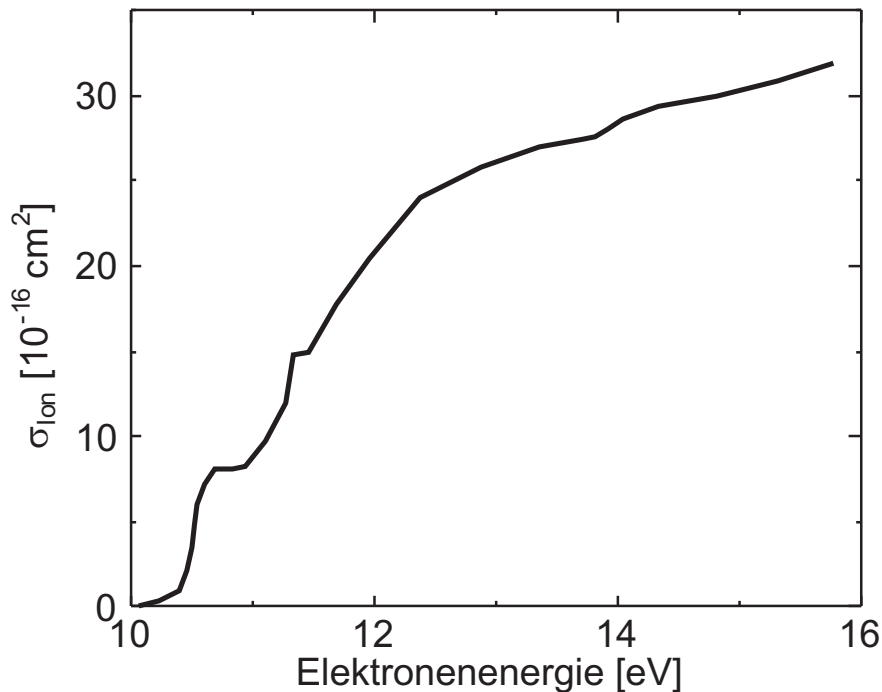
Franck-Hertz-Versuch II

- Anregung von Hg-Atomen durch Elektronenstoß
- 1. Ionisierungspotential bei 4,9 eV.

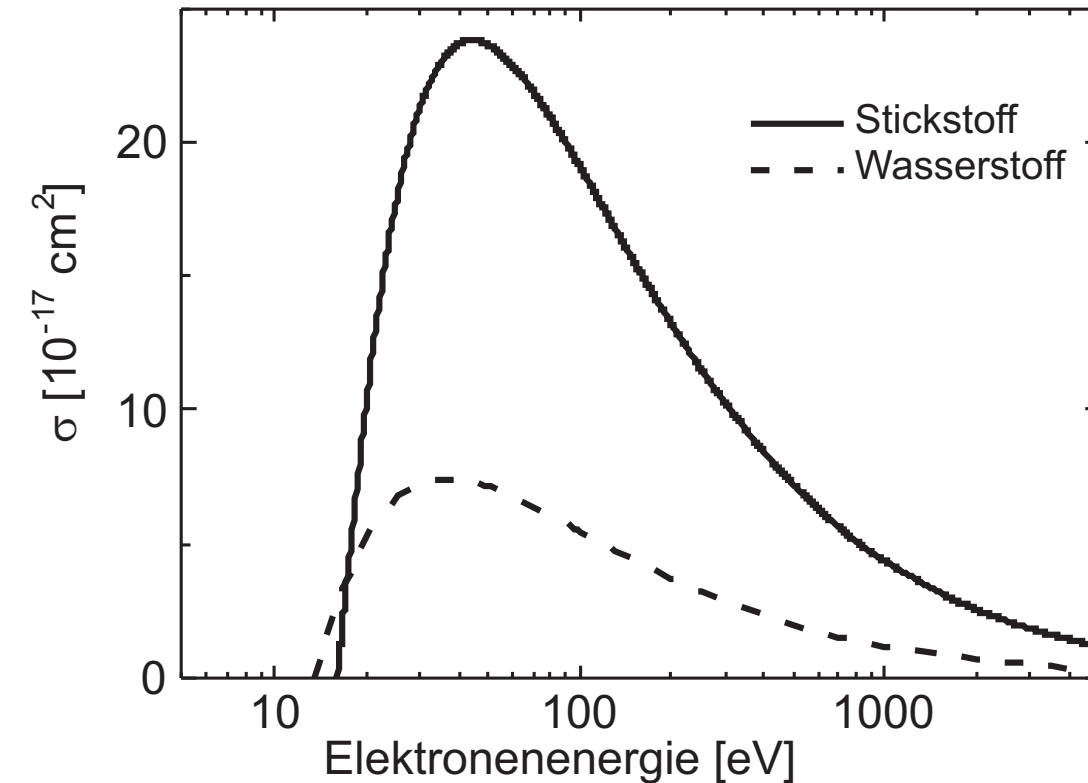


Franck-Hertz-Versuch II

- Anregung von Hg-Atomen durch Elektronenstoß
- 1. Ionisierungspotential bei 4,9 eV.
- multiples Auftreten alle 4,9 eV.

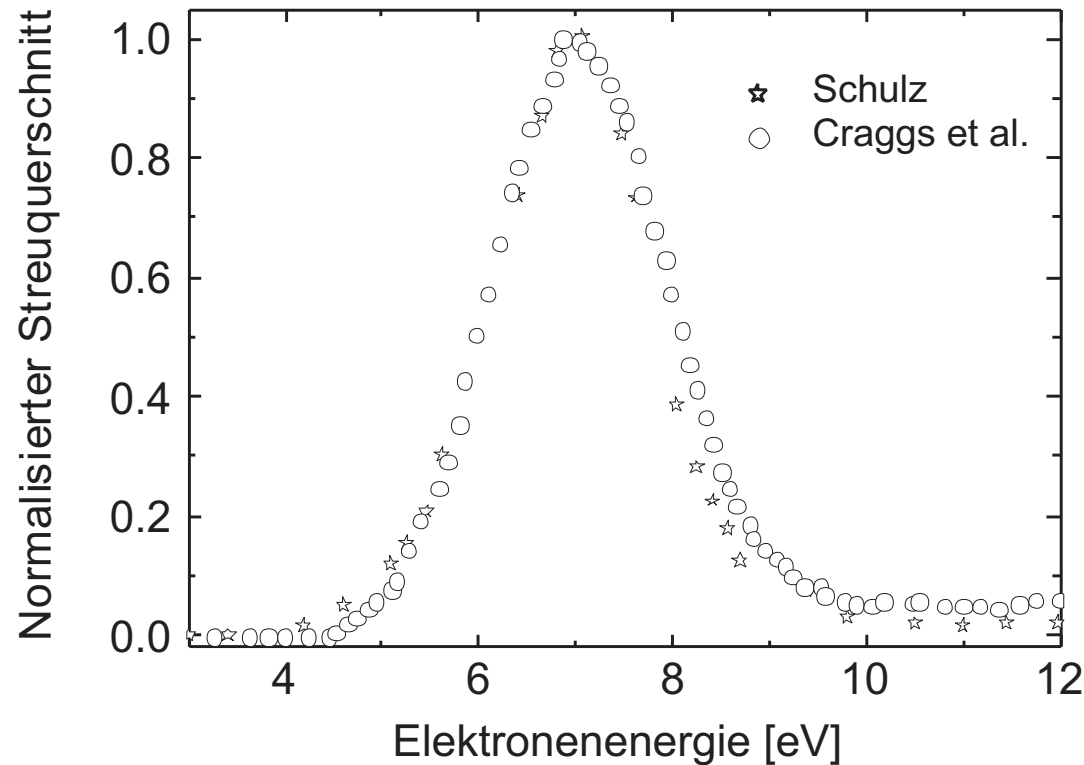


Unelastischer Streuquerschnitt I



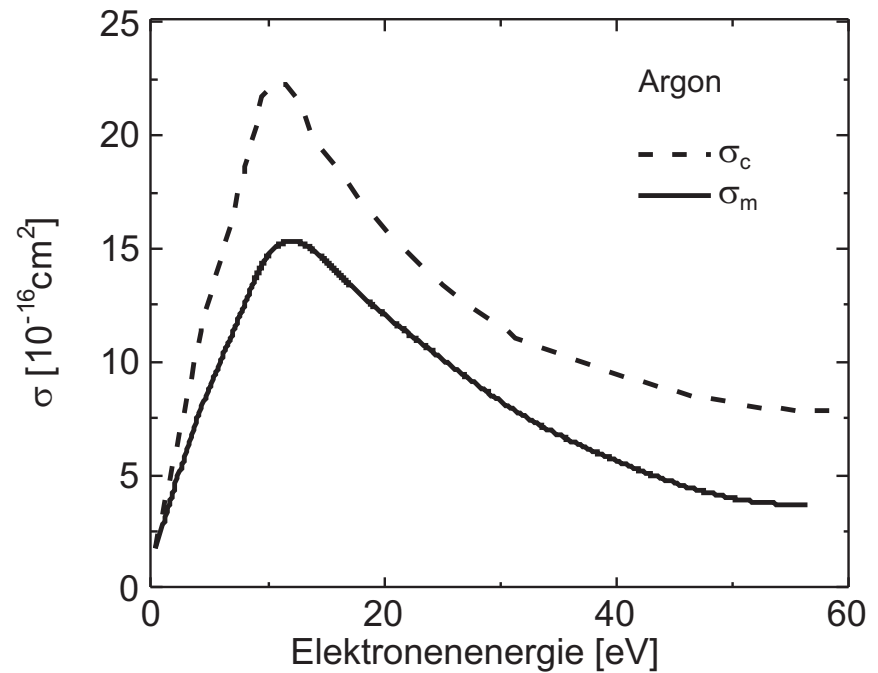
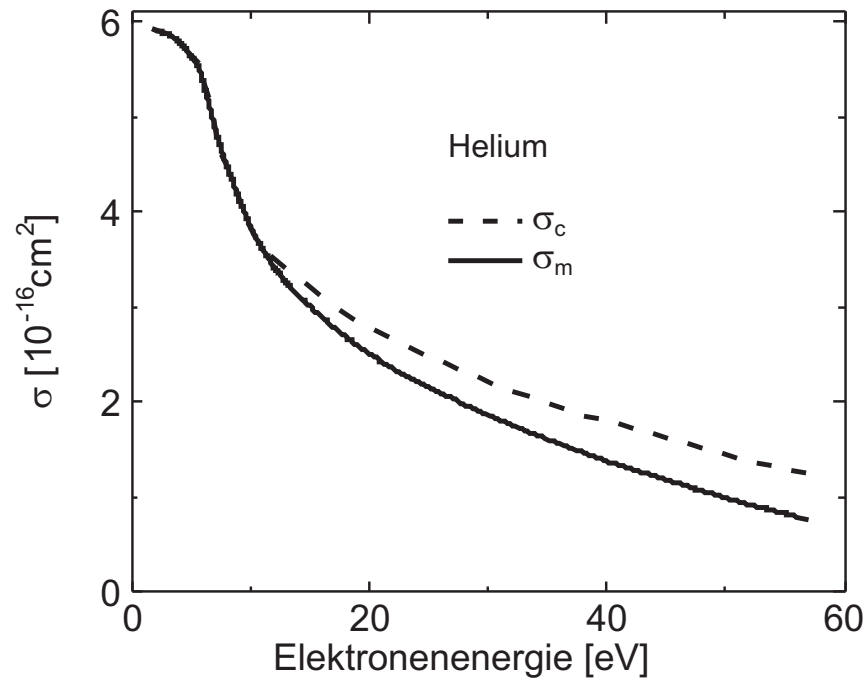
Typische Abhängigkeit des unelastischen Streuquerschnittes von der Energie für den Stoß zwischen Elektronen und Molekeln.

Unelastischer Streuquerschnitt II



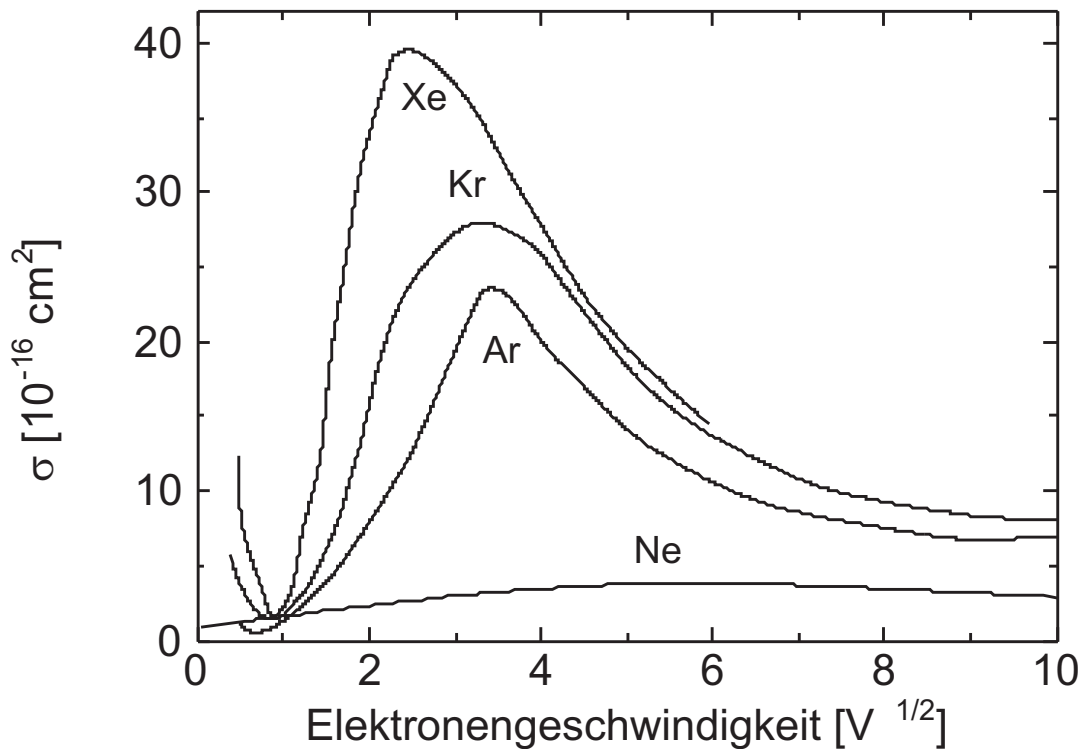
Normalisierter Streuquerschnitt des Elektroneneinfangs und Bildung von O^- -Ionen. Die offenen Kreise stammen von SCHULZ, die vollen Kreise von CRAGGS et al. Das Maximum (SCHULZ) liegt bei 1,25 Mbarn und 6,7 eV (nach MCDANIEL 8).

Totale Streuquerschnitte I



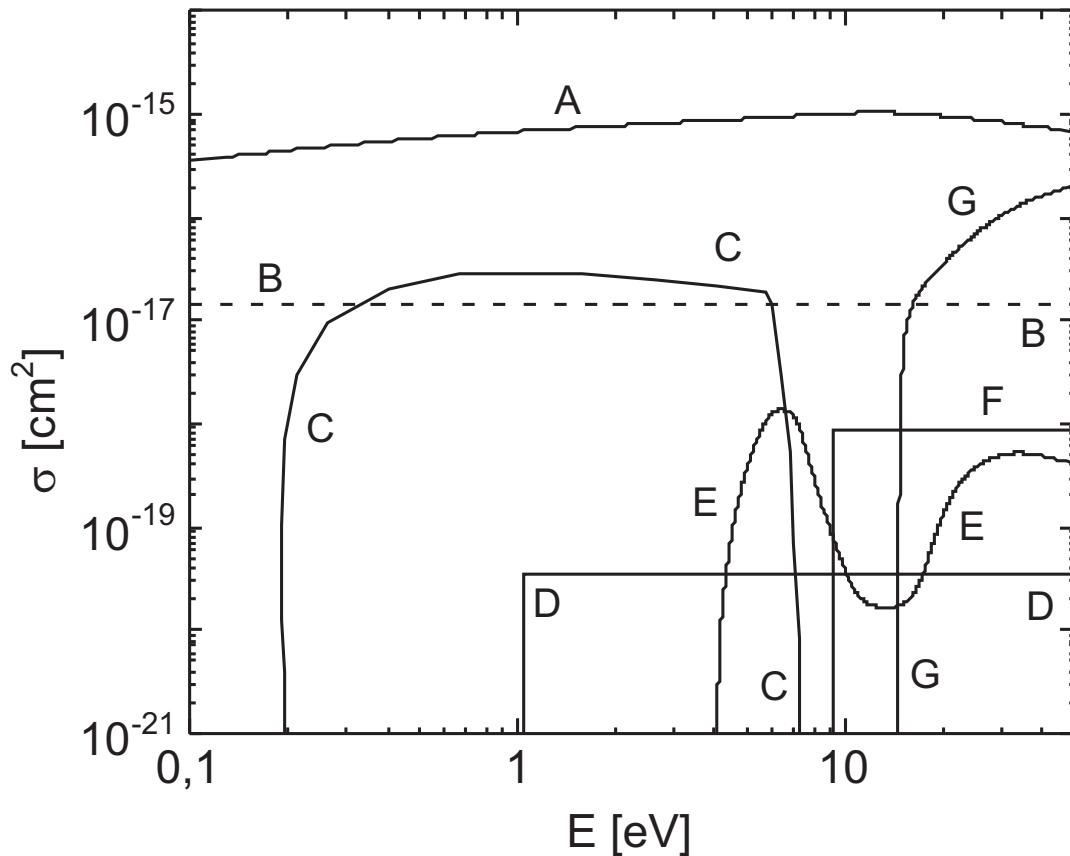
Vergleich zwischen vollständigem Streuquerschnitt σ_c und Streuquerschnitt für den Impulstransfer σ_m der Elektronen für das leichteste Edelgas Helium und das sich zu niedrigen Elektronenenergien völlig anders verhaltende mittelschwere Edelgas Argon nach BROWN.

Totale Streuquerschnitte II



Experimentelle Streuquerschnitte der schweren Edelgase in Abhängigkeit von der Elektronengeschwindigkeit. Auffallend ist die nahezu vollständige Transparenz bei sehr niedrigen Geschwindigkeiten und ein ausgeprägtes Maximum bei der Ionisierungsenergie E_{Ion} .

Totale Streuquerschnitte III



Die einzelnen Beiträge des totalen Streuquerschnitts für O_2 nach MYERS. Die Buchstaben stehen für folgende Anteile:

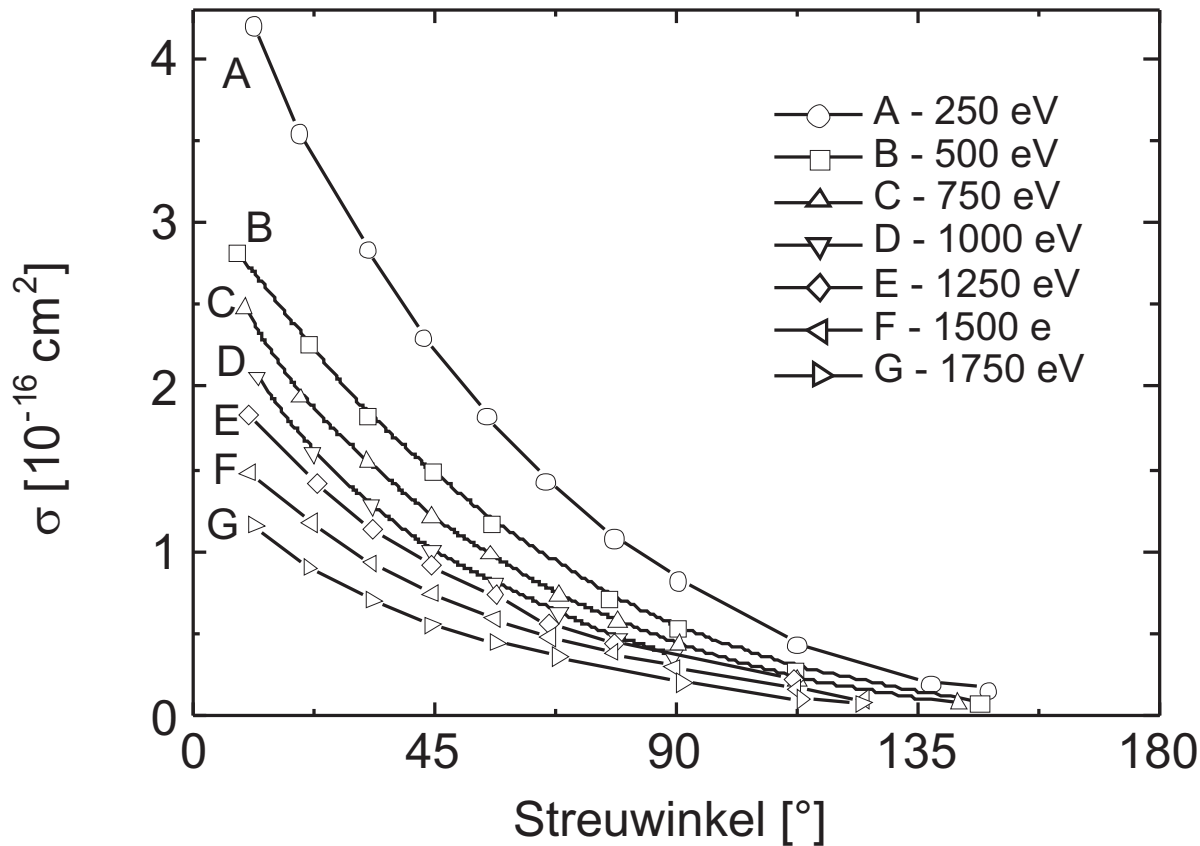
A: elastische Streuung, B: Anregung der Rotation, C: Anregung der Schwingung, D: Anregung zum Zustand $a^1\Delta_g$, E: „Dissociative Attachment“, F: Anregung höherer elektronischer Zustände, G: Ionisierung.

Elast. Streuung zw. schweren Teilchen I

\angle	$d\sigma(\vartheta)/d\Omega$	
	<i>Hartree-Potential</i>	<i>Coulomb-Potential</i>
0	$9 \cdot 10^3$	∞
12	7,85	124,0
28	2,00	6,10
34	0,72	2,85
57	0,21	0,40
80	0,08	0,12
114	0,04	0,04
137		0,03
167		0,02

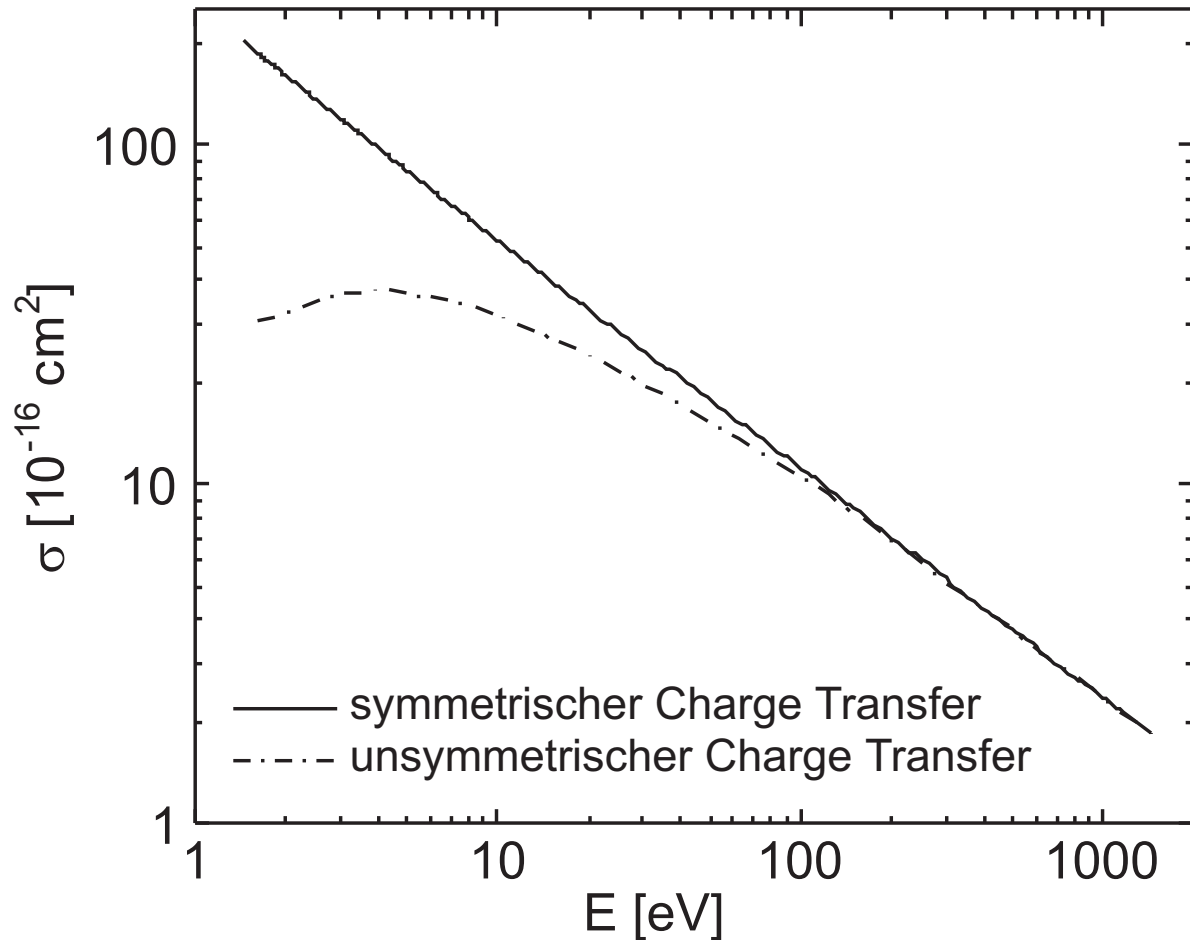
Berechnete differentielle
Streuquerschnitte $d\sigma(\vartheta)/d\Omega$ pro
Einheitsraumwinkel für Protonen der
Energie von 110 eV in Helium in
Einheiten von a_0^2 .

Elast. Streuung zw. schweren Teilchen II



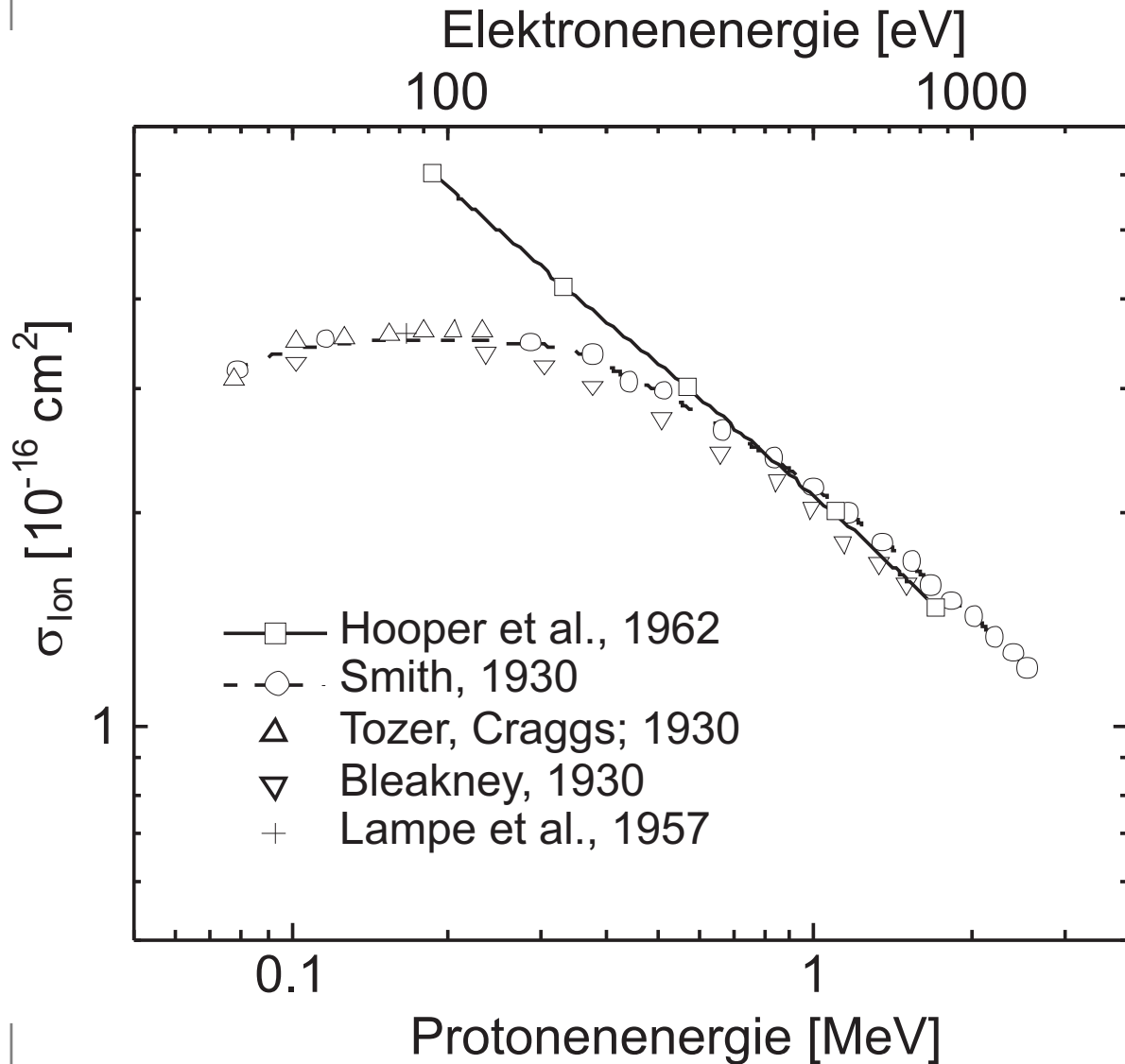
Streuquerschnitt von Ar^+ in Ar
in Abhängigkeit des
Streuwinkels nach BERRY.

Elast. Streuung zw. schweren Teilchen II



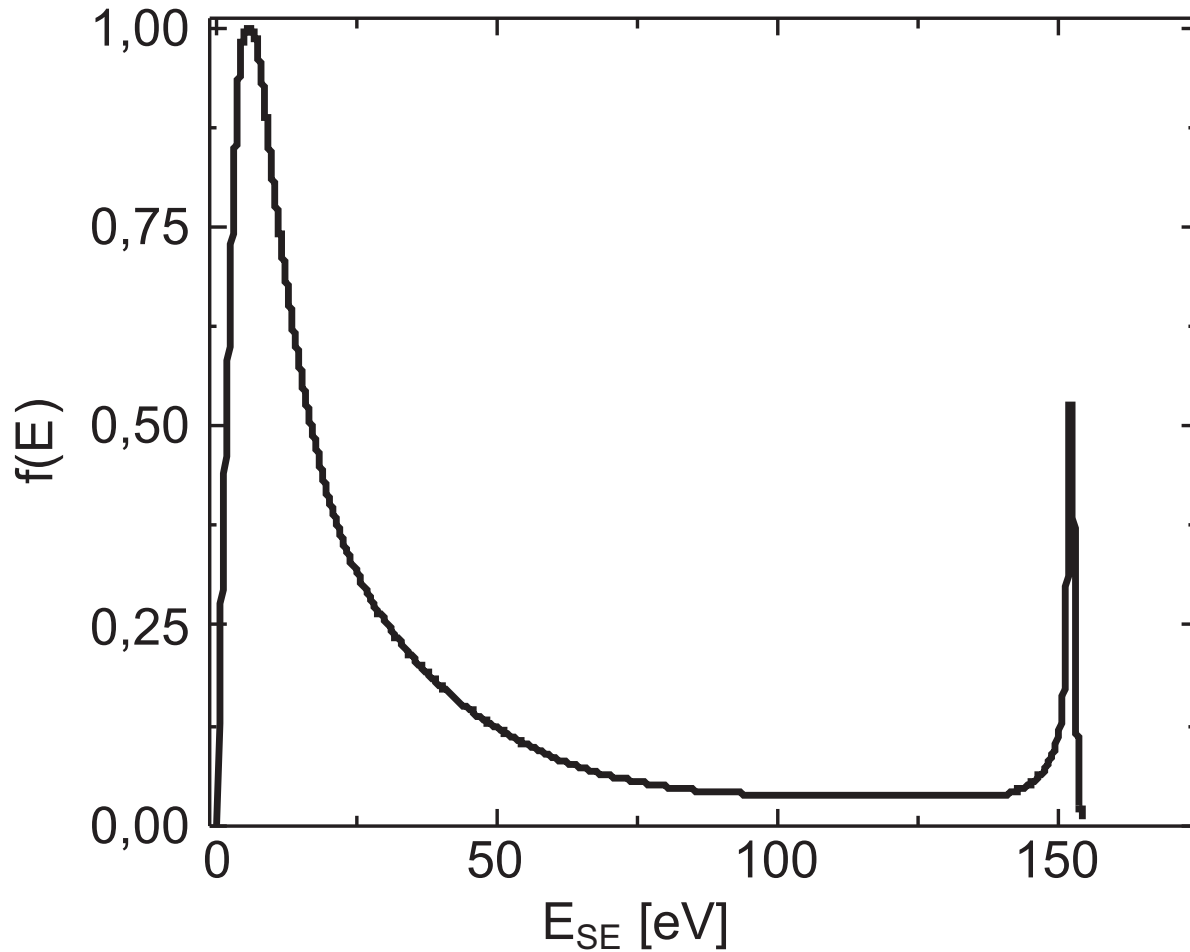
Vergleich des prinzipiellen Verlaufs von symmetrischem (resonantem) und asymmetrischem Charge-Transfer. In doppelt-logarithmischer Auftragung ist die Energieabhängigkeit des resonanten Charge-Transfers linear.

Unelastische Streuung I



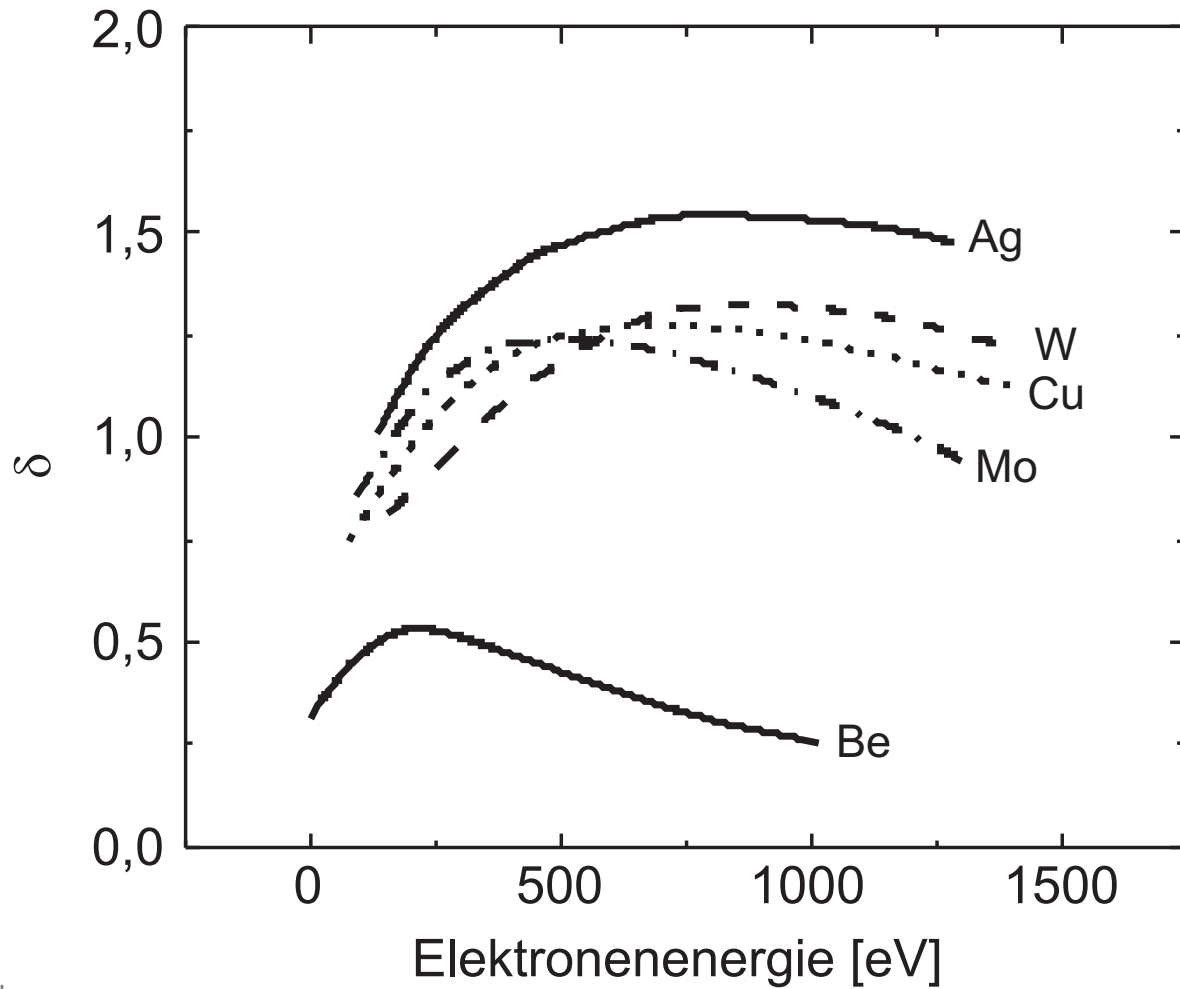
Vergleich der
Ionisierungsquerschnitte von
Argon für Protonen (strichliert)
und Elektronen
(durchgezogen) nach
MCDANIEL.

Sekundärelektronen I



Energieverteilung der Sekundärelektronen, $f(E)_{SE}$, für 160 eV-Elektronen, die auf eine blanke Au-Oberfläche treffen (auf das Maximum normiert) nach v. ENGEL.

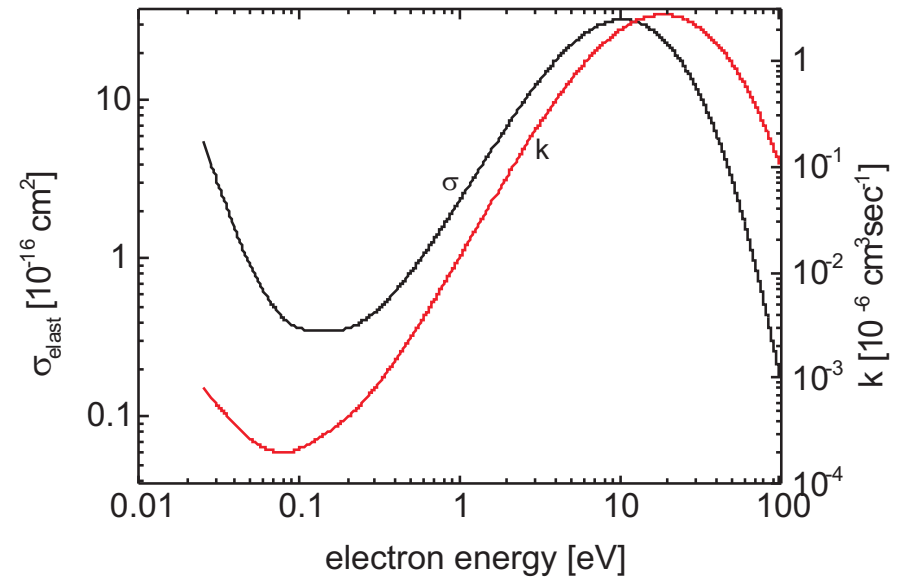
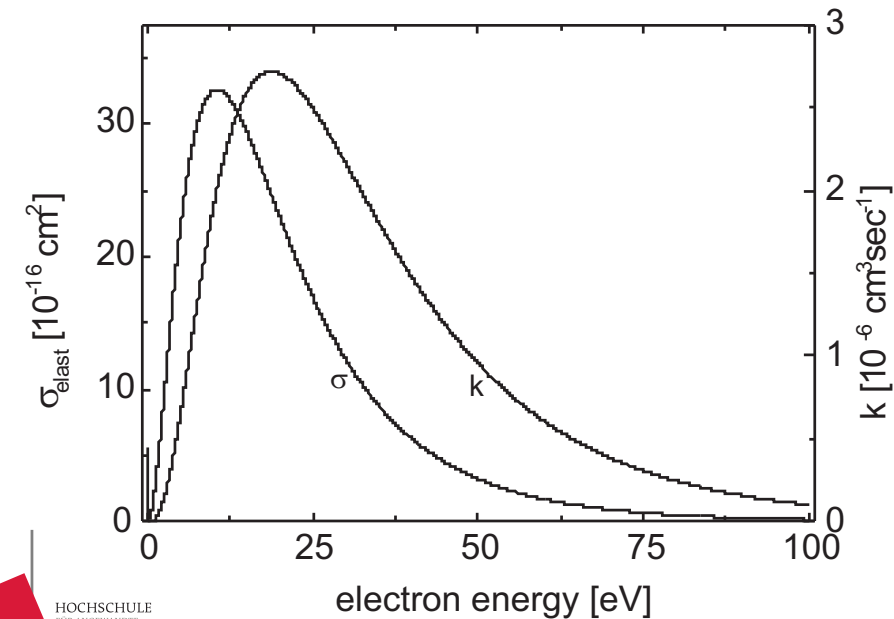
Sekundärelektronen II



Koeffizienten der SE-Emission δ verschiedener Metalle als Funktion der Energie der Primärelektronen.

Gleichungen I

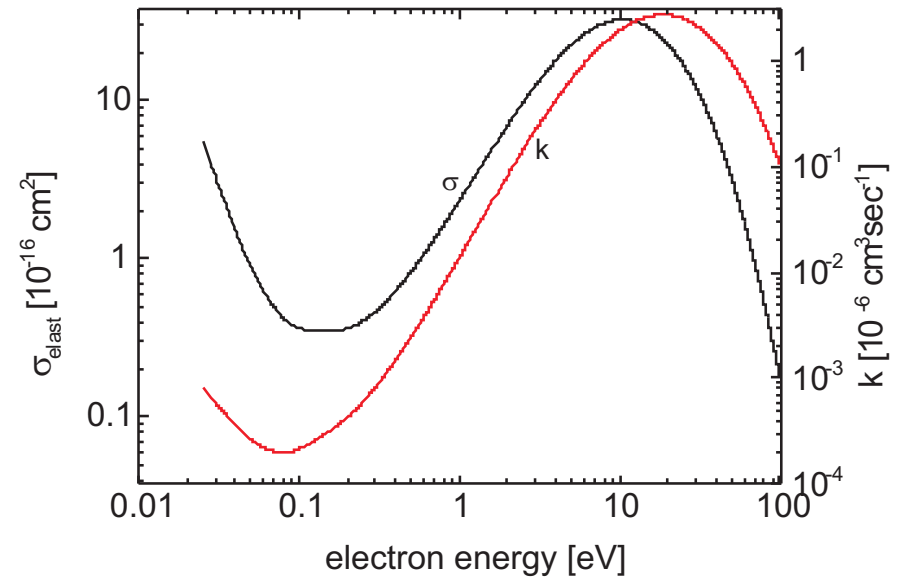
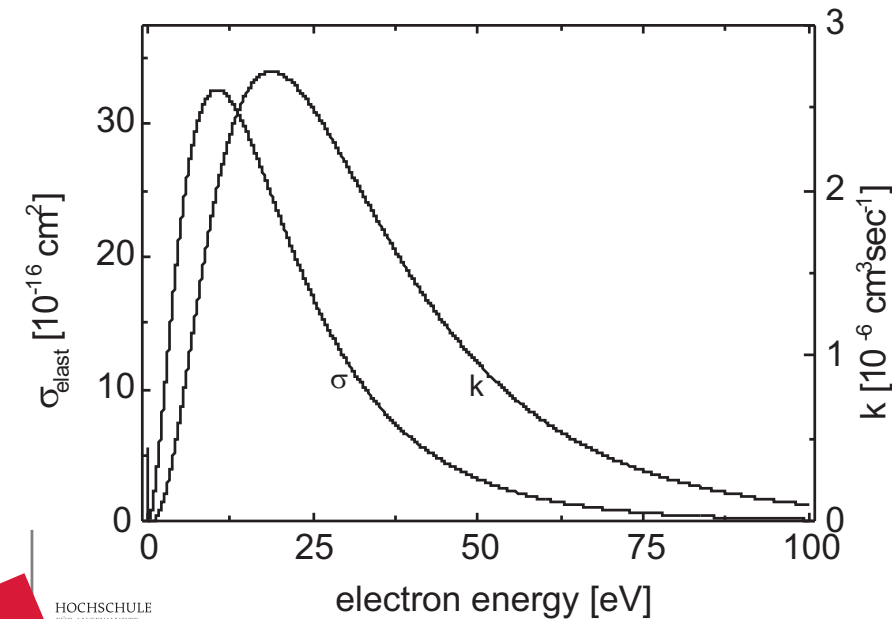
- Vollständiger Streuquerschnitt und Geschwindigkeitskonstante in Argon.



Gleichungen I

- Vollständiger Streuquerschnitt und Geschwindigkeitskonstante in Argon.

- $\nu_m = n_n \sigma \langle v_e \rangle$

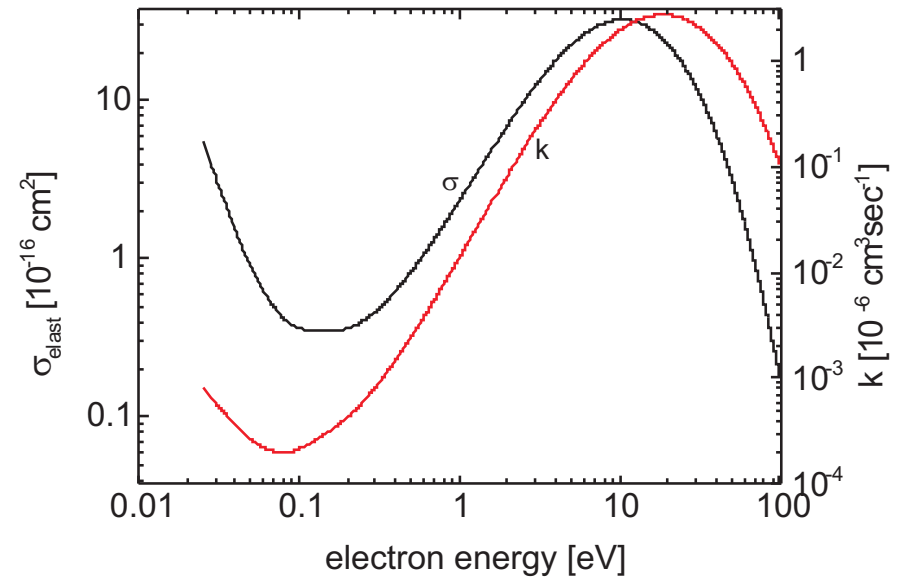
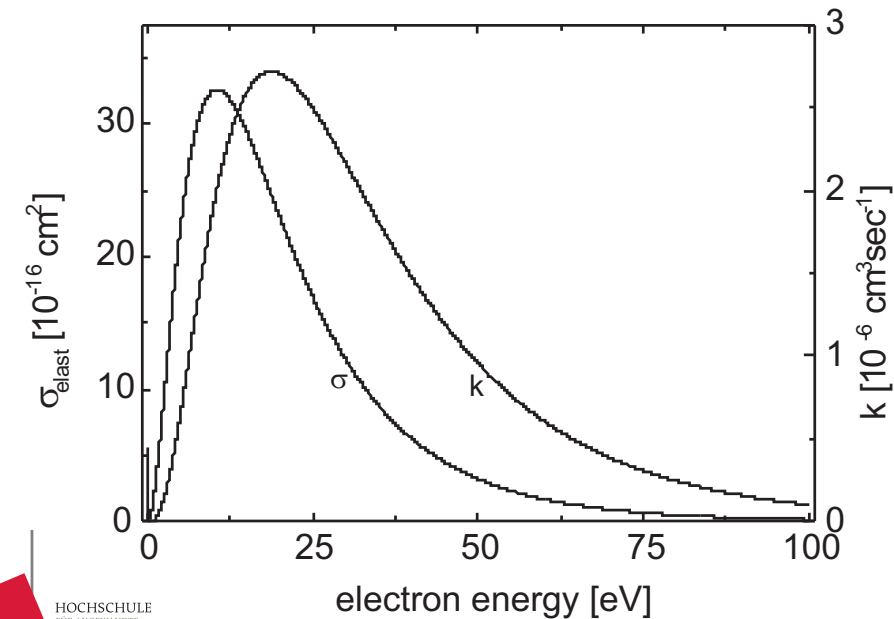


Gleichungen I

- Vollständiger Streuquerschnitt und Geschwindigkeitskonstante in Argon.

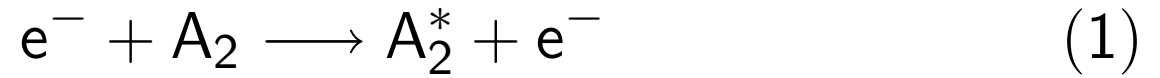
- $\nu_m = n_n \sigma \langle v_e \rangle$

- $k = \frac{\nu_m}{n_n} = \sigma \langle v_e \rangle$



Gleichungen II

- Anregung in höhere Zustände (Schwingungsniveaus oder elektronische Zustände)

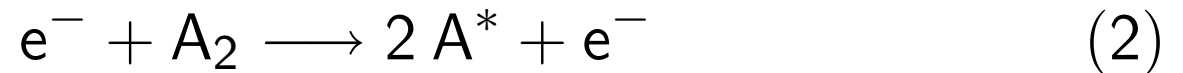


Gleichungen II

- Anregung in höhere Zustände (Schwingungsniveaus oder elektronische Zustände)

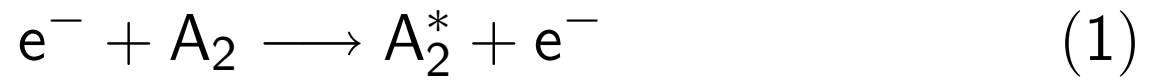


- Dissoziation in Radikale (homolytische Spaltung)

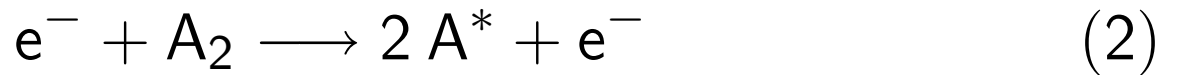


Gleichungen II

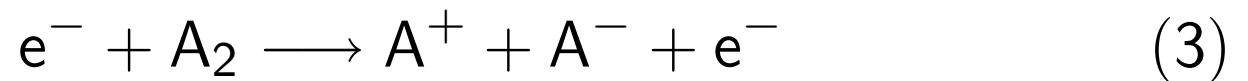
- Anregung in höhere Zustände (Schwingungsniveaus oder elektronische Zustände)



- Dissoziation in Radikale (homolytische Spaltung)

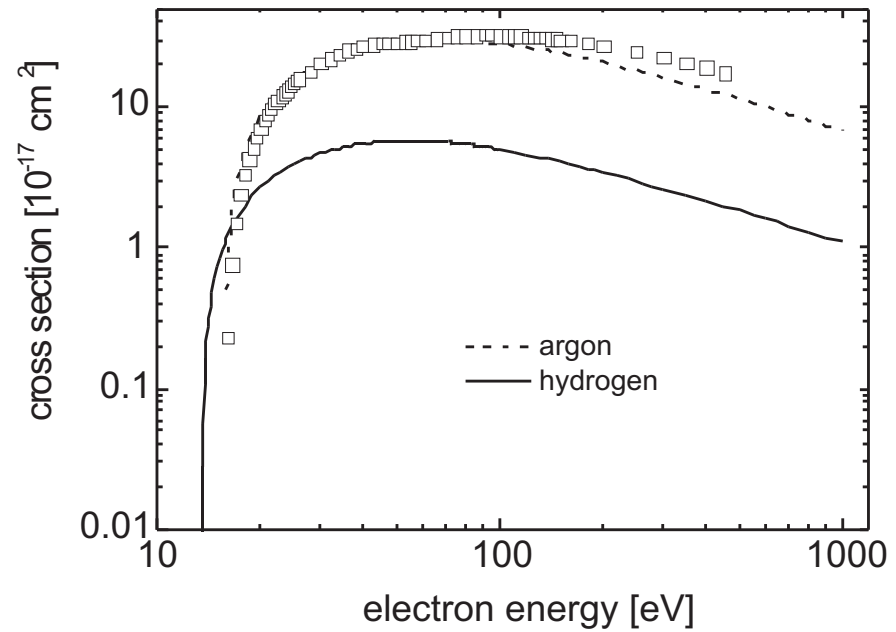
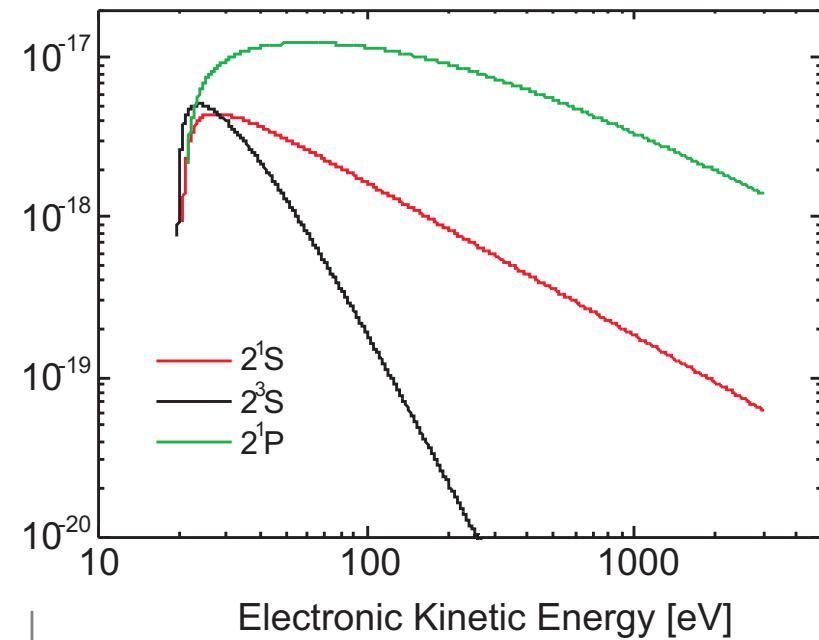


- Dissoziation in Ionen (heterolytische Spaltung)



Gleichungen III

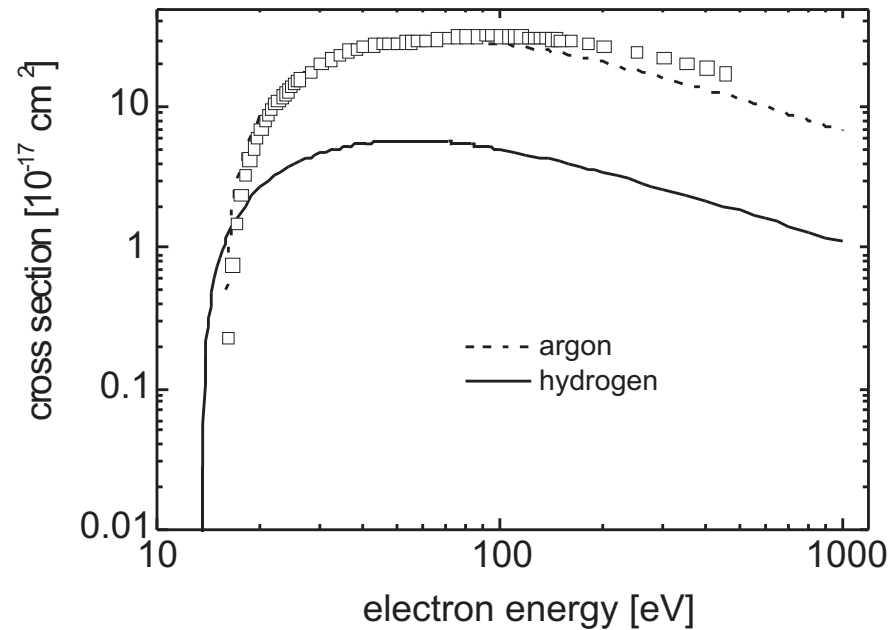
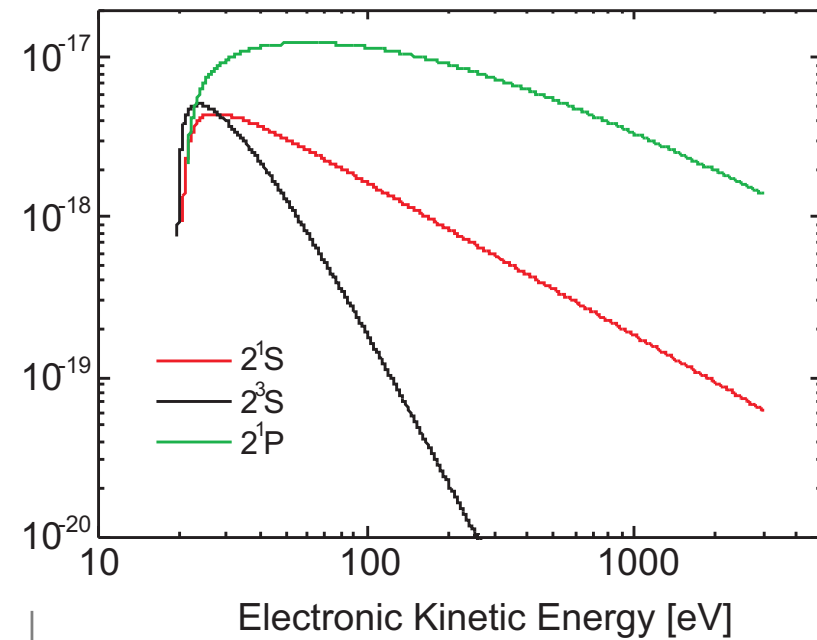
● Mituyreva + Lotz



Gleichungen III

● Mituyreva + Lotz

$$\sigma_n = \sigma_0 \sqrt{\frac{T - E_n}{T}} \left(\frac{T}{E_n} - 1 + \phi \right)^{-\gamma}.$$

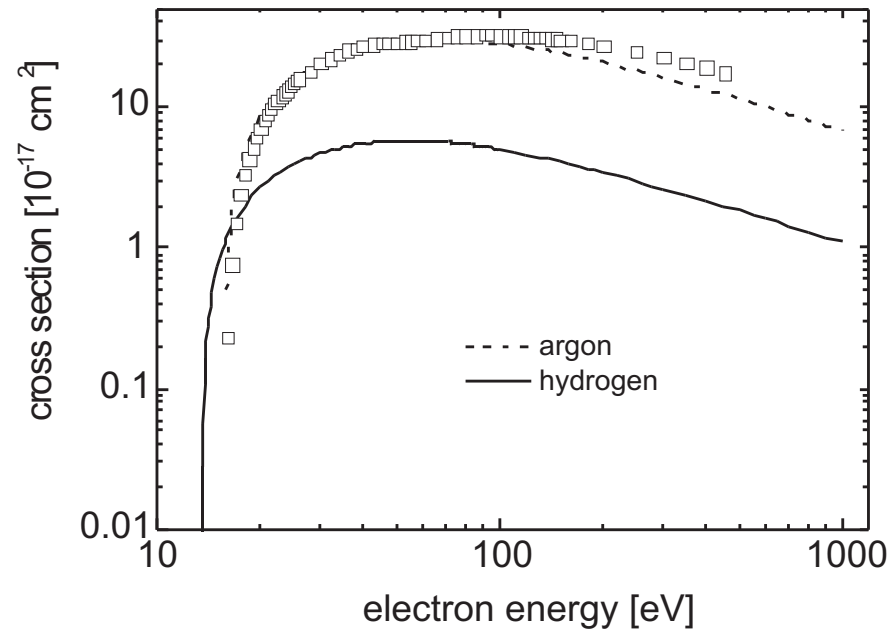
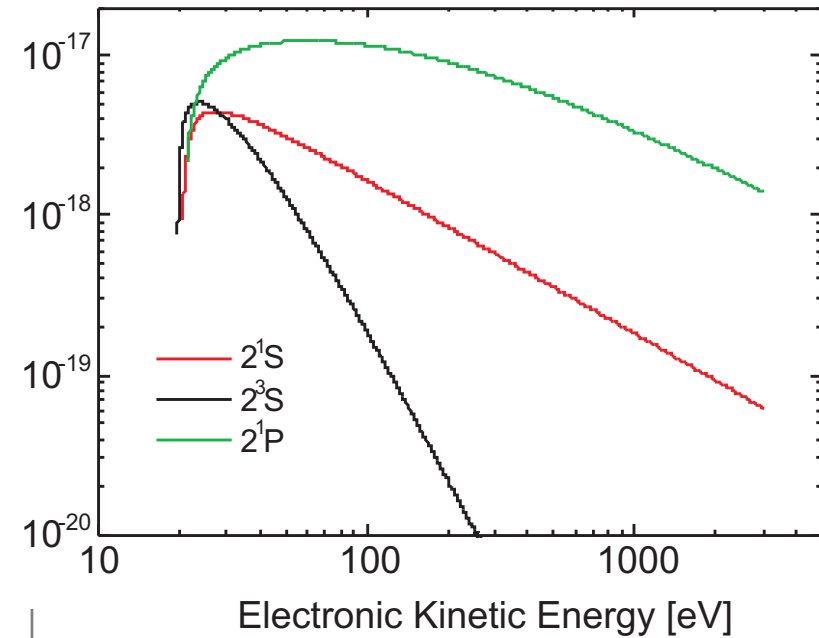


Gleichungen III

● Mituyreva + Lotz

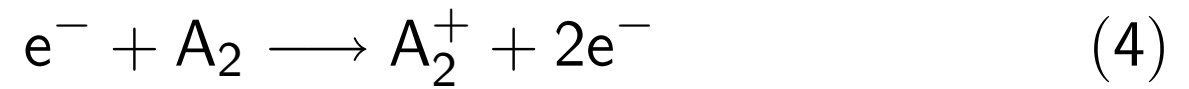
$$\bullet \sigma_n = \sigma_0 \sqrt{\frac{T - E_n}{T}} \left(\frac{T}{E_n} - 1 + \phi \right)^{-\gamma}.$$

$$\bullet \sigma_n = a \frac{\ln(T/E_n)}{T} \left\{ 1 - b \exp \left[-c \left(\frac{T}{E_n} - 1 \right) \right] \right\}.$$



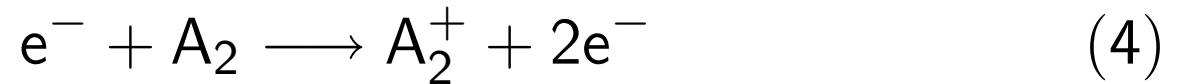
Gleichungen IV

● α -Ionisation



Gleichungen IV

- α -Ionisation

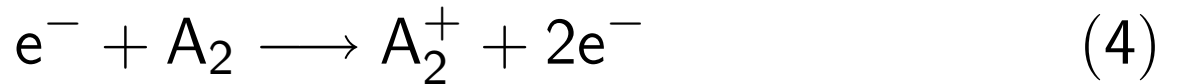


- ionisierende Dissoziation

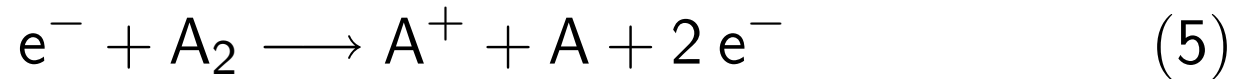


Gleichungen IV

- α -Ionisation



- ionisierende Dissoziation



- Elektron-Attachment (dissoziative Elektronenanlagerung):

