

Plasmaphysik III
Von den kapazitiv gekoppelten Plasmen
bis zur Plasmadiagnostik

Gerhard Franz

ISBN 978-3-943872-03-3

30. Juni 2012

Inhaltsverzeichnis

1	Kapazitiv gekoppelte Plasmen	3
2	Streuprozesse	15
3	Hoch-Dichte-Plasmen	25
3.1	Einleitung	25
3.2	ICP-Kopplung	26
3.2.1	Transformator-Modell	26
3.2.2	Plasmawiderstand und Plasmaimpedanz	29
3.2.3	Kopplung zwischen Spule und Plasma	30
3.2.4	Erregerkreis	31
3.2.5	Eingekoppelte Leistung	32
3.2.5.1	Hohe Plasmadichte.	32
3.2.5.2	Niedrige Plasmadichte.	32
4	CCP-Entladungen vs. ICP-Entladungen	35
4.1	Qualitativer Vergleich	35
4.2	Nachteile von ICP-Entladungen	36
5	Magnetfeldunterstützte Einkopplung	39
5.1	Einleitung	39
5.2	ECR-Reaktoren	44
6	Ionenstrahlsysteme	51
7	Trockenätzverfahren I	55
7.1	Niederdruckplasmen \Leftrightarrow Mikrostrukturtechnik	56
7.2	Anlagen	59
8	Trockenätzverfahren II	63
8.1	Reaktives Ionenätzen?	63
8.2	CAIBE: Experimental Facts and Interpretation	66
8.3	Schlußfolgerung	70

Inhaltsverzeichnis	1
9 Trockenätzverfahren III	71
9.1 Anisotropie	72
9.1.1 Direktionalität	73
9.1.2 Seitenwandpassivierung	76
9.2 Selektivität	76
9.2.1 Facettierung	81
9.2.2 Metallmasken	83
9.2.3 Trilevel-Technik	85
10 Trockenätzverfahren IV	89
10.1 Loading-Effekt	90
10.2 Micro-Loading	91
10.3 Redeposition	92
10.4 Trenching	94
10.5 Microfeatures	95
10.5.1 Shadowing	95
10.5.2 Bowing, RIE-Lag (ARDE), Notching	96
11 Trockenätzverfahren V	99
11.1 Endpunktkontrolle	99
11.1.1 Änderung der Impedanz einer Entladung	100
11.1.2 Ellipsometrie	101
11.1.3 OES	102
11.1.4 Interferometrische Verfahren	104
11.1.5 CCD-kontrollierte Laserinterferometrie	106
11.1.6 Massenspektrometrie (MS)	108
11.1.7 Probleme des in-situ-Monitoring	108
12 Plasma-Analytik	109
12.1 Langmuir-Sonde	110
12.2 Optische Emissions-Spektroskopie (OES)	113
12.3 Self-Excited Electron Resonance Spectroscopy (SEERS)	115
12.3.1 Technische Umsetzung	116
Literaturverzeichnis	119

1 Kapazitiv gekoppelte Plasmen

Es werden die Elektrodenvorgänge in kapazitiv gekoppelten Plasmen besprochen. Besonderes Augenmerk wird auf die Generierung des sog. DC-Potentials gelegt, über das manch irrige Vorstellung existiert.

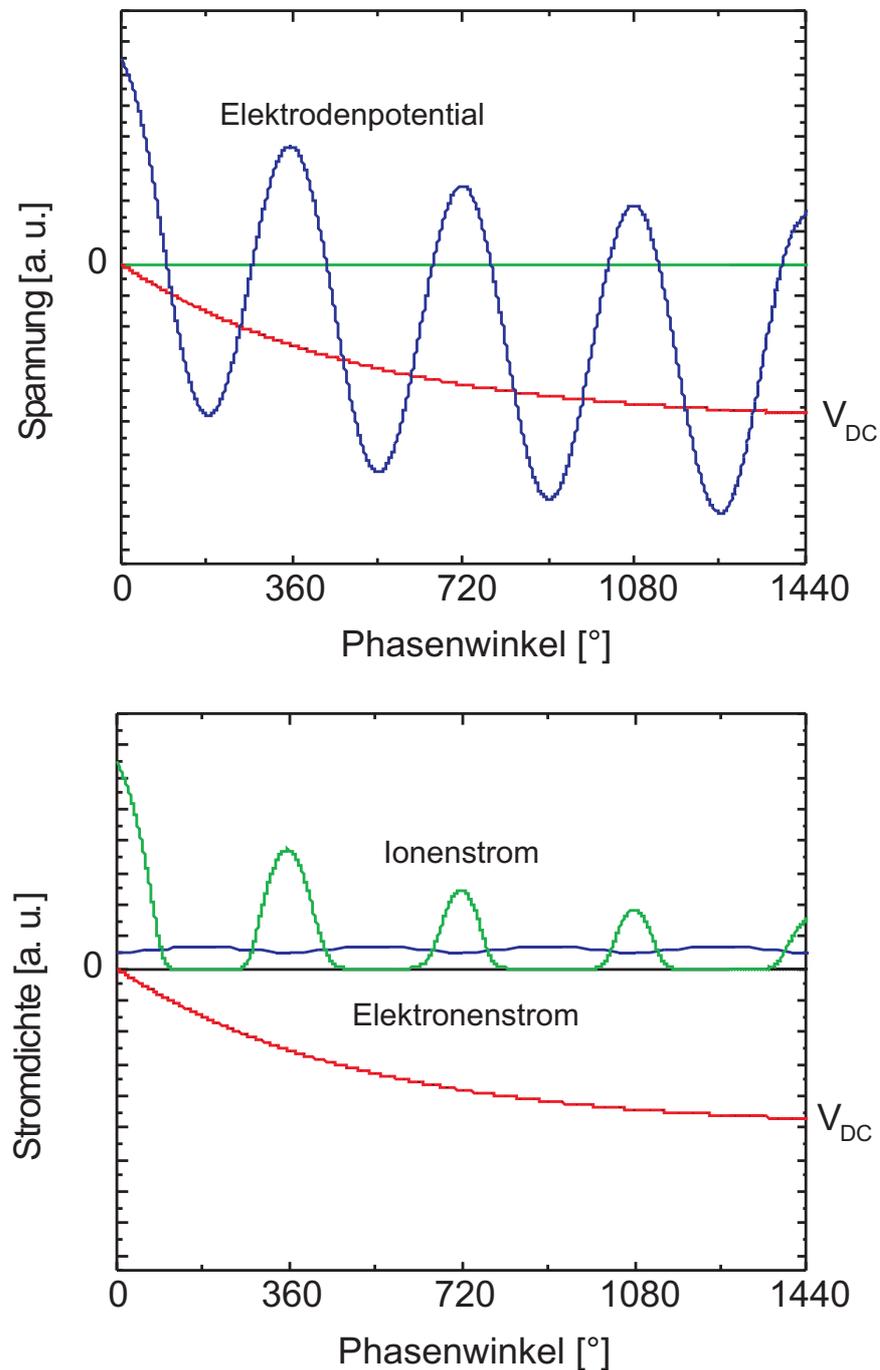


Abb. 1.1. Als Ergebnis der unterschiedlichen Beweglichkeiten der Ladungsträger stellt sich bei kapazitiver Kopplung beim Anlegen einer Hochfrequenzspannung ein negativer Wert des Randschichtpotentials ein (Iks.). Als Folge davon können die Elektronen die Elektrode nur noch dann erreichen, wenn das Potential positiv ist (dies gilt in Strenge nur für $T_e = 0$). Die trägen Ionen dagegen sind nur dem DC-Potential ausgesetzt (hier etwas überhöht dargestellt), was zu einer nahezu zeitunabhängigen Stromdichte führt. Die U - I -Kennlinie wird extrem nicht-linear.

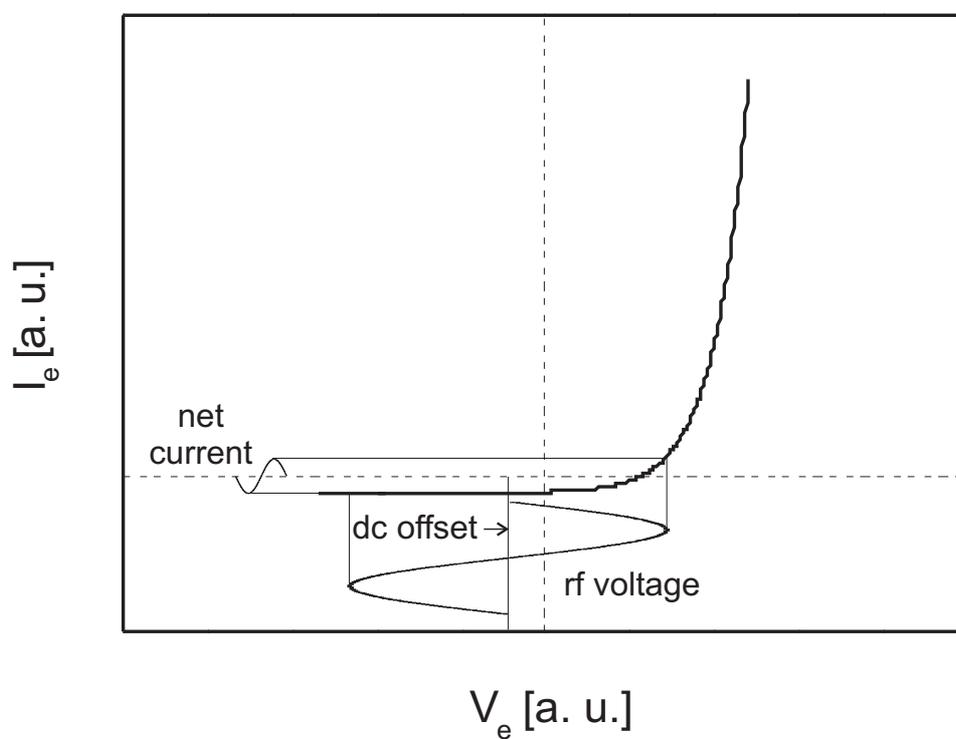
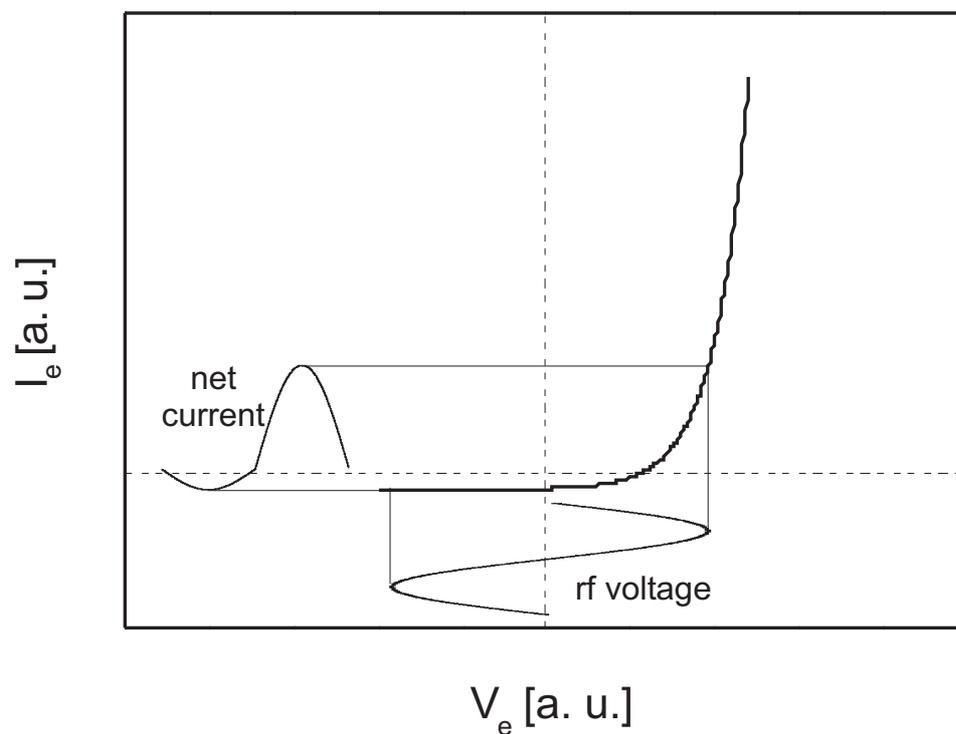


Abb. 1.2. In their famous 1962 paper, GARSCADDEN and EMELEUS first pointed out that application of an rf voltage will develop a negative dc offset and a positive ion sheath. The $I(V)$ characteristic becomes extremely nonlinear [168].

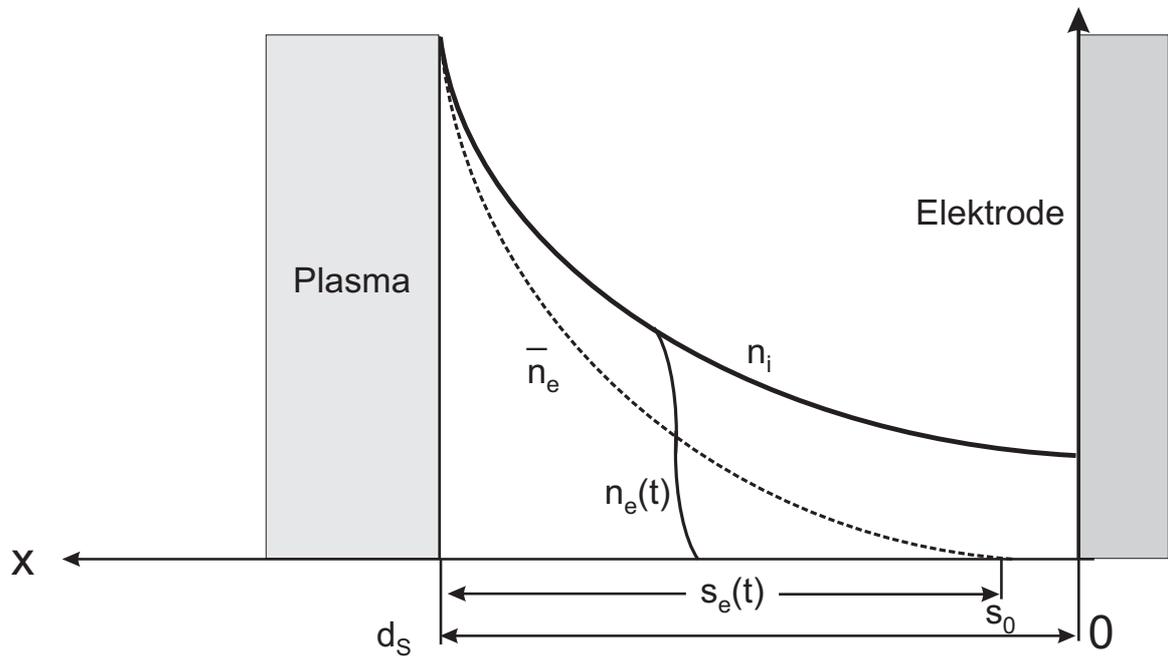


Abb. 1.3. Prinzipielle Struktur der Elektrodenrandschicht einer RF-Entladung mit quasistationären Ionen.

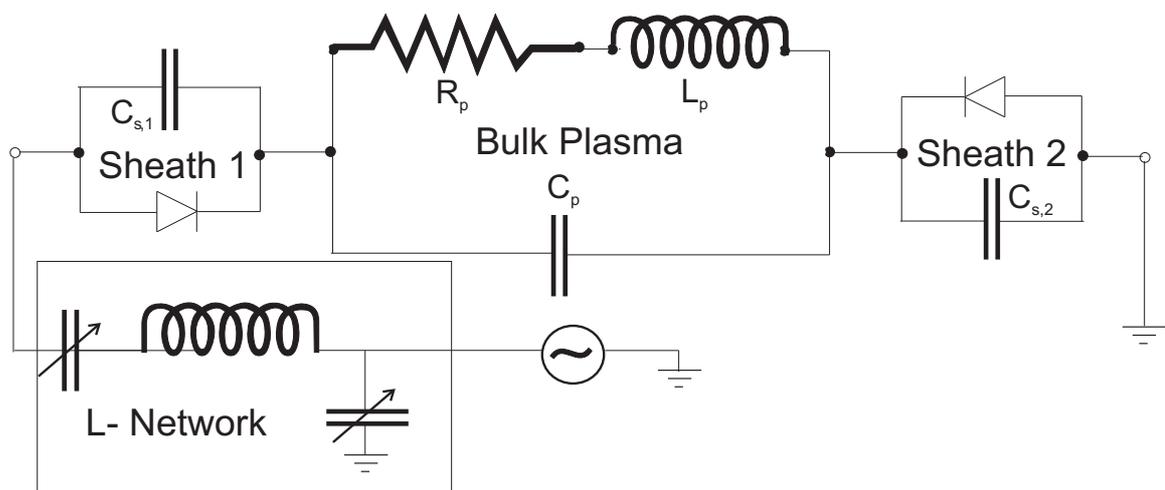


Abb. 1.4. Ersatzschaltbild einer kapazitiv gekoppelten Entladung mit l -Anpaßnetzwerk, die für $C_{s,1} = C_{s,2}$ symmetrisch ist.

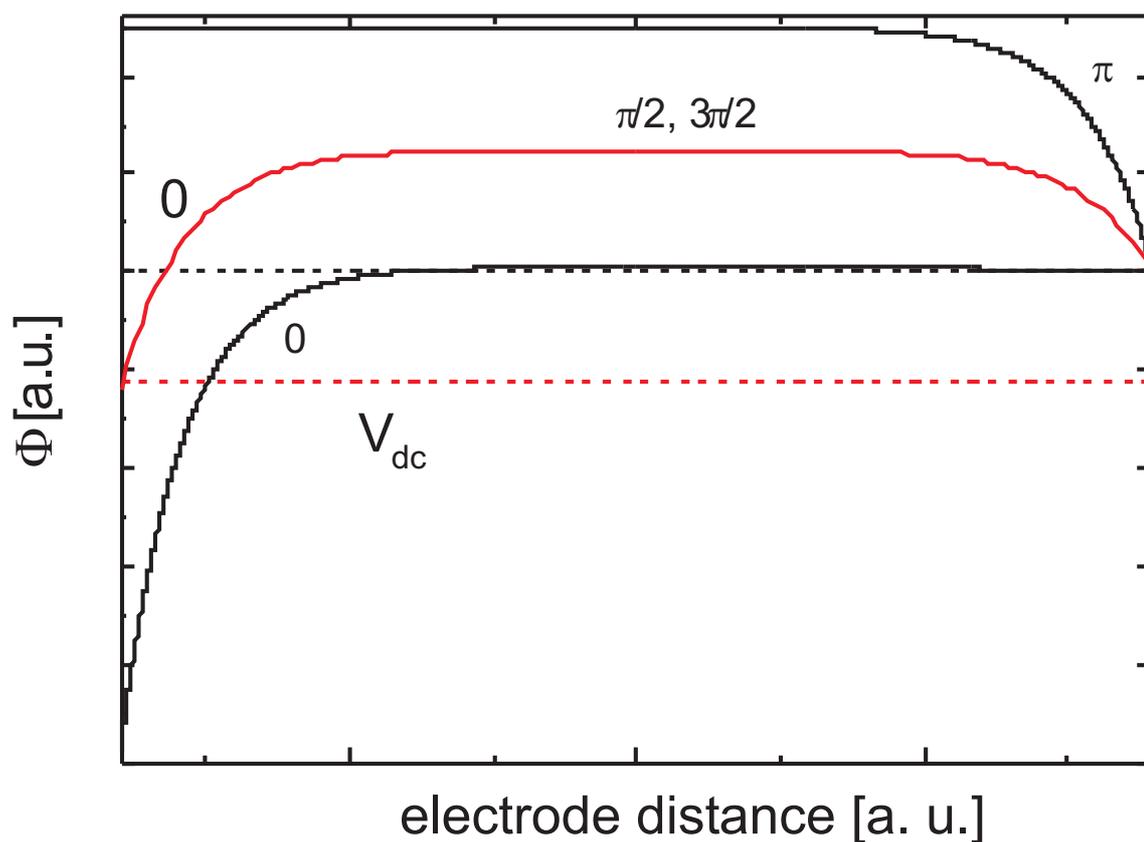
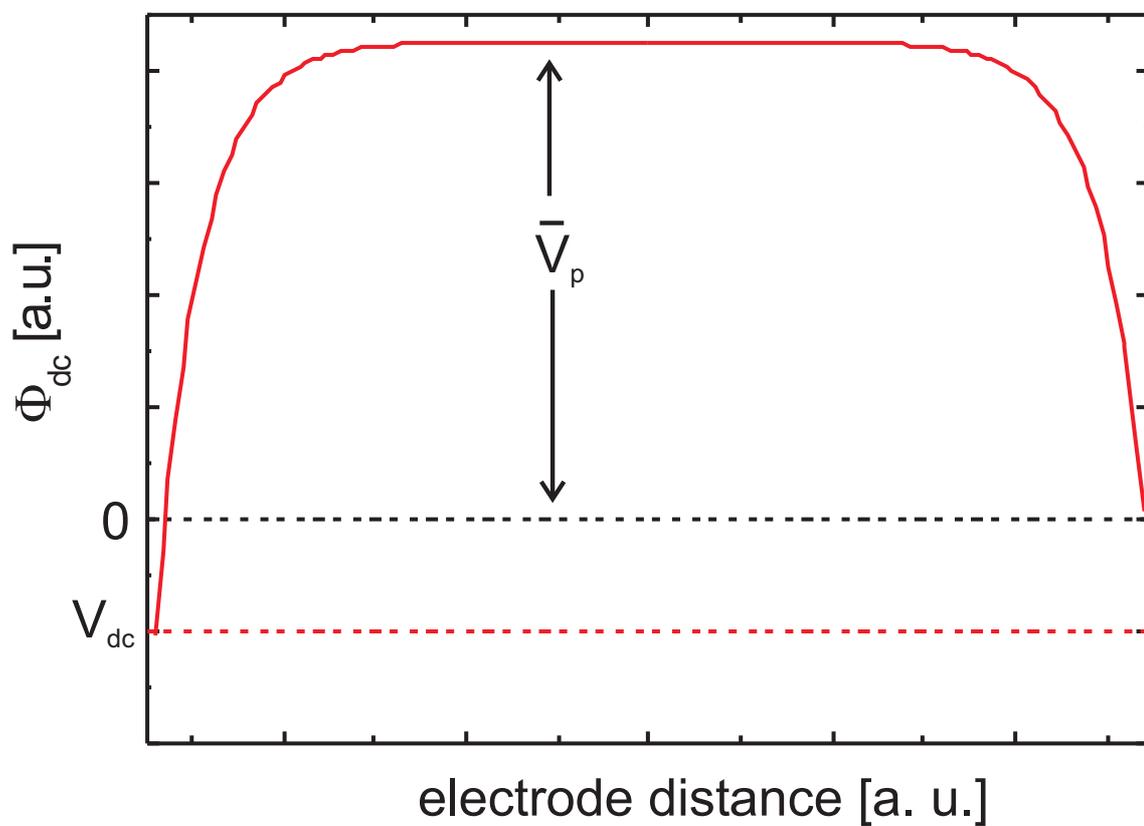


Abb. 1.5. LHS: The spatial dependence of the dc potential across the discharge in a symmetric discharge. The plasma potential exhibits a significant dc component and equals the sheath potential at the grounded electrode. RHS: The electrode potentials at the rf-driven electrode for four equidistant moments of the rf cycle.

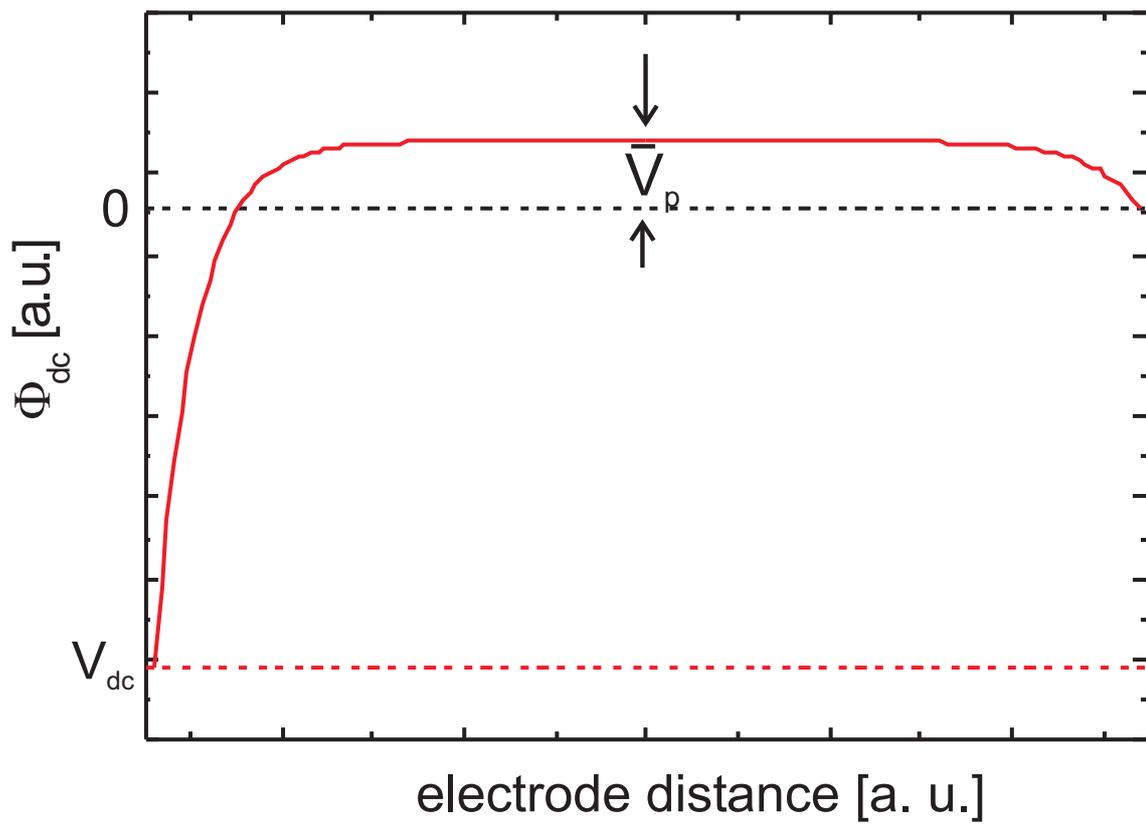


Abb. 1.6. Spatial dependence of the dc component of the potential across an asymmetric discharge. The sheath potential drop across the grounded electrode differs substantially from the sheath voltage at the rf-driven electrode. The plasma potential exhibits but a small dc component.

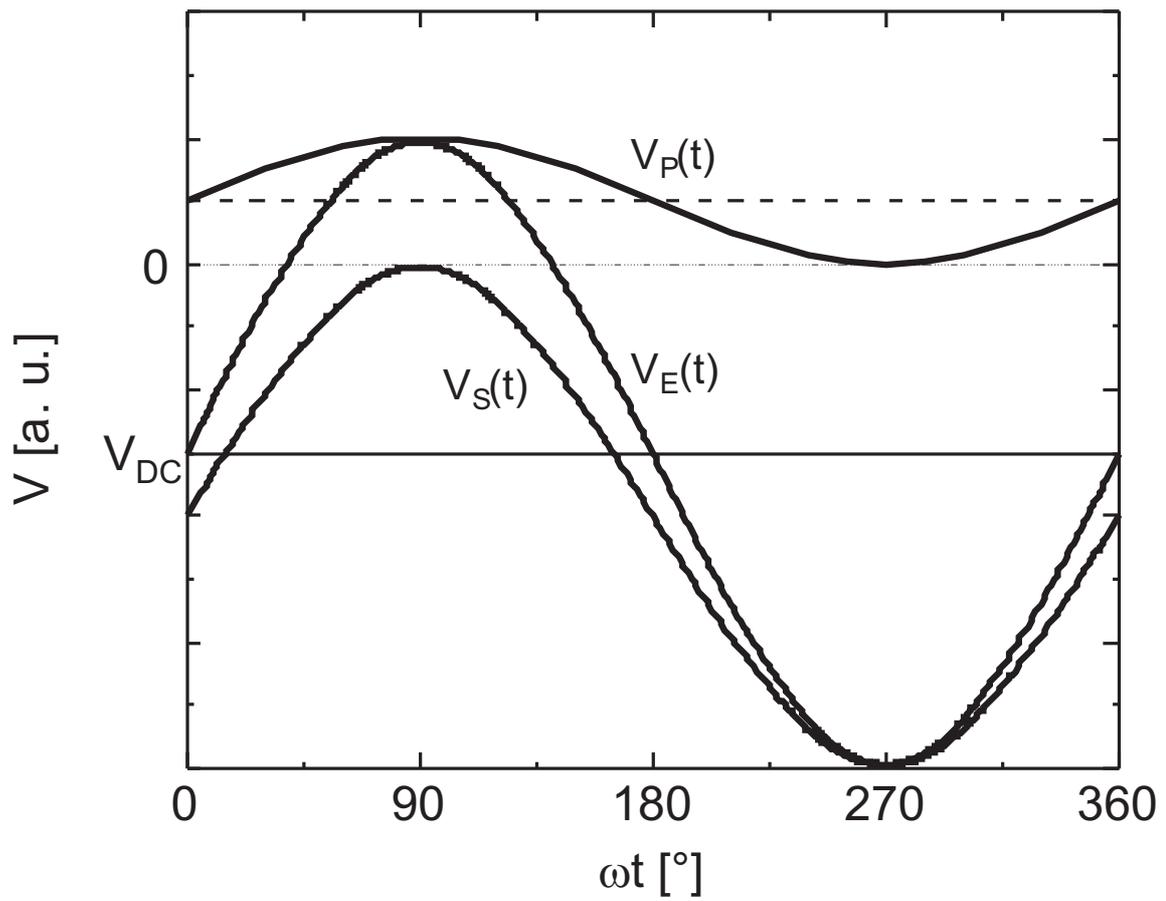


Abb. 1.7. Vergleich der Potentiale des Plasmas, der Anregungselektrode und der Randschicht für ein kapazitiv gekoppeltes Plasma ($\omega_{RF} > \omega_{P,i}$, Randschicht: V_S , Anregungselektrode: V_E , Plasmapotential: V_P). Phasenverschiebungen sind vernachlässigt.

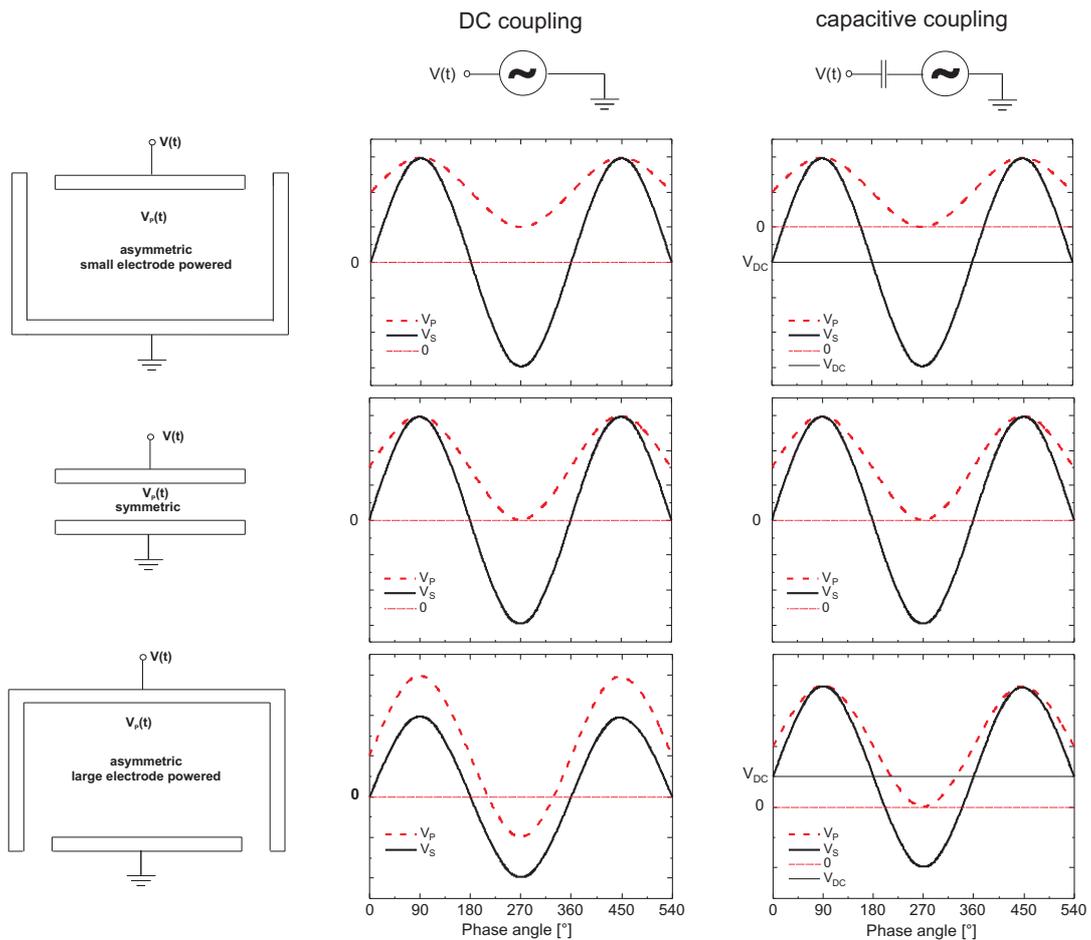


Abb. 1.8. Schematische Darstellung der zeitlichen Variation des Plasmapotentials $V_P(t)$ (strichliert) und des Potentials der Anregungselektrode (durchgezogen) für drei verschiedene Systemgeometrien, vollständig kapazitives Verhalten der Randschichten und für DC- bzw. kapazitiv gekoppelte Anregungselektrode. Systemgeometrien: (1) Sputtern und Ionenätzen, (2) PECVD und Plasmaätzen, (3) Hohlkathode [177] (© The American Institute of Physics).

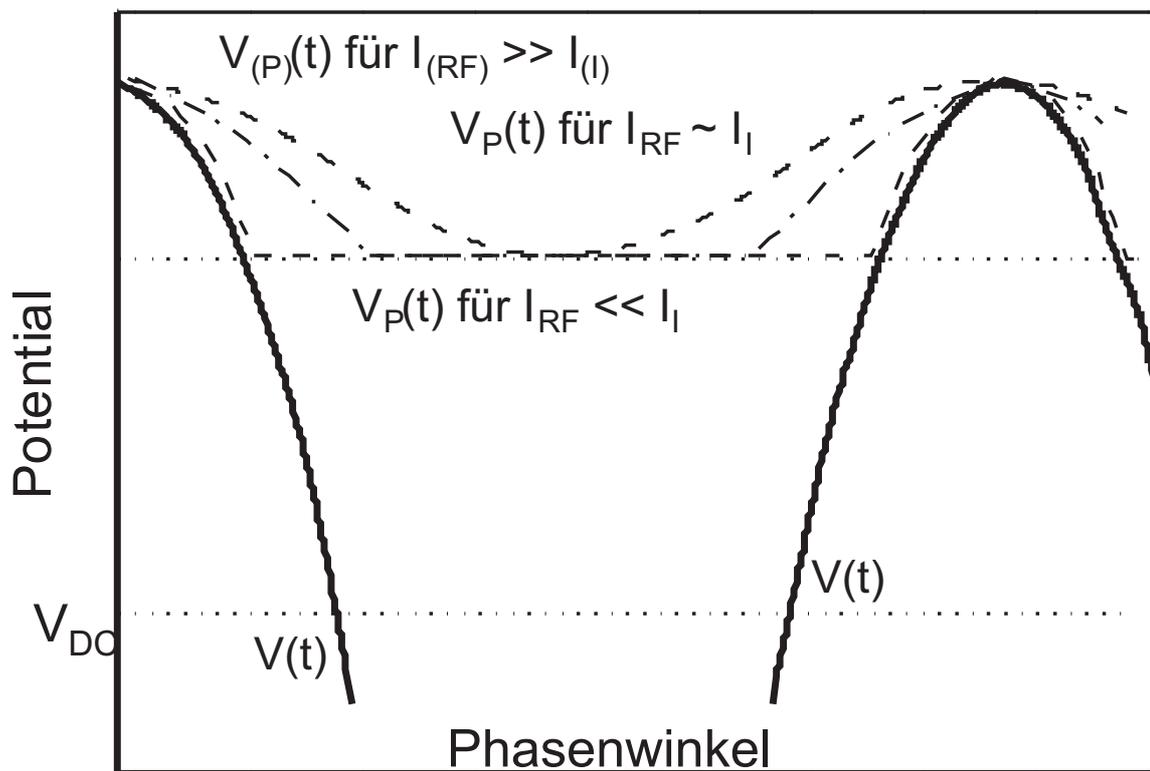


Abb. 1.9. Vergleich des Plasmapotentials $V_P(t)$ für rein kapazitiven ($I_{RF} \gg I_i$) und rein resistiven ($I_{RF} \ll I_i$) sowie einen dazwischen liegenden Fall. V_F wurde vernachlässigt, d. h. $V_{RF} + V_{DC} \gg V_F$ [177] (© The American Institute of Physics).

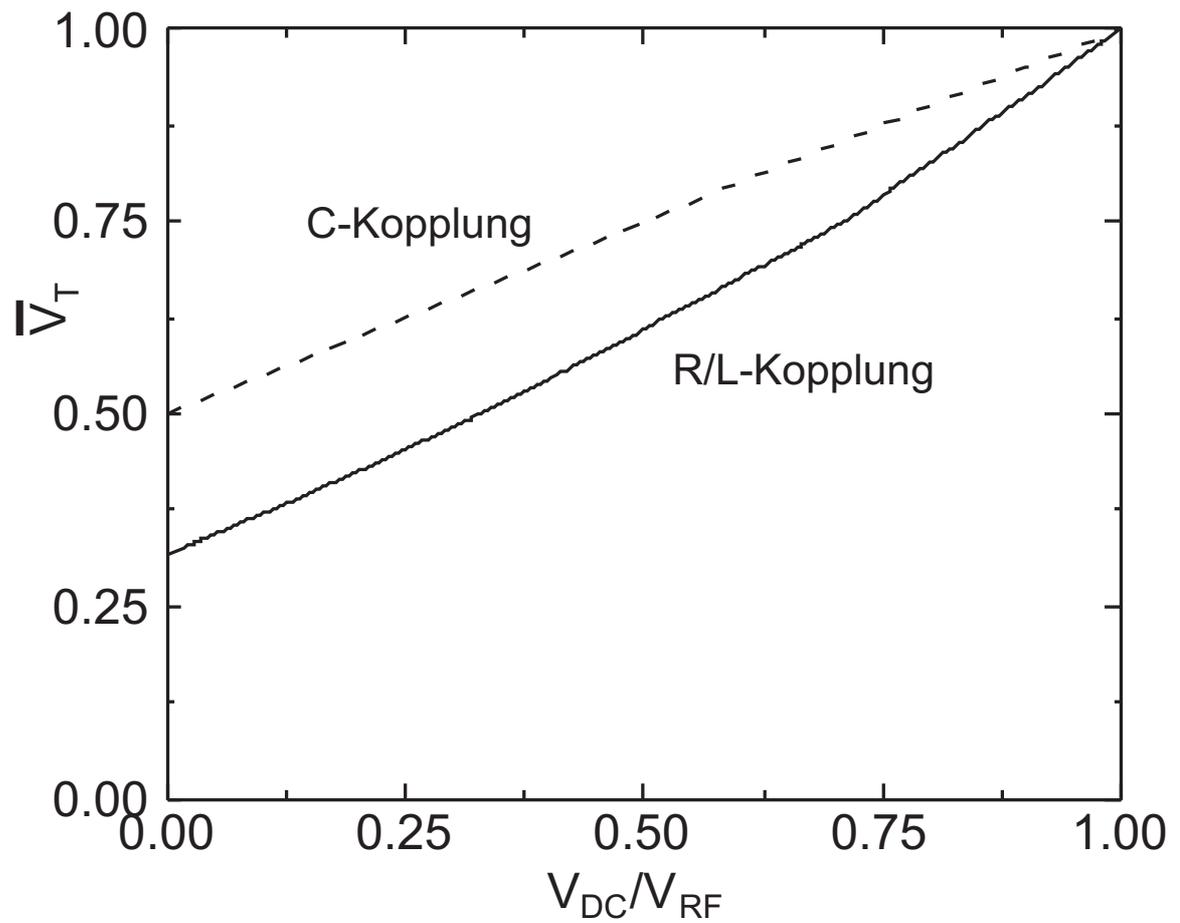


Abb. 1.10. Zeitlich gemitteltetes Elektrodenpotential für ein kapazitiv und resistiv gekoppeltes Plasma in Abhängigkeit vom Verhältnis V_{DC}/V_{RF} .

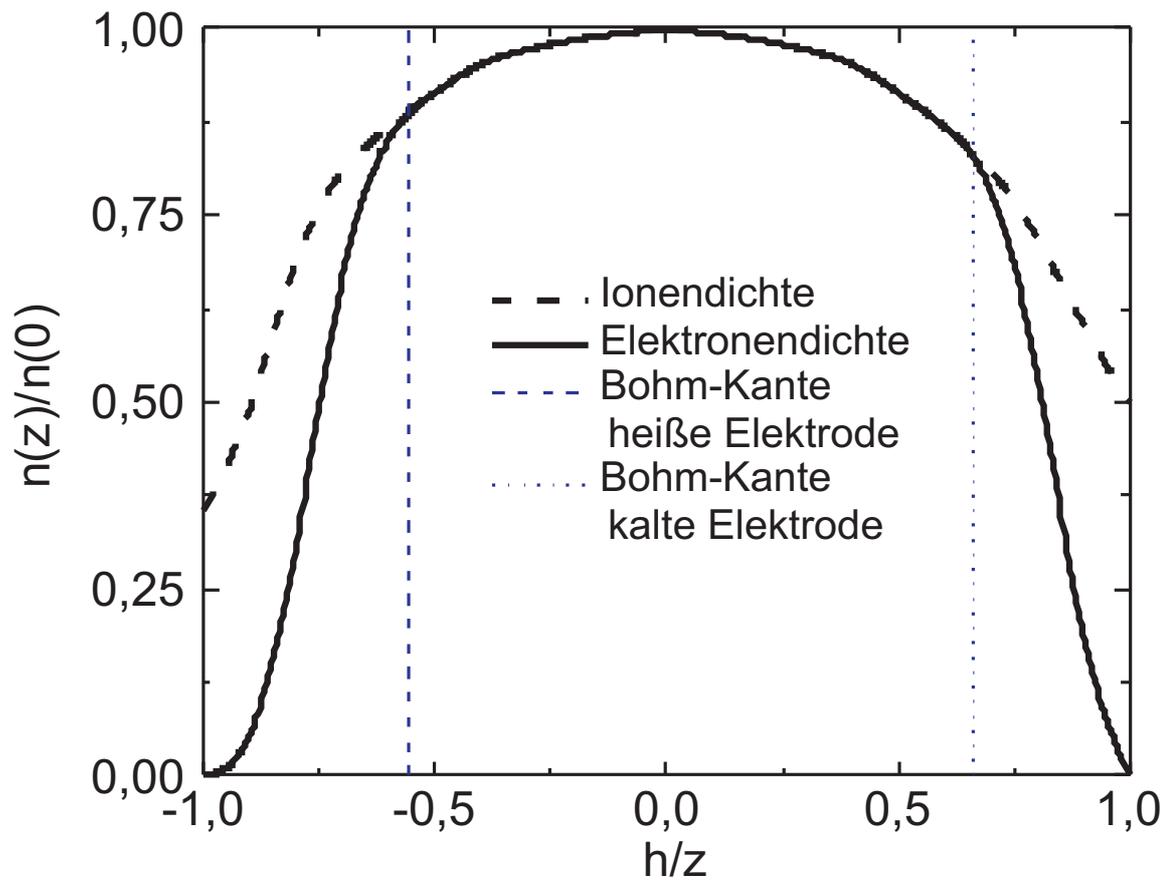


Abb. 1.11. Axiale Verteilung der Ladungsträger in der kapazitiven Entladung eines elektropositiven Gases (h : Elektrodenabstand ($z = h$)).

2 Streuprozesse

Es werden die Streuprozesse von Molekeln und Ionen im Elektrodenfeld von kapazitiv gekoppelten Plasmen besprochen. Ausgehend von experimentellen Daten werden auch verschiedene Modelle vorgestellt, die bis an die Front der gegenwärtigen Forschung heranreichen.

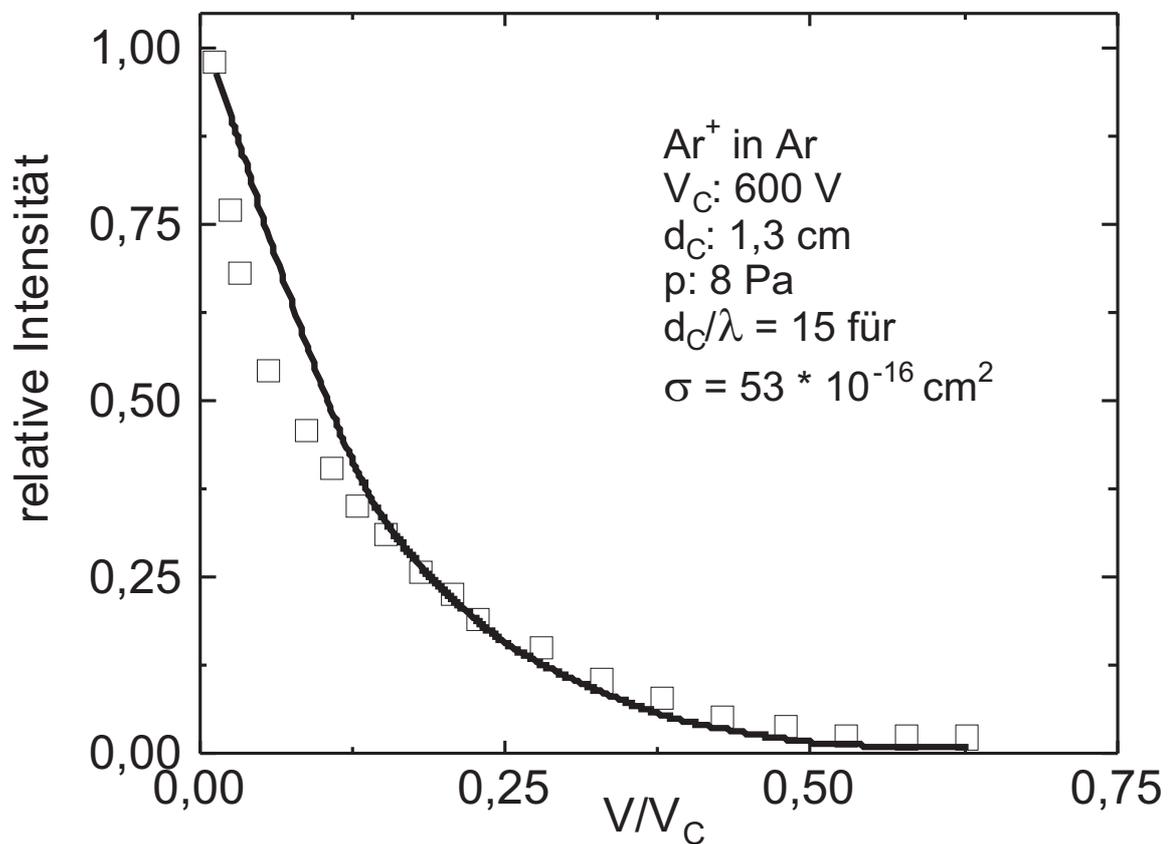


Abb. 2.1. Energieverteilung der Ar⁺-Ionen in einer DC-Glimmentladung [120] (© The American Physical Society).

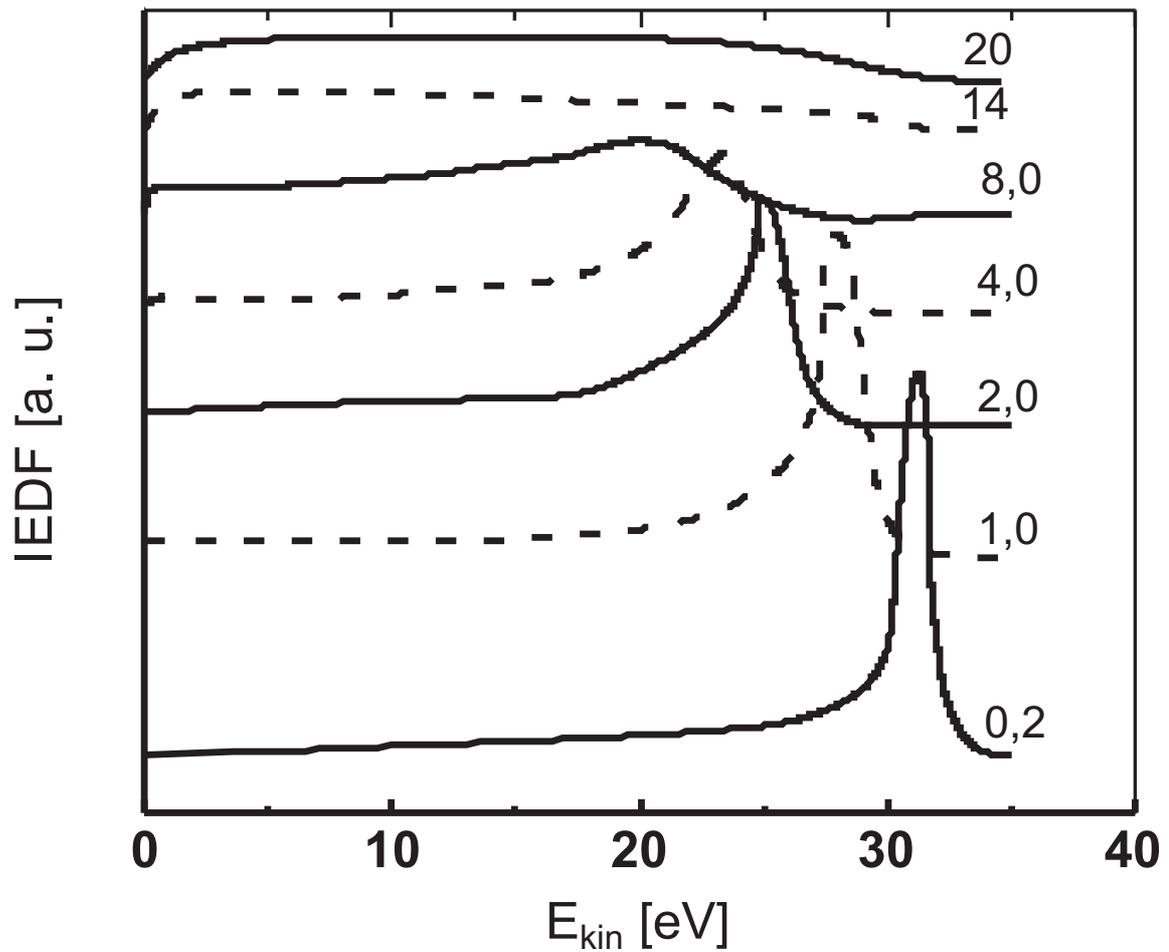


Abb. 2.2. Gemessene Ionen-energie-Verteilungsfunktionen ($\mathcal{I}\mathcal{E}\mathcal{D}\mathcal{F}$) in Ar für verschiedene Drücke (in Pa). Das Maximum wandert mit steigendem Druck zu niedrigeren Energien und schwächt sich in der Intensität ab. Die maximale Energie entspricht dem freien Fall vom Plasmapotential auf das Sondenpotential $V_P - V_S$ [198] (© IOP Publishing Ltd).

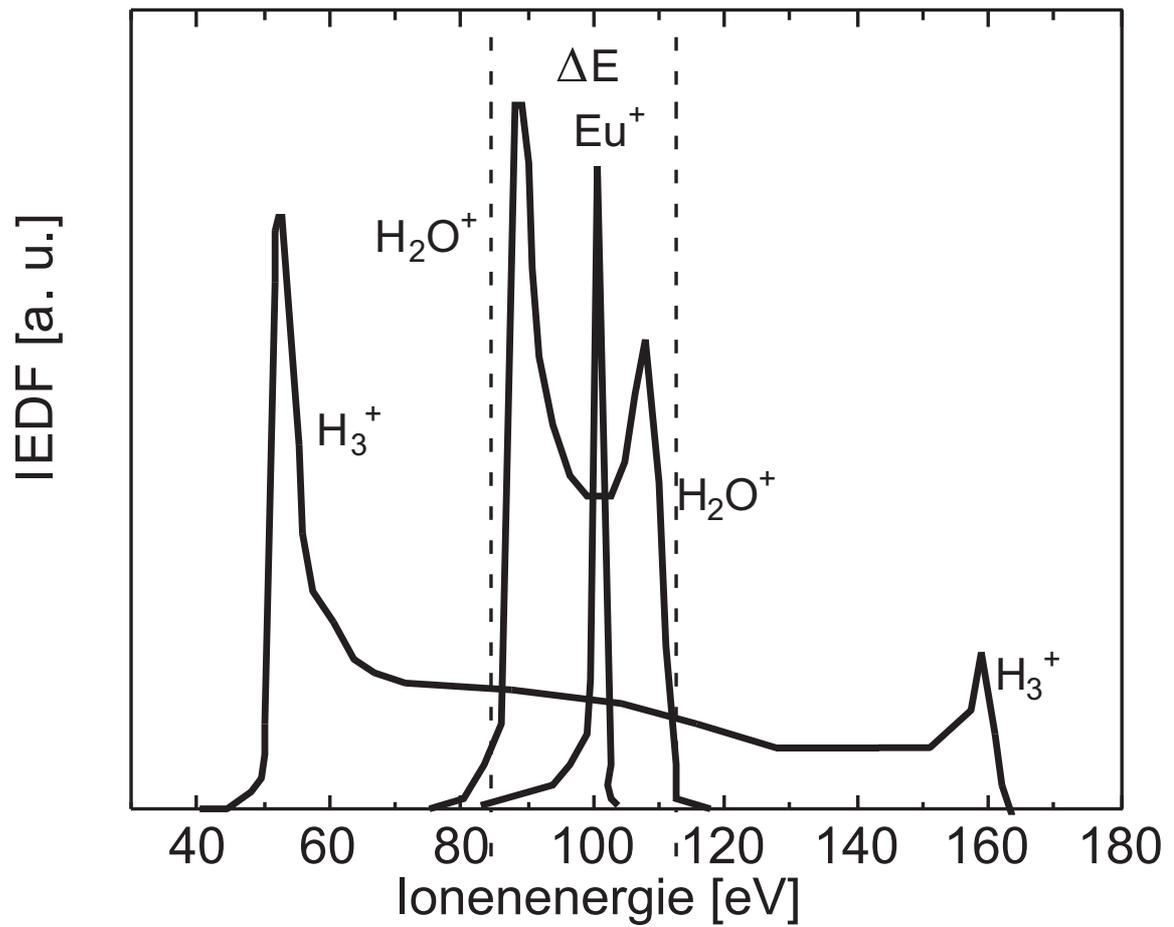


Abb. 2.3. Energieverteilung verschiedener Ionen in einer RF-Entladung bei 13,56 MHz, 10 Pa Ar, Abstand Target-Substrat: 50 mm; gemessen am geerdeten Substrat [178] (© The American Institute of Physics).

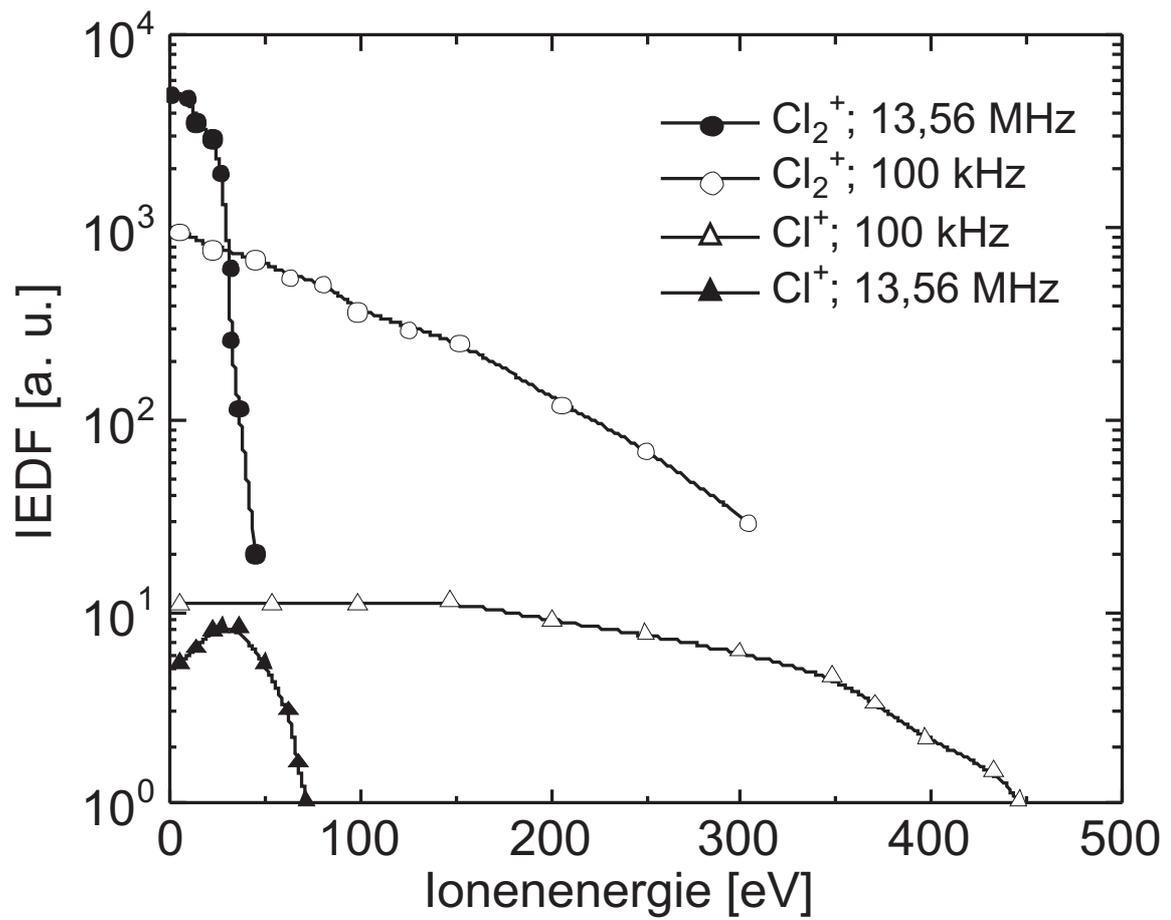


Abb. 2.4. Energieverteilung von Cl^+ - und Cl_2^+ -Ionen bei 100 kHz und 13,56 MHz [200] (© The American Institute of Physics).

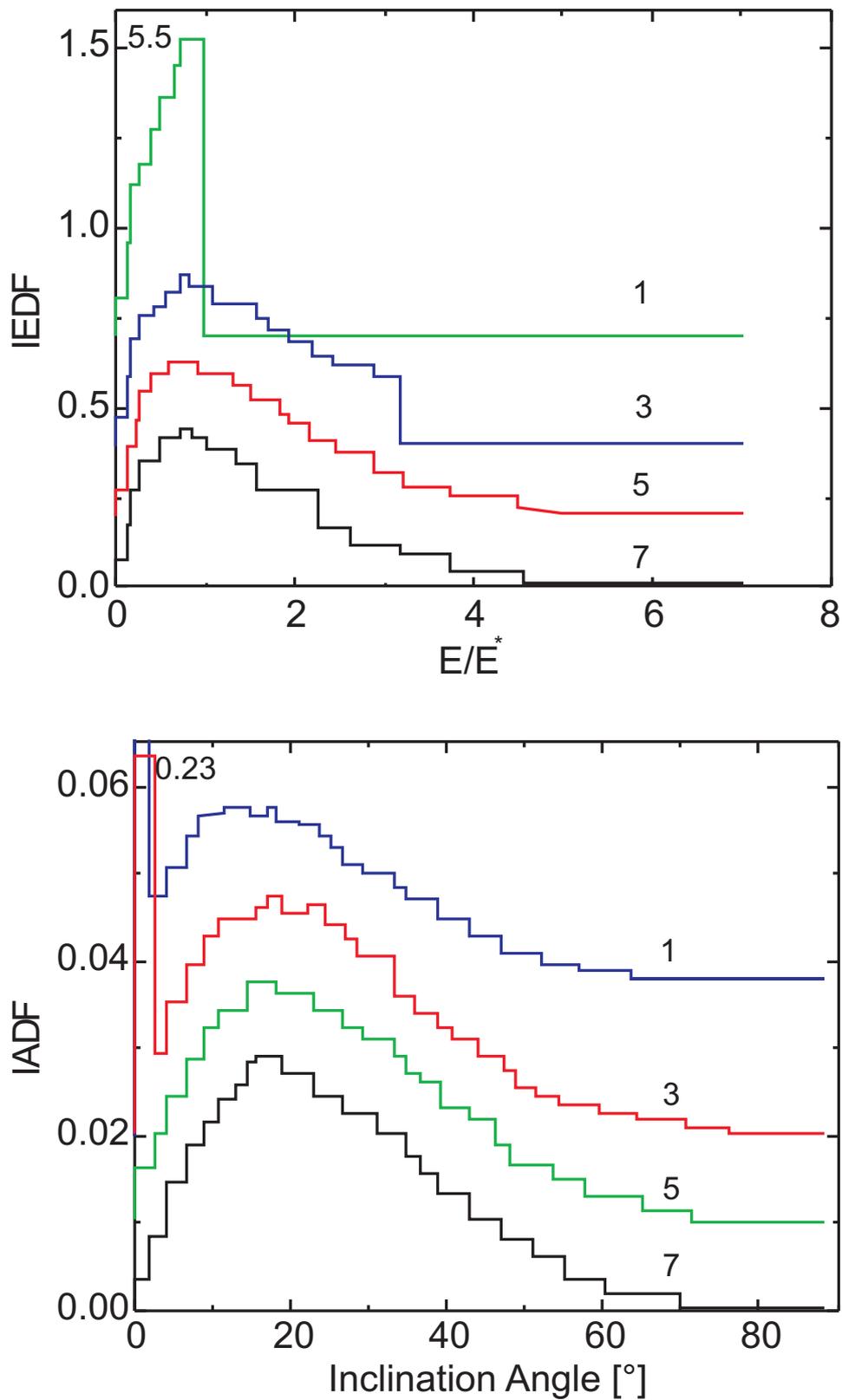


Abb. 2.5. Mit einer MC-Methode berechnete $\mathcal{I}EDF$ und $\mathcal{I}ADF$ für verschiedene Quotienten von Randschichtdicke und MFP (entspricht etwa der Stoßzahl) für den Weg durch die Randschicht für harte Kugeln und ein gleichförmiges DC-Feld. Die vertikale Achse ist zur Unterscheidung der verschiedenen Funktionen senkrecht verschoben [190] (© The American Institute of Physics).

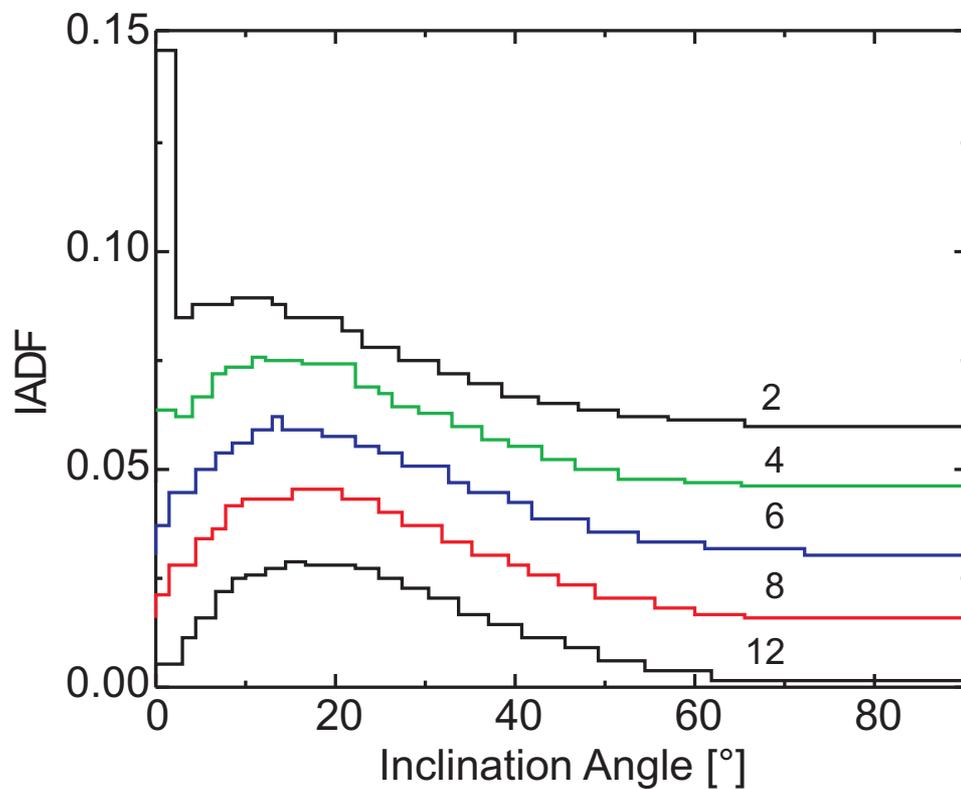
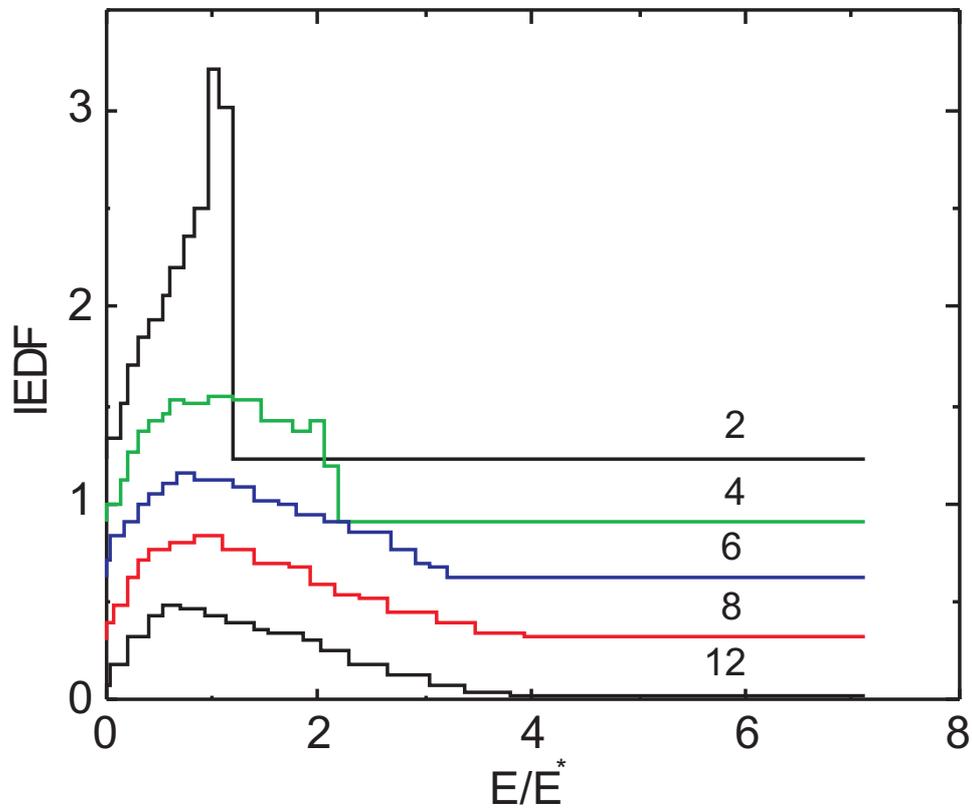


Abb. 2.6. Mit einer MC-Methode berechnete $\mathcal{I}EDF$ und $\mathcal{I}ADF$ für verschiedene Zahl von Stößen auf dem Weg durch die Randschicht für harte Kugeln und ein lineares DC-Feld. Die vertikale Achse ist zur Unterscheidung der verschiedenen Funktionen senkrecht verschoben [190] (© The American Institute of Physics).

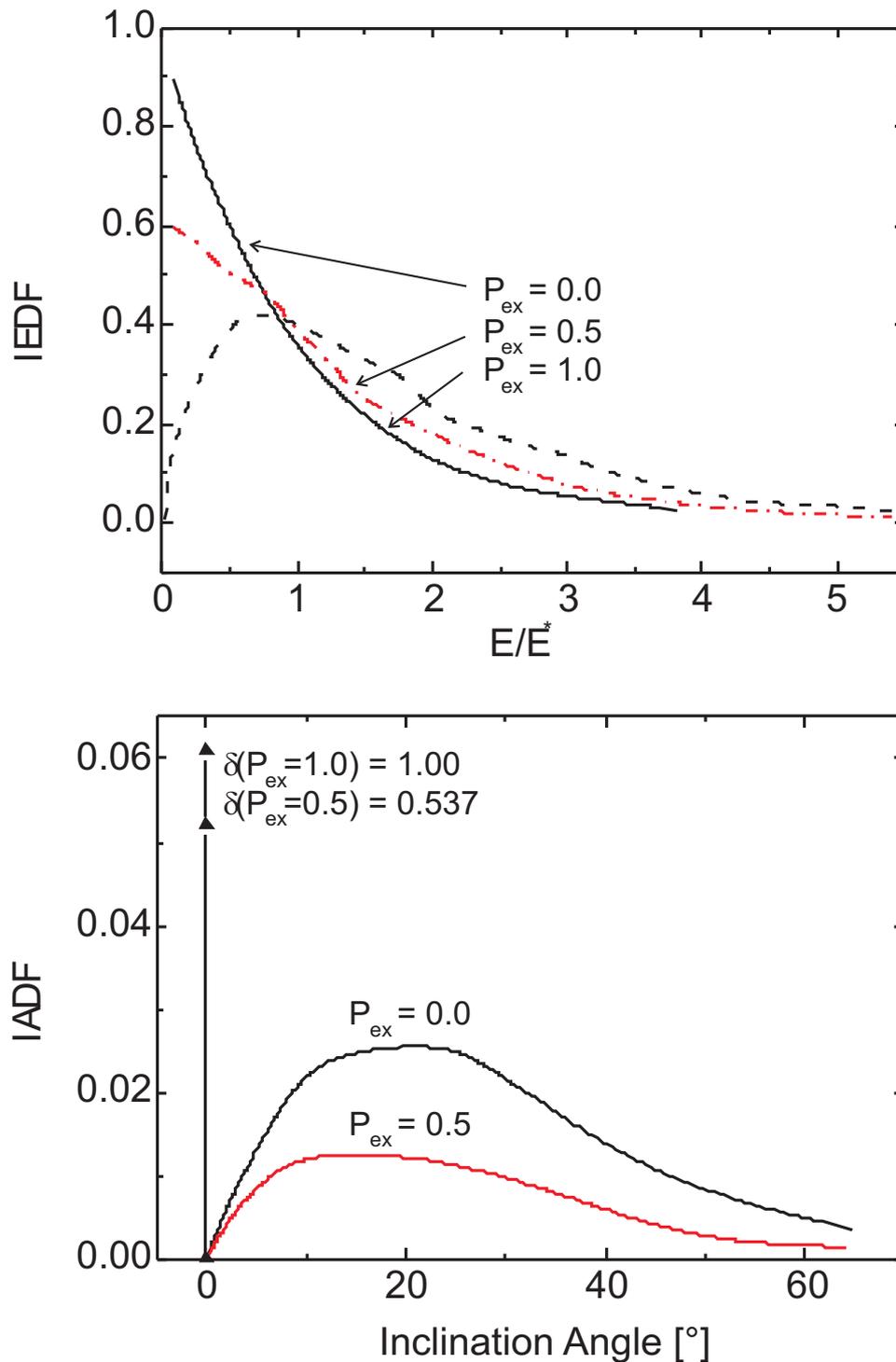


Abb. 2.7. Mit einer MC-Methode berechnete $\mathcal{I}\mathcal{E}\mathcal{D}\mathcal{F}$ (oben) und $\mathcal{I}\mathcal{A}\mathcal{D}\mathcal{F}$ (unten) für eine gemischte Streuung aus Stößen von harten Kugeln und symmetrischem Charge-Transfer auf dem Weg durch die Randschicht für ein lineares DC-Feld. P_{ex} ist die Wahrscheinlichkeit für einen symmetrischen Charge-Transfer, der keine Änderung der Winkelverteilung erzeugt (δ -Funktionen bei $\vartheta = 0^\circ$ der Höhe 1,00 bzw. 0,58), aber dafür die Energieverteilung dramatisch beeinflusst [190] (© The American Institute of Physics).

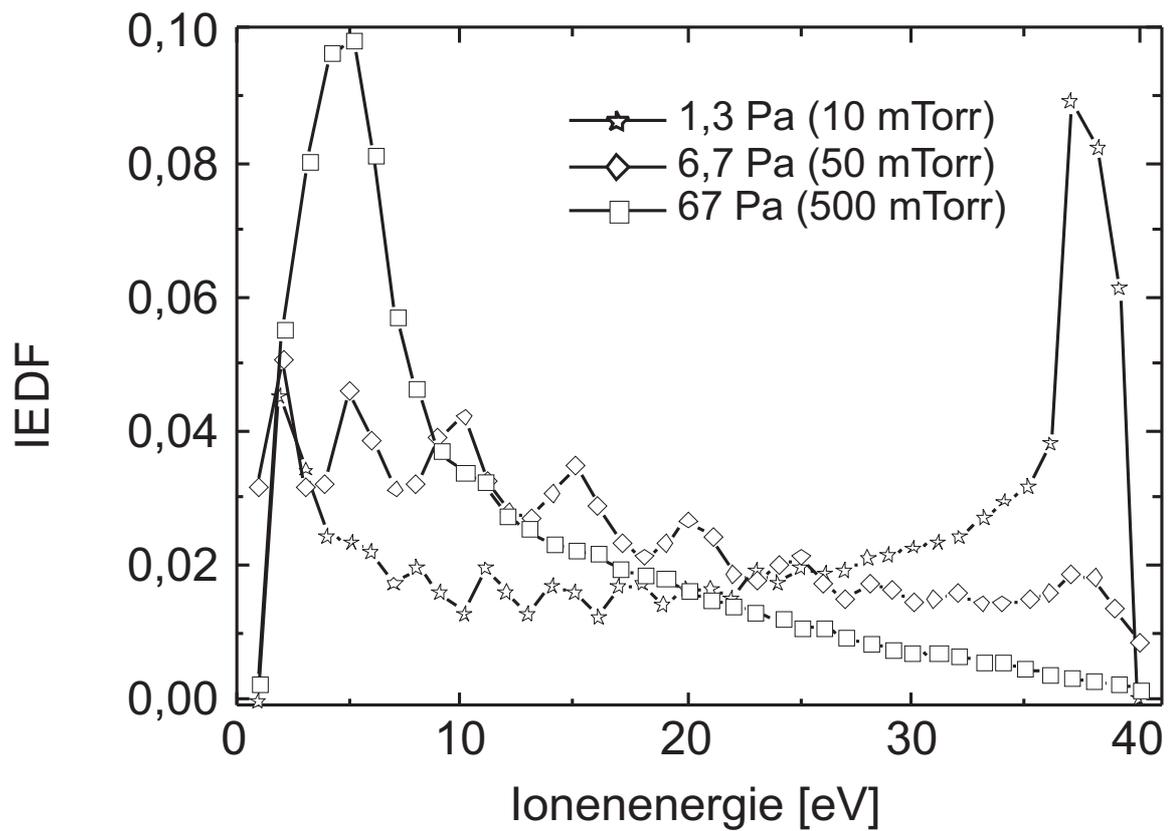


Abb. 2.8. Gemessene Druckabhängigkeit der $IEDF$ von Argon in einer kapazitiv gekoppelten Entladung bei 13,56 MHz. Gut aufgelöst ist der Doppel-„Peak“ bei sehr niedrigen Drücken; bei 67 Pa (500 mTorr) ist dagegen die $IEDF$ „voll entwickelt“ (nach [204]).

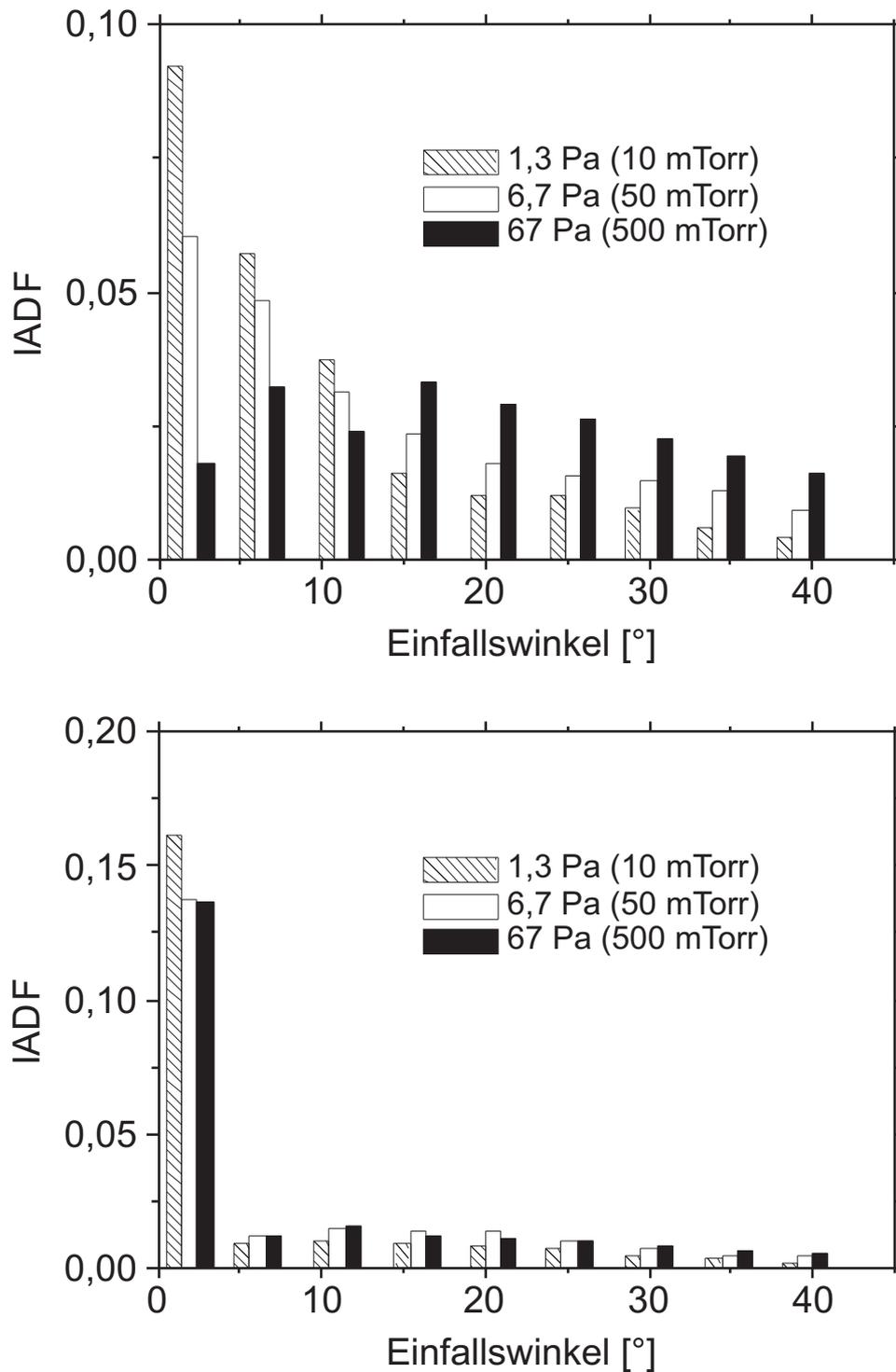


Abb. 2.9. IADFs für eine Ar-RF-Entladung bei 13,56 MHz und verschiedenen Drücken, oben: gemessen, unten: MC-Simulation (nach [204]).

3 Hoch-Dichte-Plasmen

3.1 Einleitung

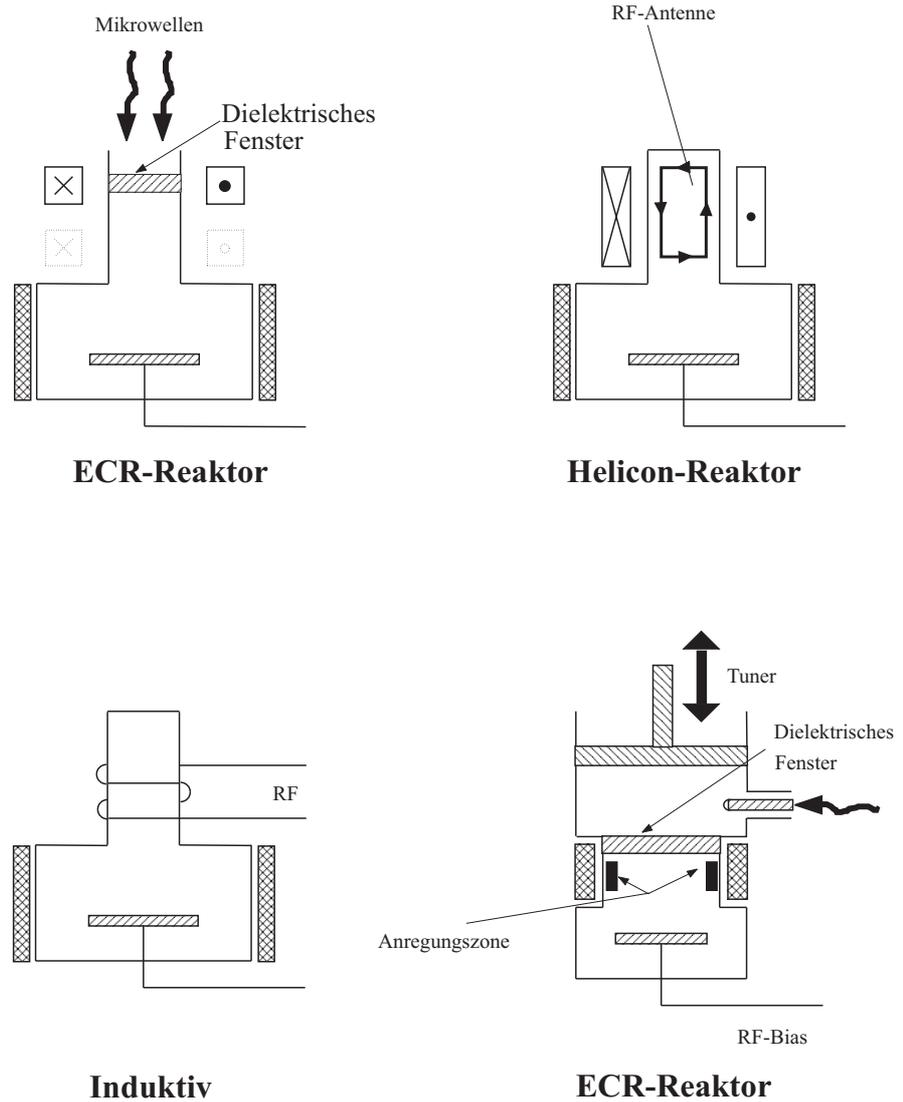


Abb. 3.1. Verschiedene Reaktortypen für Hoch-Dichte-Plasmen.

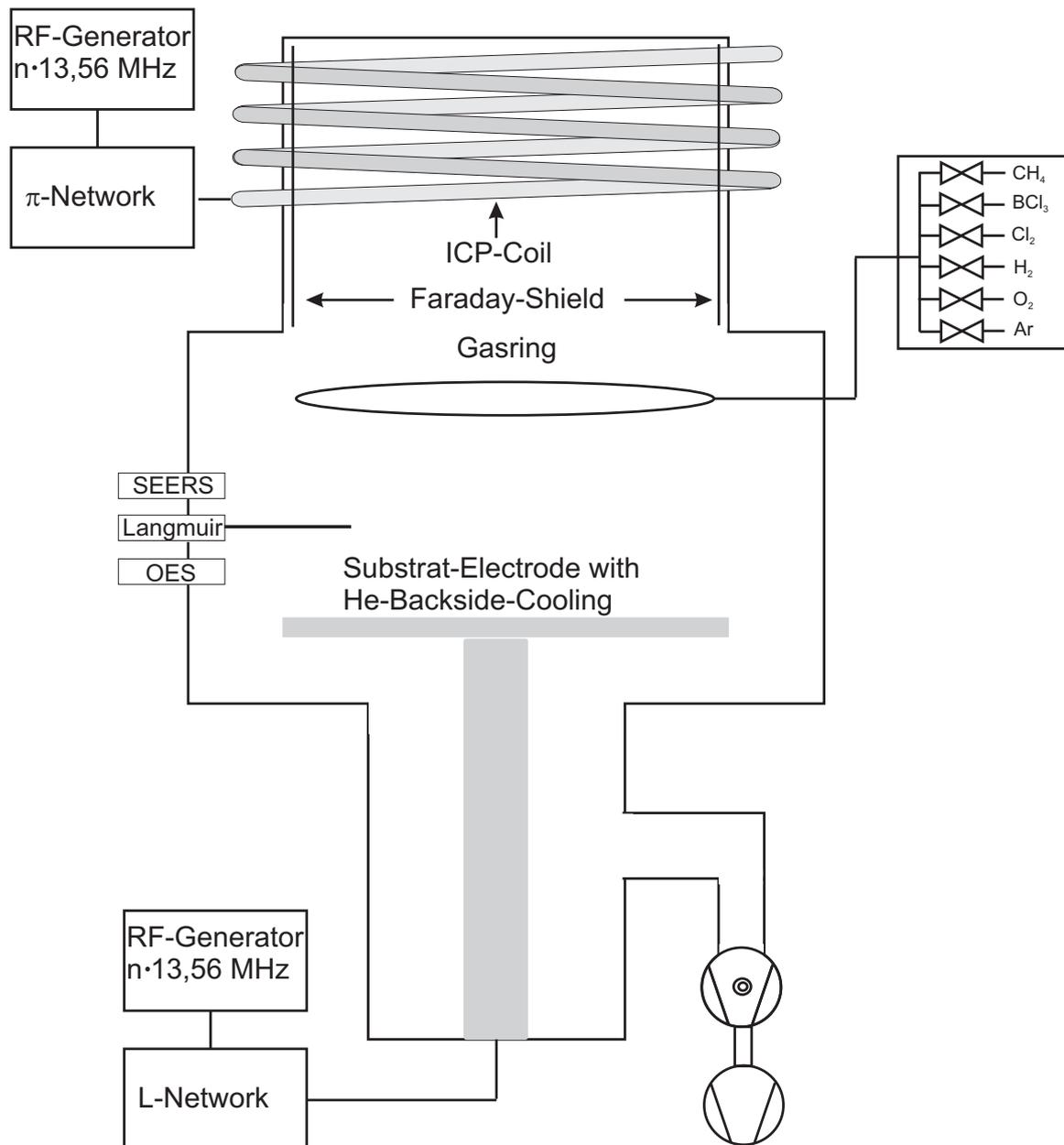


Abb. 3.2. Prinzipieller Aufbau einer ICP-Quelle mit FARADAY-Abschirmung und kapazitiv angekoppelter Elektrode.

3.2 ICP-Kopplung

3.2.1 Transformator-Modell

Der RF-Strom in der Spule mit n Windungen und der Länge l induziert ein senkrecht dazu stehendes magnetisches Wirbelfeld, das seinerseits ein

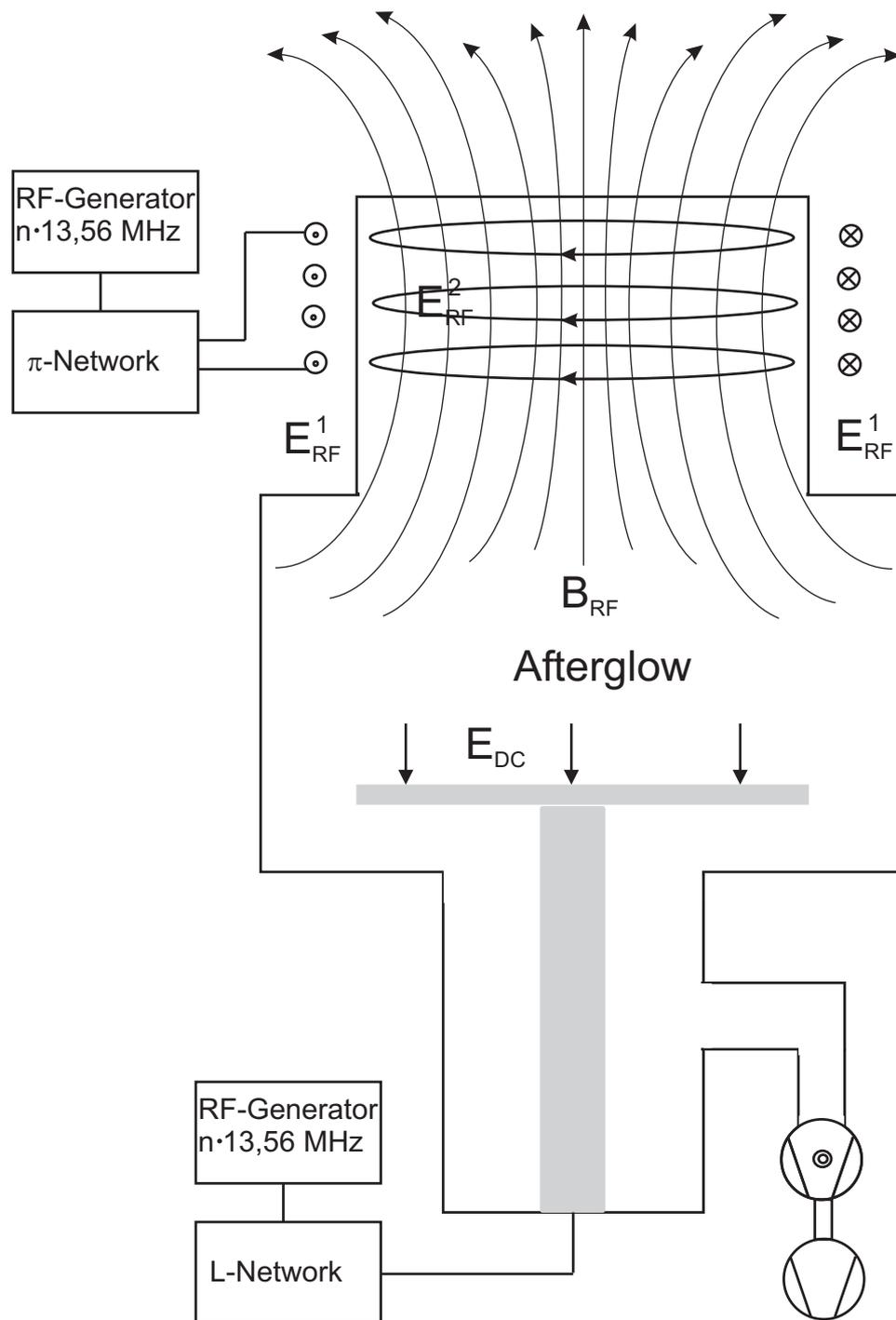


Abb. 3.3. Prinzipieller Aufbau der Felder in einer ICP-Quelle.

elektrisches Wirbelfeld induziert, das einen Plasmastrom auslöst, der anti-

parallel zum Spulenstrom steht. Wegen der hohen Plasmadichten schirmt sich das Plasma gegen das Feld auf einer Länge δ ab. Da die beiden „Spulen“ ineinandergeschoben sind, und die innere Spule nur eine Windung hat, ist die im Plasma induzierte Stromdichte sehr hoch. ICPs werden oft auch als TCPs bezeichnet.

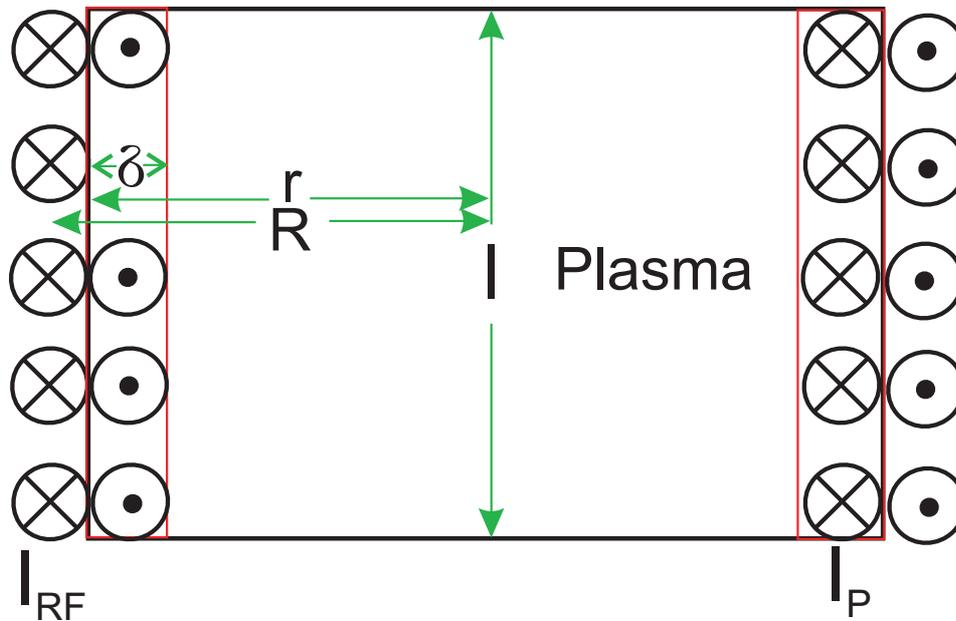


Abb. 3.4. Prinzipielles Bild der Ströme in einer ICP-Entladung. Der RF-Strom in der Spule mit n Windungen induziert ein senkrecht dazu stehendes magnetisches Wirbelfeld, das seinerseits ein elektrisches Wirbelfeld induziert, das einen Plasmastrom auslöst, der antiparallel zum Spulenstrom steht.

3.2.2 Plasmawiderstand und Plasmaimpedanz

Wirbelstrom im Plasma:

$$I_P = jI\delta_P, \quad (10.1)$$

Plasmawiderstand:

$$R_P = \frac{1}{\sigma} \frac{L}{A} \quad (10.2)$$

L der Länge des Strompfades $\Rightarrow L = 2\pi r$

A die von ihm durchsetzte Fläche $\Rightarrow A = I\delta_P$:

$$R_P = \frac{2\pi r}{\sigma I\delta_P} \quad (10.3)$$

σ die DC-Leitfähigkeit:

$$\sigma = \frac{e_0^2 n}{m_e \nu_m} \quad (10.4)$$

Magnetischer Fluß Φ in der Skin-Schicht der Dicke δ_P :

$$\Phi = L_P I_P = \mu_0 \frac{I_P}{l} \pi r^2 \quad (10.5)$$

$$L_P = \frac{\mu_0 \pi r^2}{l}. \quad (10.6)$$

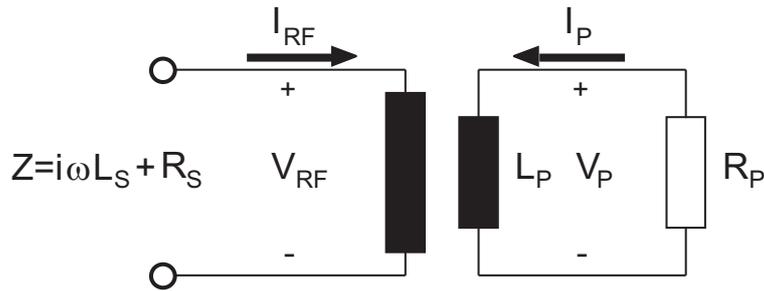


Abb. 3.5. Prinzipielles Schaltbild einer ICP-Entladung.

3.2.3 Kopplung zwischen Spule und Plasma

Induktionsmatrix:

$$\left. \begin{aligned} V_{RF} &= i\omega L_{11}I_{RF} + i\omega L_{12}I_P \\ V_P &= i\omega L_{21}I_{RF} + i\omega L_{22}I_P, \end{aligned} \right\} \quad (10.7)$$

- Eigeninduktivitäten
 - L_{11} in der Spule,
 - L_{22} im Plasma
- und den Gegeninduktivitäten $L_{12} = L_{21}$

$$\left. \begin{aligned} L_{11} &= \frac{\mu_0 \pi n^2 R^2}{l}, \\ L_{22} = L_P &= \frac{\mu_0 \pi r^2}{l}, \\ L_{12} = L_{21} &= \frac{\mu_0 \pi n r^2}{l}, \end{aligned} \right\} \quad (10.8)$$

(2) in (1) und $V_P = -R_P I_P \Rightarrow$ gesamte Impedanz an den Spulenenenden:

$$Z_S = R_S + i\omega L_S = \frac{V_{RF}}{I_{RF}} = i\omega L_S + \frac{\omega^2 L_{21}^2}{R_P + i\omega L_P}. \quad (10.9)$$

3.2.4 Erregerkreis

$$Z_S = R_S + i\omega L_S = \frac{V_{RF}}{I_{RF}} = i\omega L_S + \frac{\omega^2 L_{21}^2}{R_P + i\omega L_P}. \quad (10.9)$$

- $\delta_P \ll r \Rightarrow$
- $R_P \ll i\omega L_P, :$
- $\frac{1}{R_P + i\omega L_P} \longrightarrow \frac{1}{i\omega L_P} (i\omega L_P - R_P):$

$$Z_S = i\omega L_S + \frac{i\omega L_{21}^2}{L_P} \left(1 - \frac{R_P}{i\omega L_P}\right) = i\omega \left(L_P + \frac{L_{12}^2}{L_P}\right) + R_P \left(\frac{L_{12}}{L_P}\right)^2, \quad (10.10)$$

verkürzt also

$$Z_S = i\omega L_S + R_S \quad (10.11)$$

mit $R_S = n^2 R_P$ und $L_S = L_{11} - nL_{12}$.

3.2.5 Einkoppelte Leistung

3.2.5.1 Hohe Plasmadichte.

$$P_{\text{abs}} = \frac{1}{2} I_P^2 R_P : \quad (10.12)$$

$$R_P = \frac{2\pi r}{\sigma l \delta_P} \quad (10.3)$$

$$\delta = \frac{1}{k} = \frac{c}{\sqrt{\omega_P^2 - \omega^2}} \approx \frac{c}{\omega_P} : \quad (10.13)$$

$$\omega_P = \sqrt{\frac{e_0^2 n_P}{\epsilon_0 m_e}} \quad (10.14)$$

$$P_{\text{abs}} \propto \frac{1}{\sqrt{n_P}} \quad (10.15)$$

3.2.5.2 Niedrige Plasmadichte.

$$\delta_P \geq r \Rightarrow : \quad (10.16)$$

$$j \propto \frac{I_{\text{RF}}}{A} = \frac{I_{\text{RF}}}{V/r} = \frac{I_{\text{RF}} \cdot n_0}{r}, \quad (10.17)$$

$$P_{\text{abs}} = \int_0^r \frac{j(r)^2}{\sigma} \pi r l dr \approx \frac{j^2}{\sigma} \pi r^2 l : \quad (10.18)$$

die eingekoppelte Leistung ist bei festgehaltenem Strom proportional der Plasmadichte.

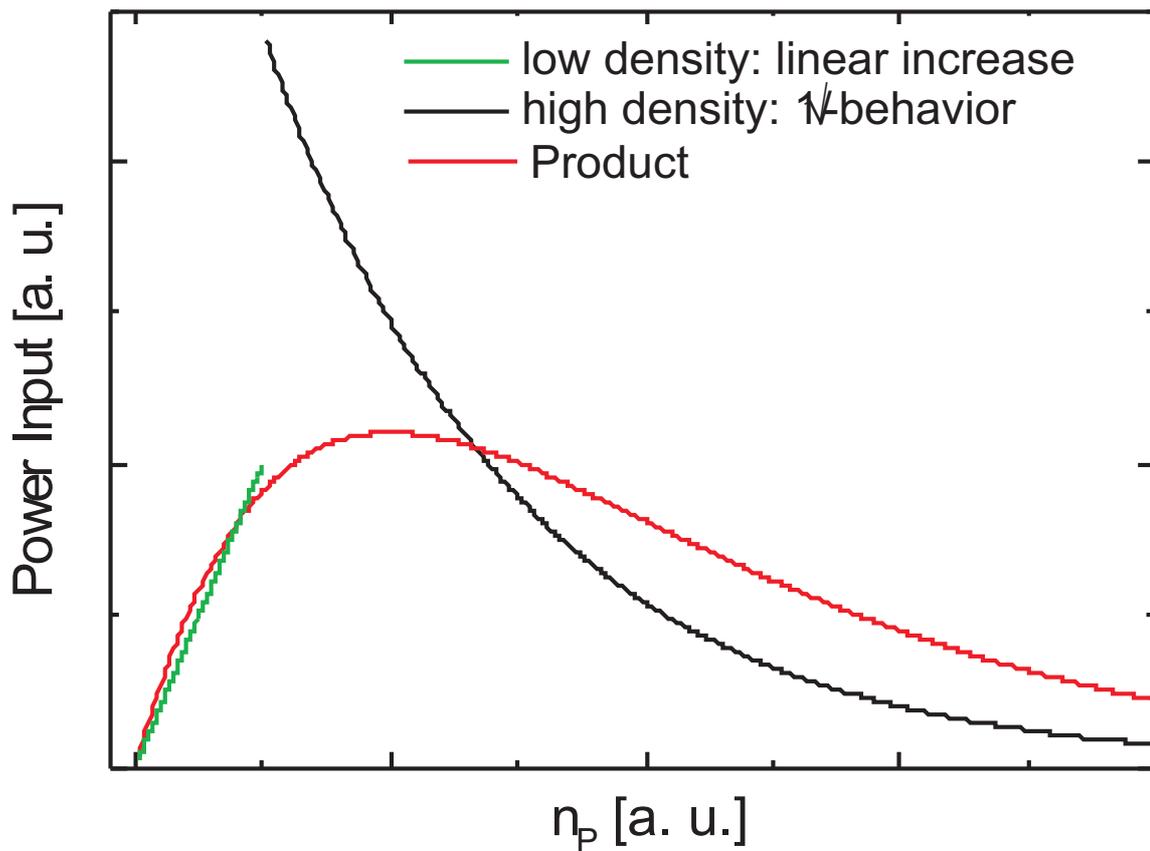


Abb. 3.6. Induktive Einkopplung: bei niedrigen Plasmadichten ist die Skintiefe größer als der Durchmesser der Plasmasäule: linearer Anstieg. Zu höheren Plasmadichten begrenzt die Skinschicht die Feldeinkopplung.

4 CCP-Entladungen vs. ICP-Entladungen

4.1 Qualitativer Vergleich

Tab. 4.1. Eigenschaften von Entladungen (CCP und ICP)

Eigenschaft	CCP	ICP
Anregung	E	B
Richtung d. elektr. Feldes	⊥ zur Elektrode	zur Elektrode
n_e [cm ⁻³]	≤ 10 ¹⁰	≤ 10 ¹²
$\mathcal{E}\mathcal{E}\mathcal{D}\mathcal{F}$	Non-MAXWELLian	Oft MAXWELLian
T_e [eV]	2 – 8	2 – 8
Schichtdicke [mm]	1 – 15	0.05 – 1
Aufheizung	OHMSch, Stochastisch	OHMSch
Obere Anregungsgrenze	Ionische Aufheizung	Skinneffekt

4.2 Nachteile von ICP-Entladungen

- $n_{p,source} > n_{p,substrate}$; 1 – 2 Dekaden.
- $n_p = n_p(r) \Rightarrow$ räumlich auflösende Verfahren
B. Bai, H. Sawin; J. Vac. Sci. Technol. **A 22**, 2014 (2004).
- Skintiefe,
- zusätzliches Potential (POISSON-Gl.)
M.A. Lieberman, and A.J. Lichtenberg: *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, J. Wiley, New York, N.Y., 1994, $n_p \propto n_n \propto T_n$):

$$V = k_B T_e \ln \left(\frac{n}{n_p} \right), \quad (11.1)$$

- Zellkonstante (Abbn. 11.1)?

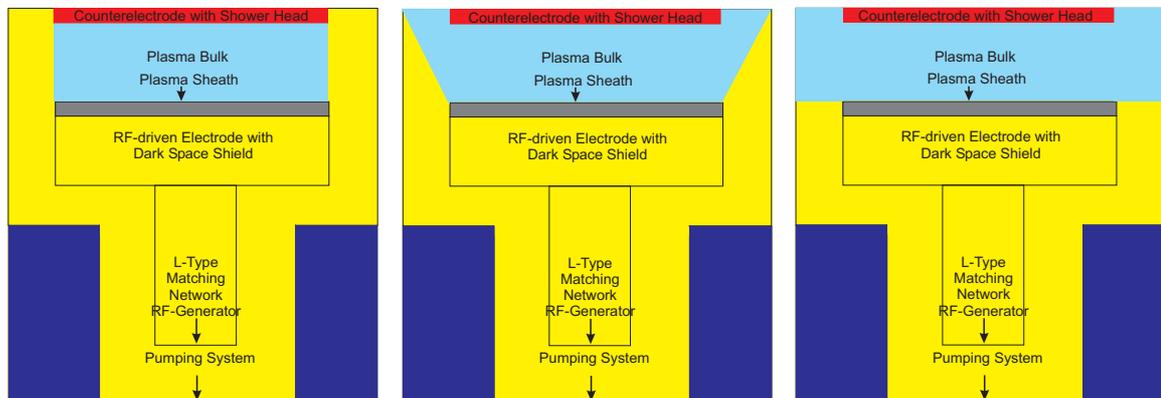


Abb. 4.1. Verschiedene Modelle für den Strompfad. Die Abb. lks. ist wahrscheinlich für eine (begrenzte) CCP-Entladung, während die beiden anderen mehr oder weniger gut eine ICP-Entladung beschreiben — je nach Plasmadichte.

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_P}{\omega}\right)^2} \longrightarrow n = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_P^2}{\omega(\omega \pm \omega_c)}\right)}, \quad (12.1)$$

bzw.

$$\varepsilon = n^2 = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_P^2}{\omega(\omega \pm \omega_c)}, \quad (12.2)$$

wenn die Wellen sich parallel zum Magnetfeld bewegen ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}_0$); d. h. für $\omega_c > \omega$ wird der Subtrahend negativ, der Brechungsindex folglich größer als Eins. Für die R-Welle findet eine Resonanz mit Elektronen, für die L-Welle eine Resonanz mit Ionen statt.

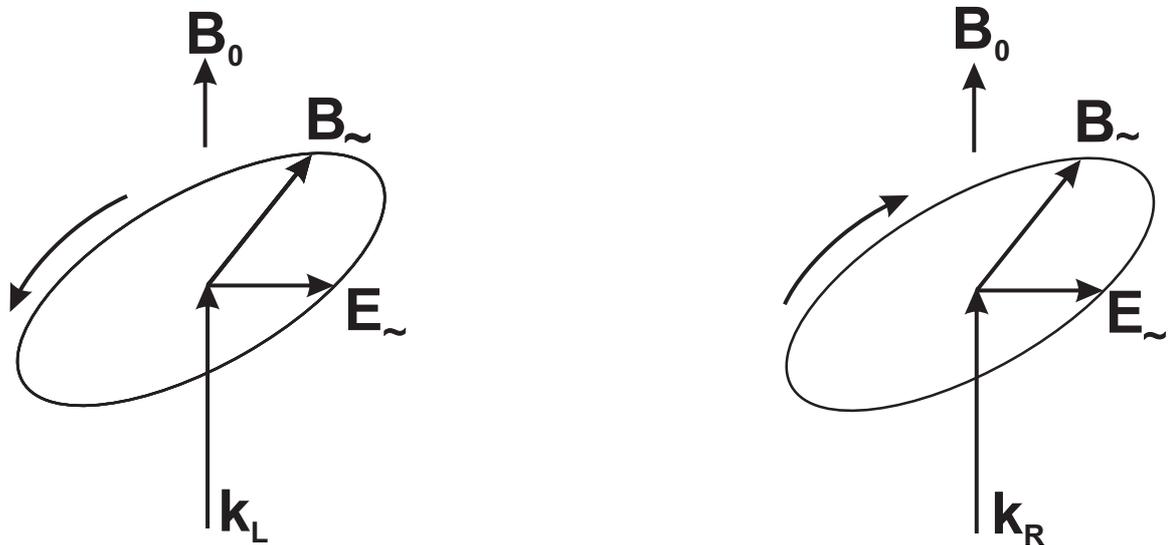


Abb. 5.2. Polarisation der sich im anisotropen Plasma parallel zum statischen Magnetfeld ausbreitenden Wellen: lks.: QT-l, re.: QL-r.

Tab. 5.1. Zusammenstellung der Frequenzen für „Cutoff“ und Resonanz der „Prinzipalwellen“

Welle	„Cutoff“	Resonanz
R-Welle	$\omega_R = \frac{1}{2}\sqrt{-\omega_c + (\omega_c^2 + 4\omega_P^2)}$	$\omega = \omega_{c,e}$
L-Welle	$\omega_L = \frac{1}{2}\sqrt{+\omega_c + (\omega_c^2 + 4\omega_P^2)}$	$\omega = \omega_{c,i}$

Für eine gegebene Elektronendichte findet der „Cutoff“ im Vergleich zur Resonanz bei niedrigeren magnetischen Feldstärken

statt. Eine Resonanz kann also nur dadurch erreicht werden, indem die Wellen an Stellen höheren Magnetfeldes, als für die Resonanz erforderlich ist, eindringen. Kommen sie von der Niederfeldseite, werden sie reflektiert.

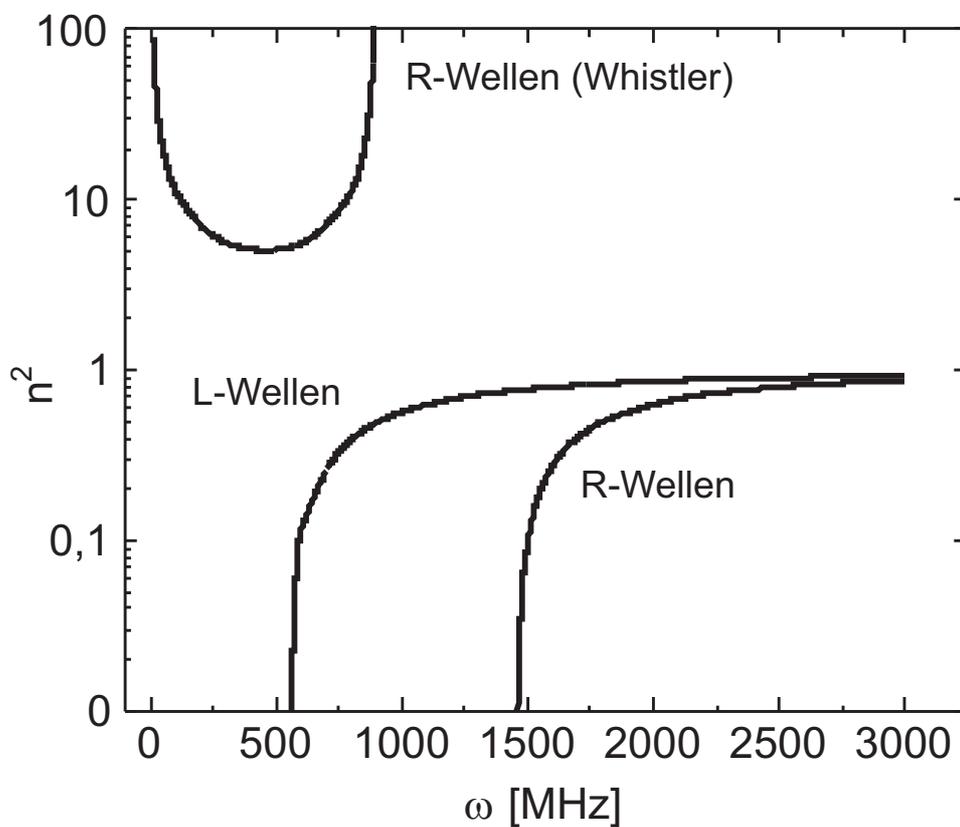
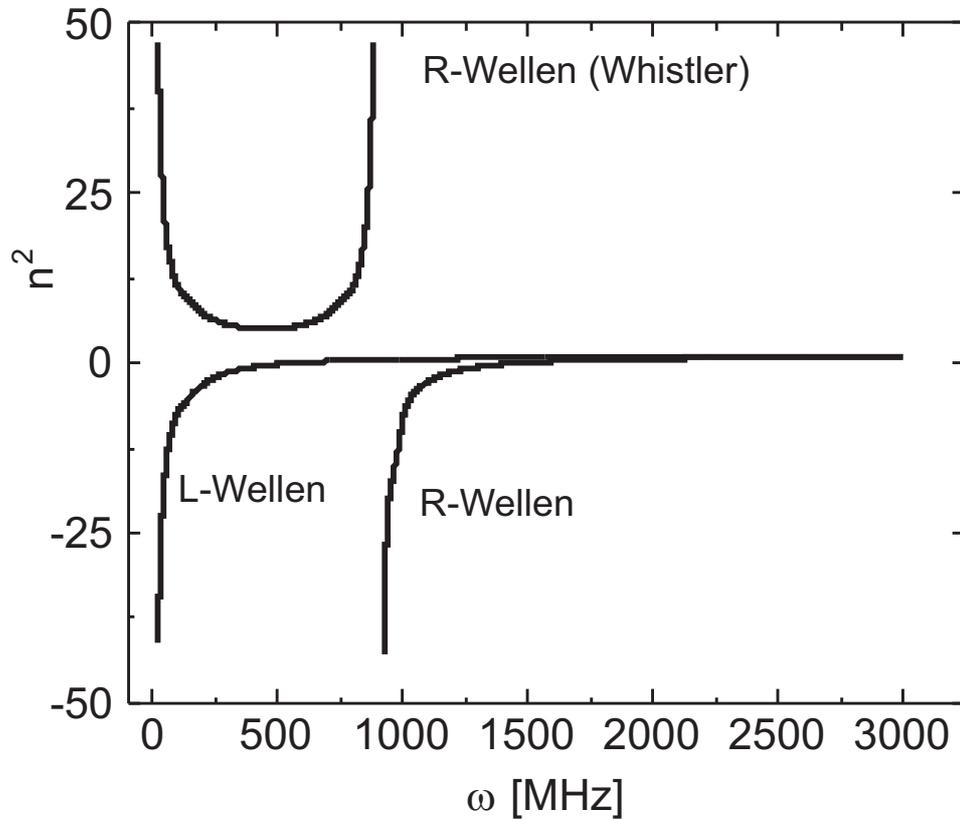


Abb. 5.3. Dispersionskurven für R- und L-Wellen. Dargestellt ist die Abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten von der Frequenz für ein Modell, das der Ionosphäre ähnelt ($\omega_c = \omega_p = 900$ MHz). Links oben ist die Region der Whistlerwellen, unten sind die Äste der L- und R-Welle (oben: L, unten: R) zu sehen, die im Hochfrequenzbereich zusammenlaufen.

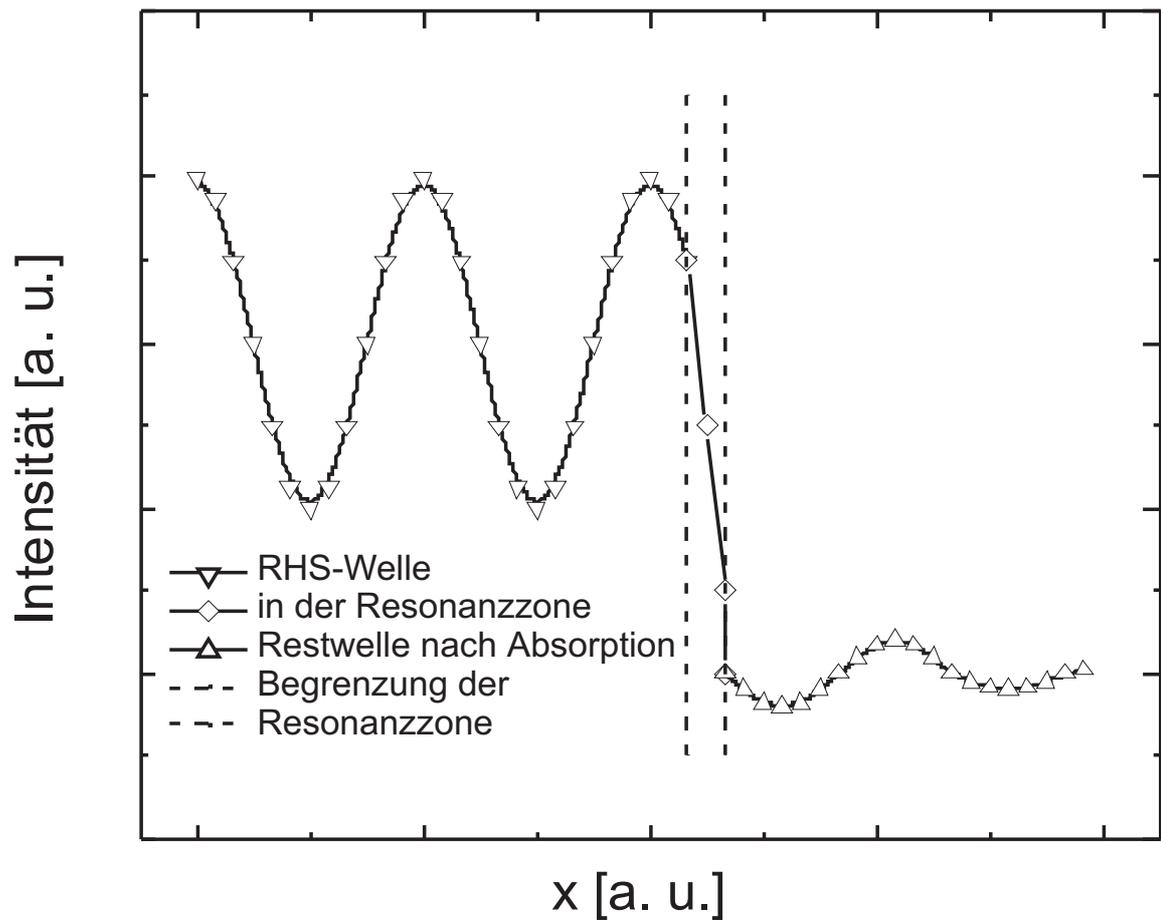


Abb. 5.4. Die Welle läuft an der höchsten Stelle des Magnetfelds in das Plasma hinein und gibt in der bei niedrigen Entladungsdrücken sehr scharf begrenzten Resonanzzone ihre Energie an die Elektronen ab.

5.2 ECR-Reaktoren

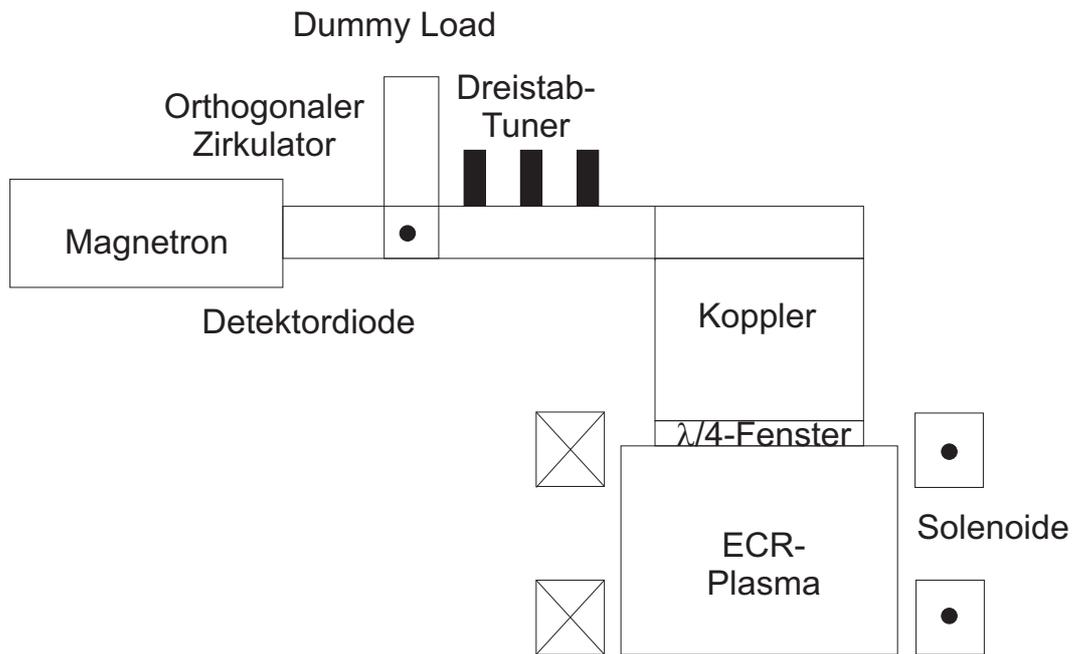


Abb. 5.5. Schematische Darstellung einer ECR-Quelle (© Oxford Instruments 1993).

Magnetron \rightarrow TM-Welle in einen angeflanschten Rechteck-Hohlwellenleiter.

Schutz des Magnetrons durch orthogonalen Zirkulator, der den reflektierten Grundton der Welle in ein wassergekühltes „Dummy Load“ abführt.

Detektordiode: Messung der reflektierten HF-Leistung.

45° -Spiegel: Umlenkung der Welle um 90° .

Fenster aus Quarz oder Saphir.

Wellenleiter-Transformator: TM-Rechteckwellen \rightarrow TM-Zylinderwellen

$$\psi_{1,2} = A_{1,2} J_m(\gamma_{1,2} r) e^{ikz} e^{im\vartheta} e^{i\omega t}$$

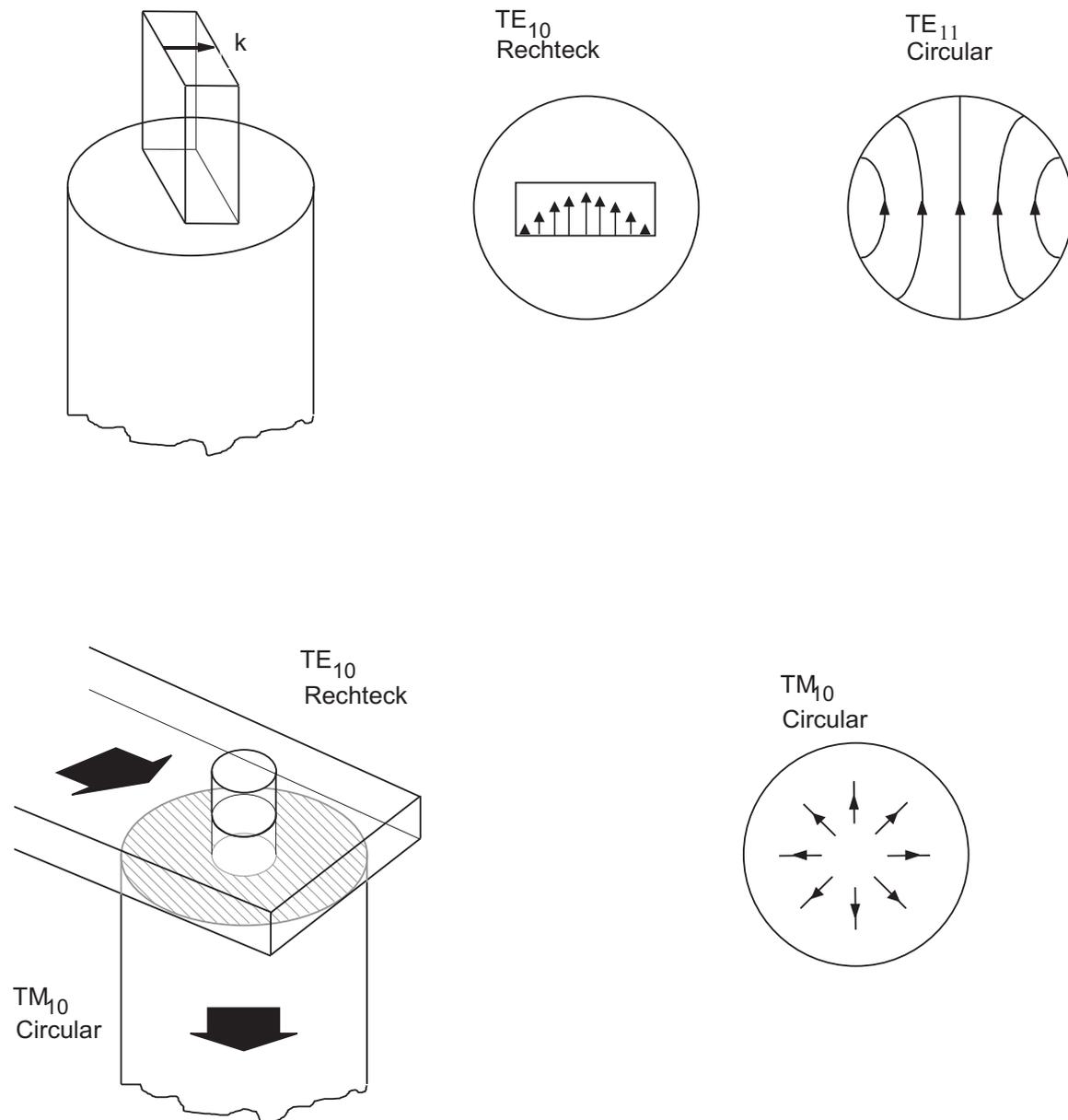


Abb. 5.6. Anregung von geführten Whistlerwellen, sog. *Heliconwellen*. Darstellung der Transformation einer TE_{10} -Rechteckwelle in eine Circularwelle, oben in die TE_{11} , unten dagegen in die TM_{01} -Welle. Bei 2,45 GHz benötigte die TE_{11} -Mode einen Reaktorradius von 3,59 cm [254]. Da das elektrische Feld jedoch sein Maximum auf einer Achse hat und nicht azimutal symmetrisch ist, könnte dies zu nicht-achsensymmetrischen Profilen auf dem Wafer führen. Daher wird meist ein Konverter (Hohlzylinder) verwendet, der die TE_{01} -Rechteck-Welle in eine TM_{01} -Zylinderwelle transformiert, die allerdings einen minimalen Radius von 4,67 cm zur Ausbreitung braucht [255]. Ihr Profil ist centrosymmetrisch mit nach außen ansteigendem magnetischen Feld.

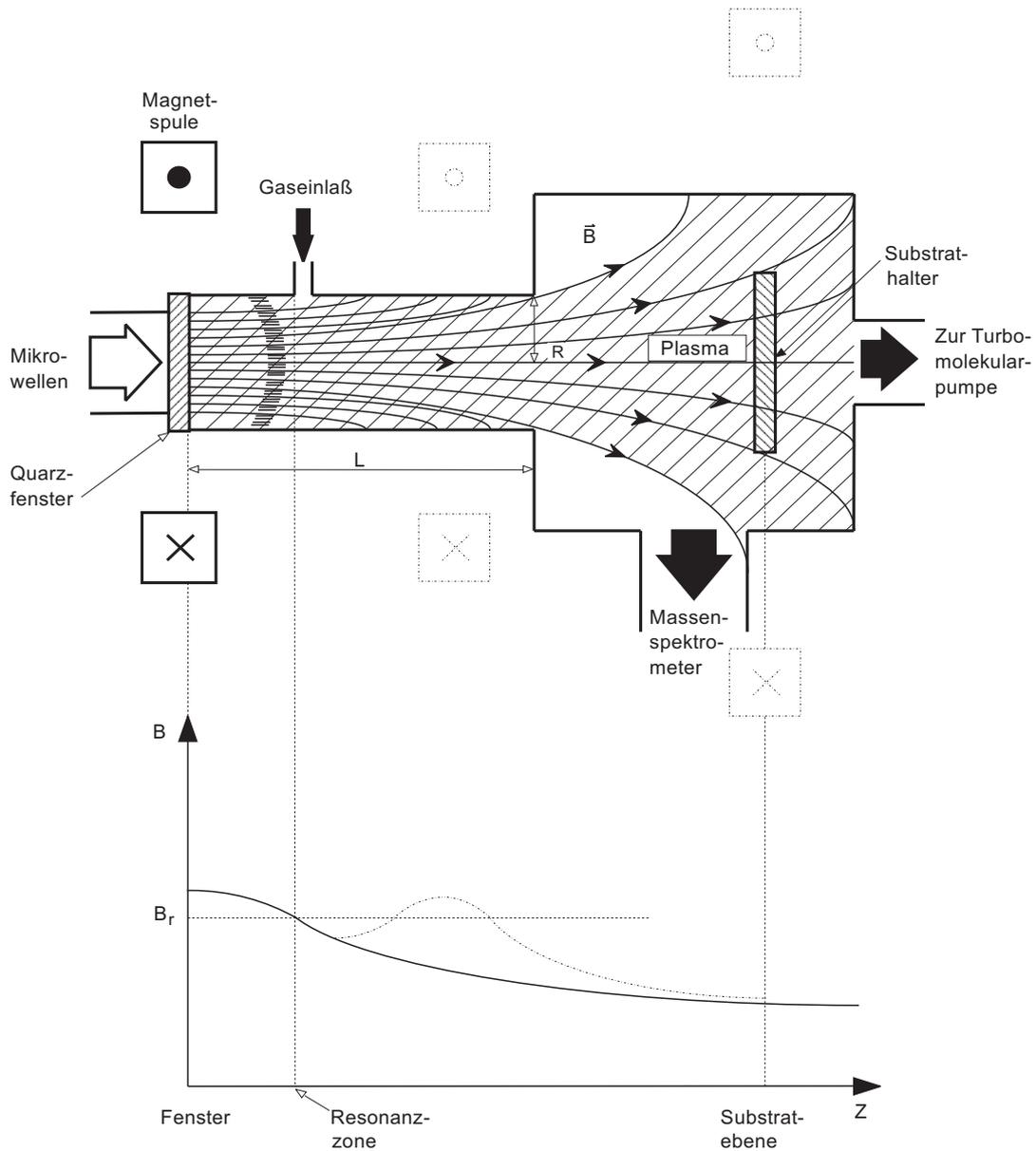


Abb. 5.7. Prinzipskizze eines typischen ECR-Systems mit dazu gehörigem Magnetfeldverlauf: durchgezogen für einen, punkt-strichliert für zwei Magneten [257]. Zwar ist mit zwei Magneten die Effizienz der Ionisierung höher (die magnetische Flasche spiegelt heiße Elektronen hin und her), gleichzeitig aber auch die Verluste durch Diffusion.

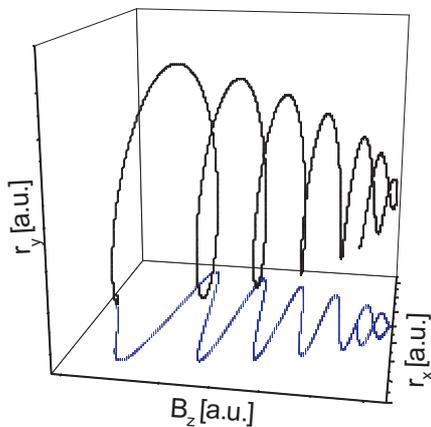


Abb. 5.8. Ein Elektron wird an der Stelle stärksten Magnetfeldes in longitudinaler Richtung reflektiert, an der Stelle schwächsten Magnetfeldes in dieser Richtung dagegen beschleunigt. Die Steigung der Schraubenlinie hängt vom Gradienten des Magnetfeldes ab.

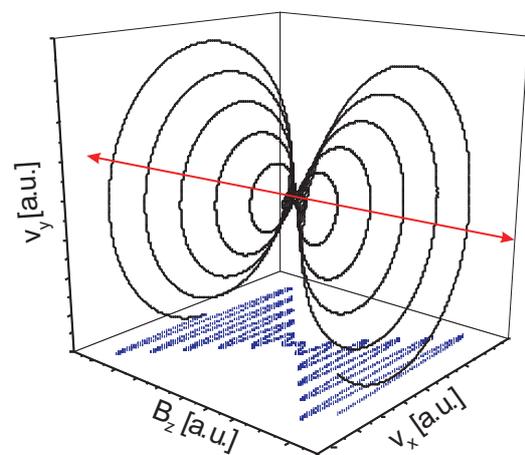
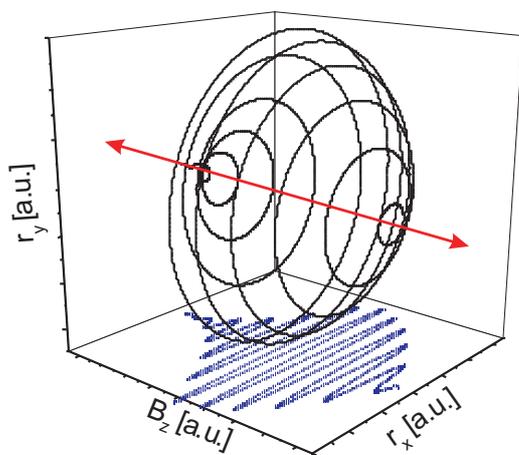


Abb. 5.9. Nach re. hin offene magnetische Flasche. Das Magnetfeld weist ein Minimum in der Mitte der B -Achse auf. Lks.: Radius des gyrierenden Elektrons als Funktion der Flußdichte, re.: Cyclotrongeschwindigkeit senkrecht zu den Linien des Magnetfeldes. Die Cyclotrongeschwindigkeit nimmt mit der Wurzel aus der Flußdichte zu, die Cyclotronfrequenz ist proportional zu dieser (Eine ähnliche Abhängigkeit gilt für die Trajektorie einer Partikel im eindimensionalen NEWTONSchen Kraftfeld; auch hier nimmt die Bahngeschwindigkeit v umgekehrt zur Wurzel aus dem Radius r zu.).

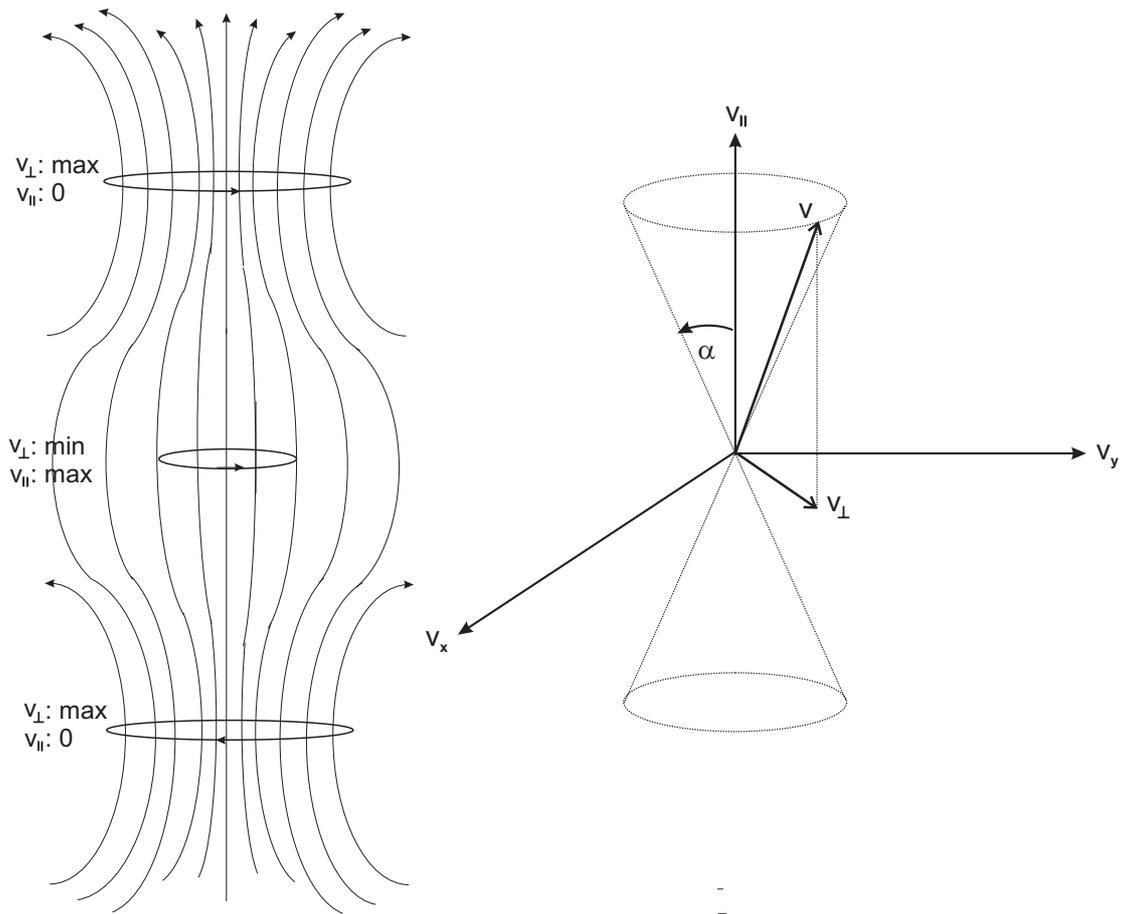


Abb. 5.10. Ein Elektron wird an der Stelle stärksten Magnetfeldes (Stärke B_0) in longitudinaler Richtung reflektiert, an der Stelle schwächsten Magnetfeldes in dieser Richtung dagegen beschleunigt, und zwar Elektronen mit positivem Drehsinn (CW oder R), Ionen mit negativem (CCW oder L). Innerhalb des Geschwindigkeitskegels sich befindliche Elektronen können nicht gefangen werden: $v_{||} = v^2 \frac{B_0 - B}{B_0}$! Für Annäherung an die Cyclotronfrequenz ist das magnetische Moment keine Invariante!

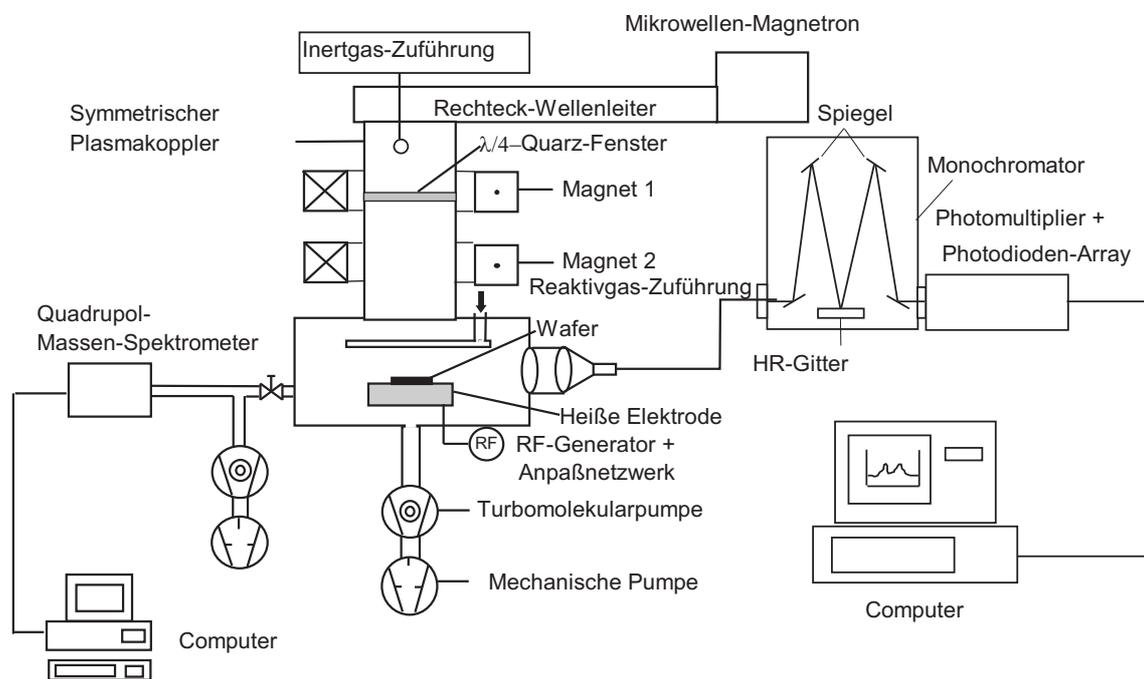


Abb. 5.11. Neben der Verwendung von zwei Magneten zur effizienten Ausblendung der Elektronen aus dem „Bulk“-Plasma ist die Trennung der Gase in inerte und reaktive (d. h. insbesondere solche, die bei den hohen Ionisierungsgraden des ECR-Plasmas polymerisieren) von Vorteil (© Oxford Instruments 1993).

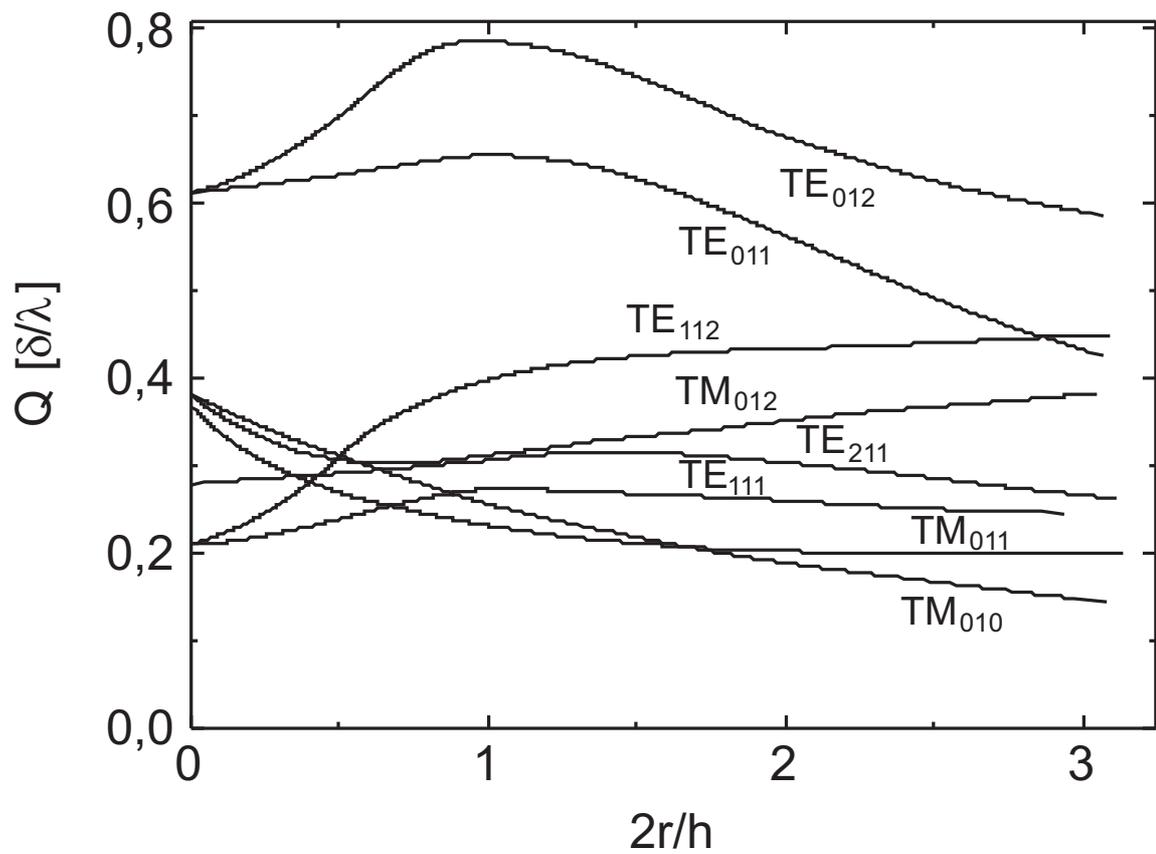


Abb. 5.12. Q als Funktion der Dimension eines zylindrischen Hohlraumresonators für verschiedene Moden [251].

6 Ionenstrahlssysteme

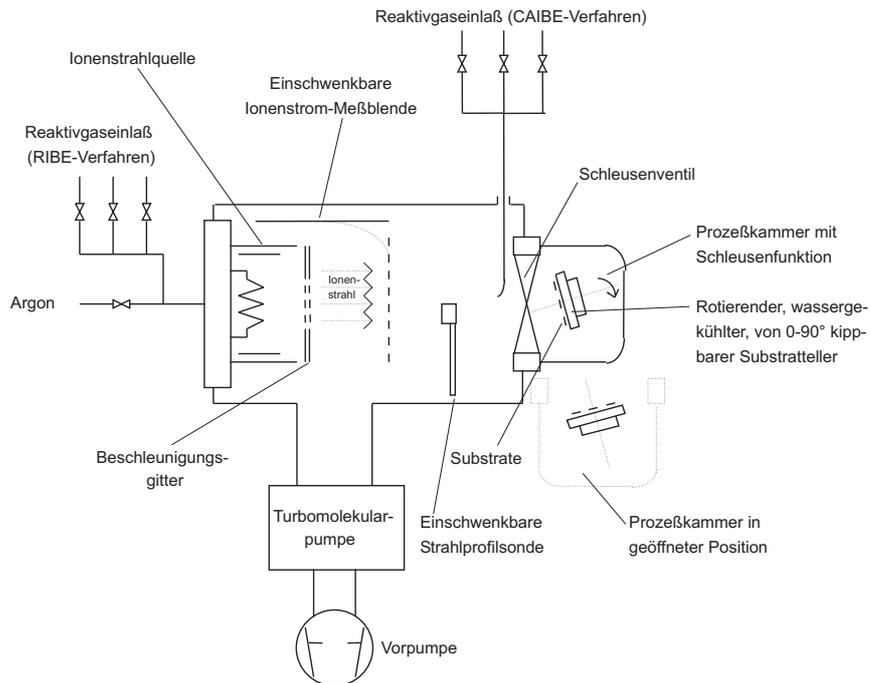


Abb. 6.1. Schematische Darstellung einer RIBE-Anlage mit CAIBE-Option. Mittels eines ein-schwenkbaren FARADAY-Käfigs kann die Charakteristik des Ionenstrahls bestimmt werden.

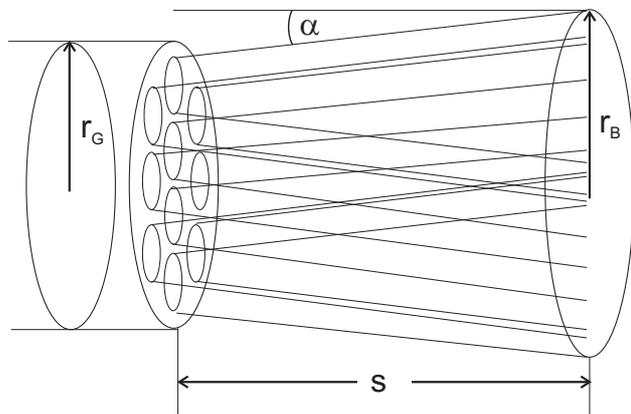


Abb. 6.2. Der Breitstrahl oder „Broad Beam“ besteht aus einem Bündel von Einzelstrahlen, den sog. „Beamlets“, die mittels einer Gitter- oder Ionenoptik aus der Plasmaquelle extrahiert werden. Je nach Potentialvariation erhält man im Prinzip einen fokussierten ($\alpha < 0^\circ$), kollimierten ($\alpha = 0^\circ$) oder defokussierten ($\alpha > 0^\circ$) Strahl. r_G ist der Radius des breiten Strahls in der Gitteroptik, r_B der Strahlradius am Target, die um die Distanz s voneinander entfernt sind, woraus sich die Bestimmungsgleichung des Divergenzwinkels ergibt (Gl. (8.1)). Das Target kann ein Substrat sein, das geätzt oder abgestäubt wird, zu Zwecken der Optimierung kann aber auch ein Aggregat aus zahlreichen FARADAY-Bechern installiert werden.

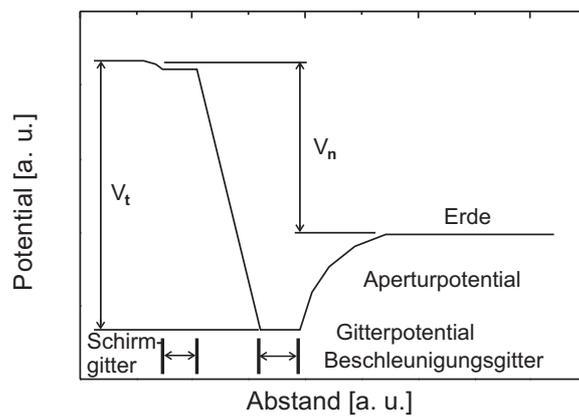


Abb. 6.3. Potentialvariation in dem Beschleunigungssystem einer Zweigitterlonenstrahlquelle. Das für die Fokussierung wichtige Verhältnis ist V_n/V_t [268] (©The American Institute of Physics).

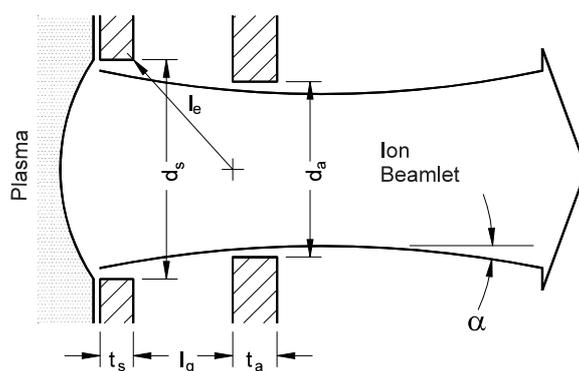


Abb. 6.4. Parameter für eine Zwei-Gitter-Quelle. Die für die Fokussierung wichtige Länge ist l_e (s. Gl. (8.7)). Die Stelle stärkster Einschnürung ist der Plasmapmeniskus.

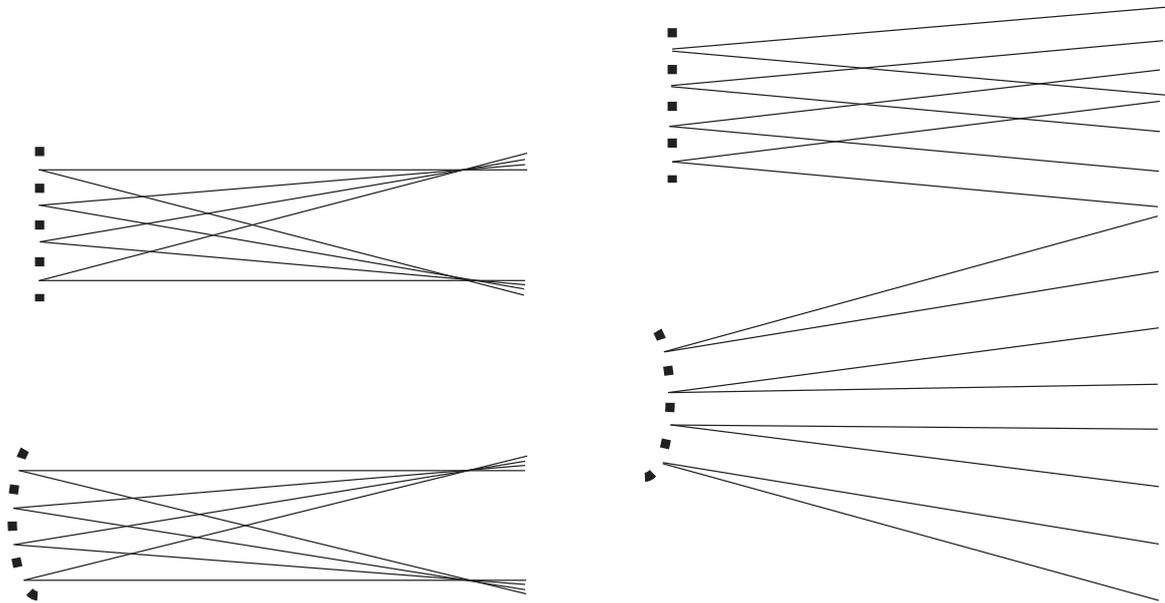


Abb. 6.5. Erscheint der Gesamtstrahl am Target fokussiert, bezeichnet man ihn als konvergent (lks.), ist er dagegen defokussiert, als divergent (re.). Die laterale Homogenität des Ionenstrahls kann — je nach Anwendung — durch die Gitterspannungen und durch die Form der Gitter eingestellt werden. Eine hohe Strahldichte (lks.) wird für das Sputtern, hohe Uniformität (re.) dagegen für das Ätzen verlangt (© Oxford Instruments 1993).

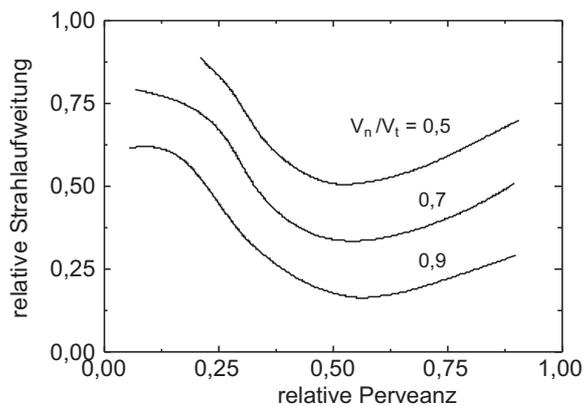


Abb. 6.6. Strahldivergenz für ein Zweigittersystem in Abhängigkeit der Perveanz [268] (© The American Institute of Physics).

7 Trockenätzverfahren I

7.1 Niederdruckplasmen ⇔ Mikrostrukturtechnik

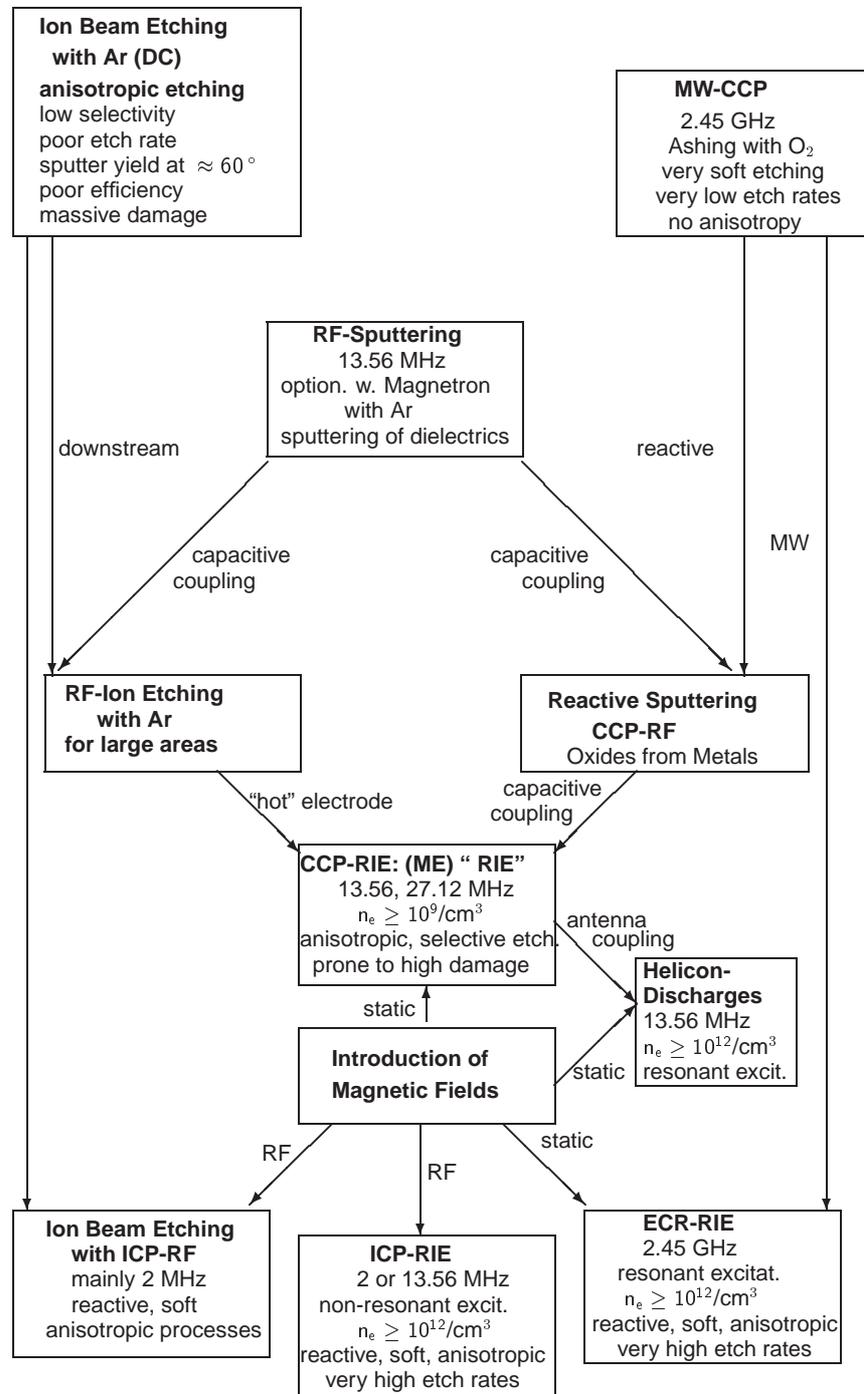
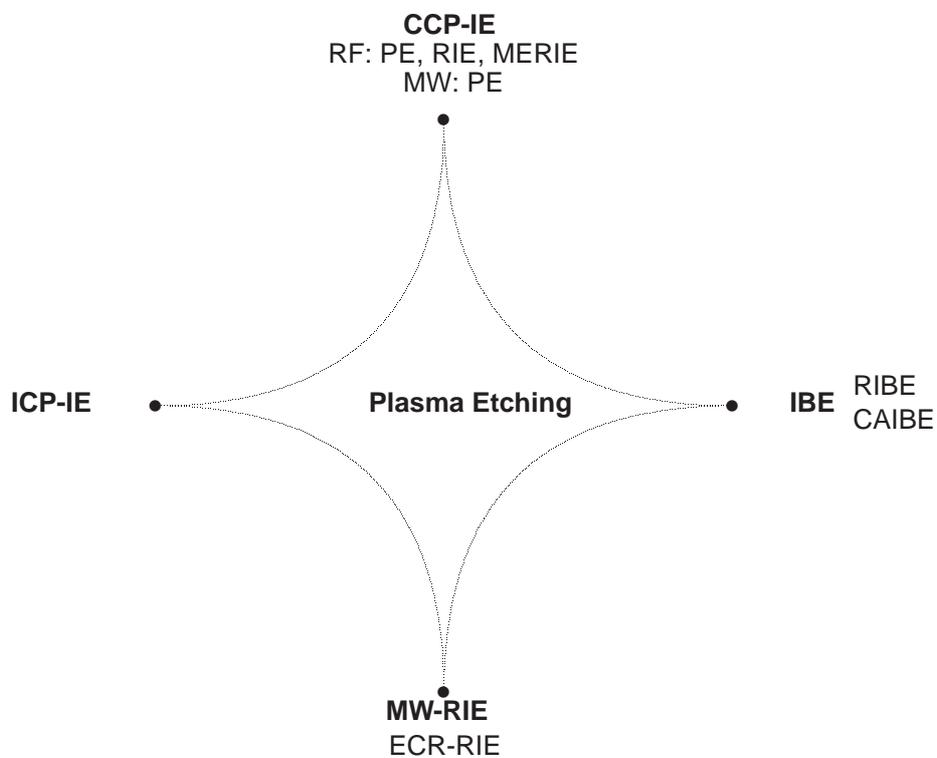


Abb. 7.1. Flow Diagram for Mutual Development of Excitation Methods and Reactive Processes



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.

Abb. 7.2. Various dry etching methods. They mainly differ in the excitation method.

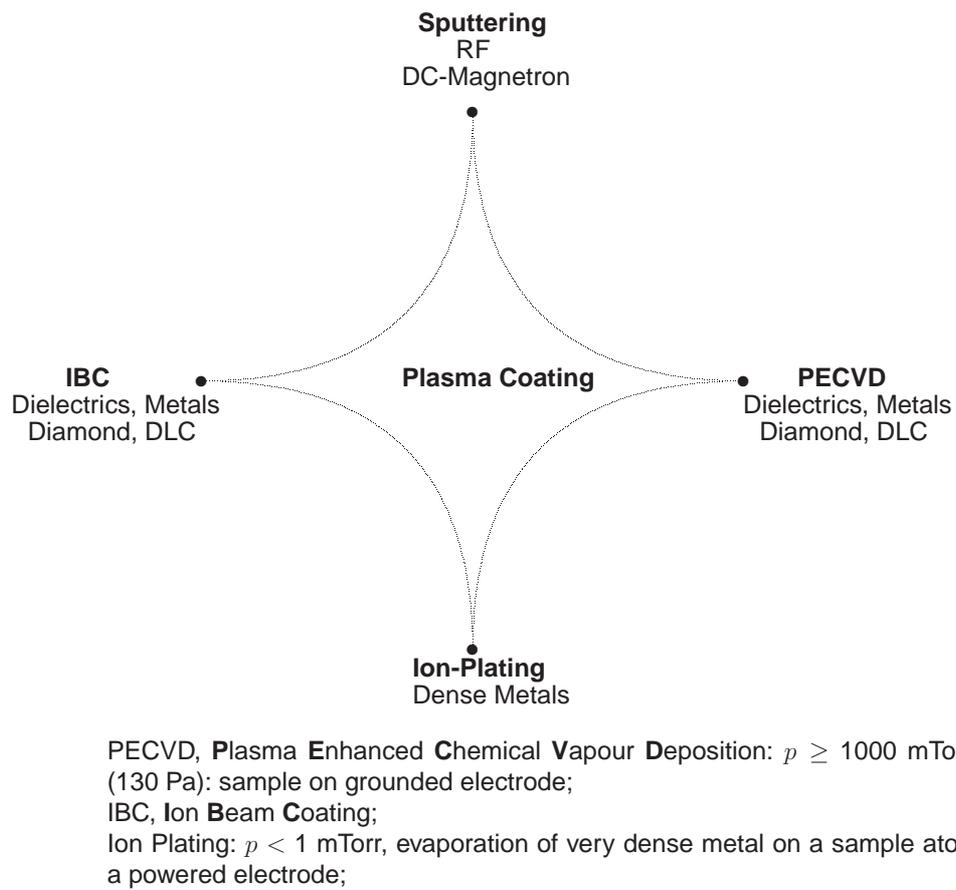


Abb. 7.3. Various dry coating methods. They mainly differ in the excitation method.

7.2 Anlagen

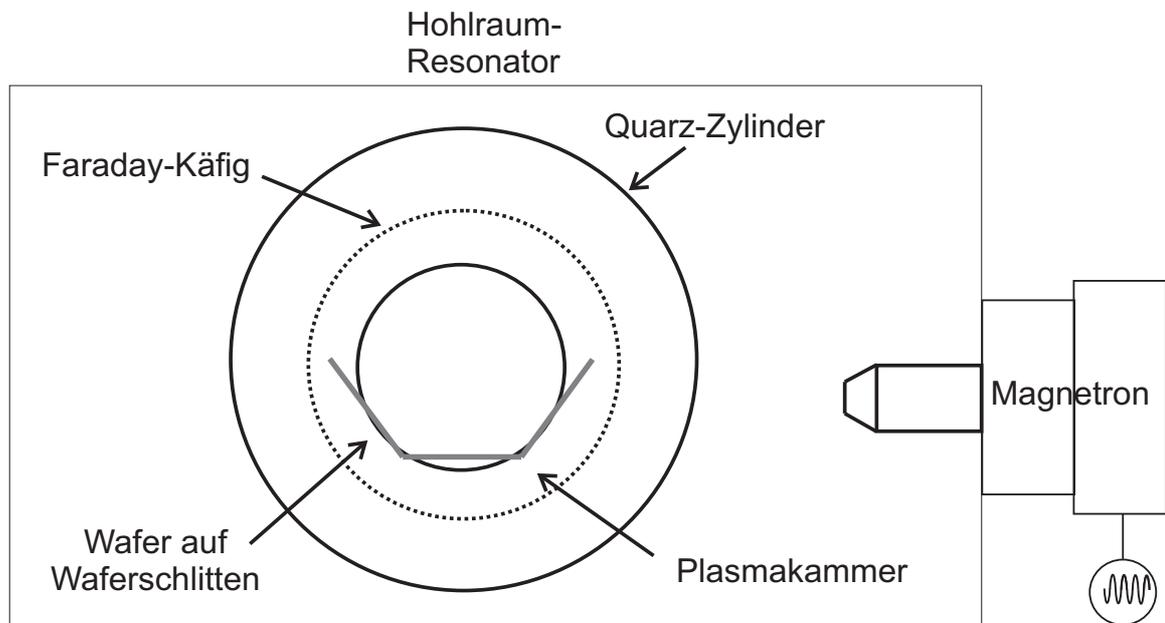


Abb. 7.4. Tunnelreaktor, der bei Verwendung eines FARADAY-Käfigs ideales isotropes Plasmaätzen erlaubt (© Technics Plasma GmbH 1990).

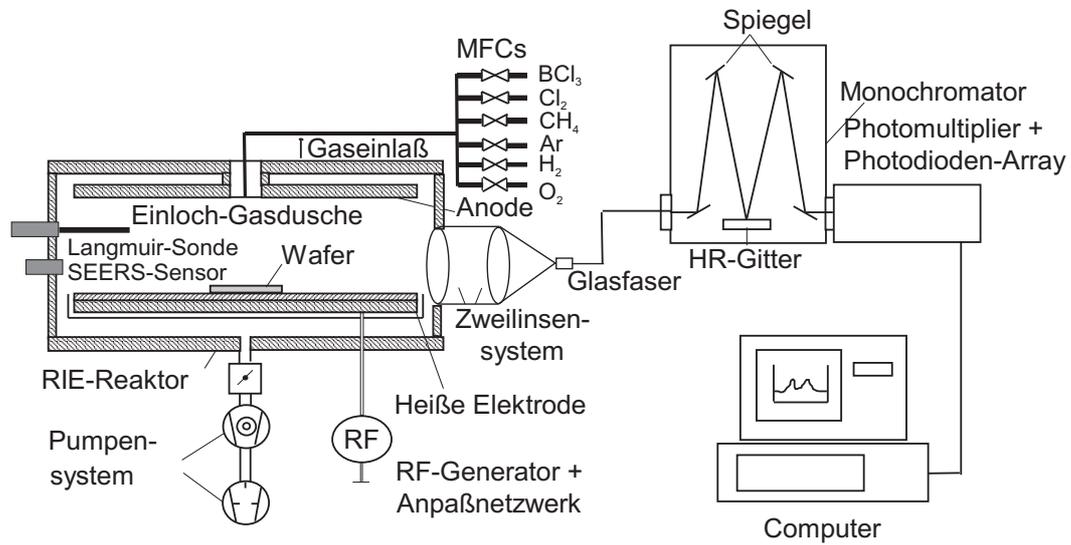


Abb. 7.5. Parallelplatten-Reaktor mit aufwendiger Plasmadiagnostik: LANGMUIR-Sonde, SEERS-Sensor, optische Emissionsspektroskopie mit Gitter und Multidetektorbank (OMA). Meist ist auch ein Massenspektrometer zur Restgasanalyse (RGA) und Lecksuche angeflanscht.

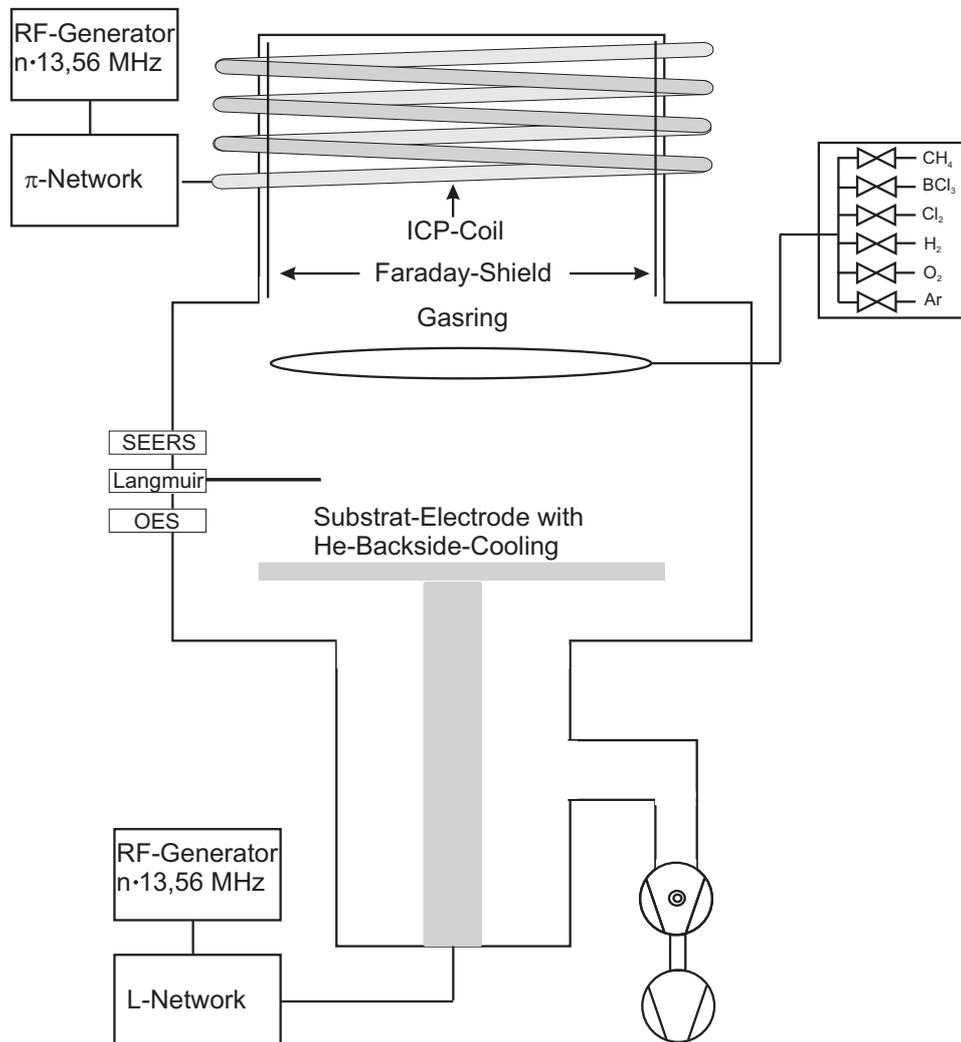


Abb. 7.6. ICP-Reaktor mit FARADAY-Abschirmung und kapazitiv angekoppelter Elektrode.

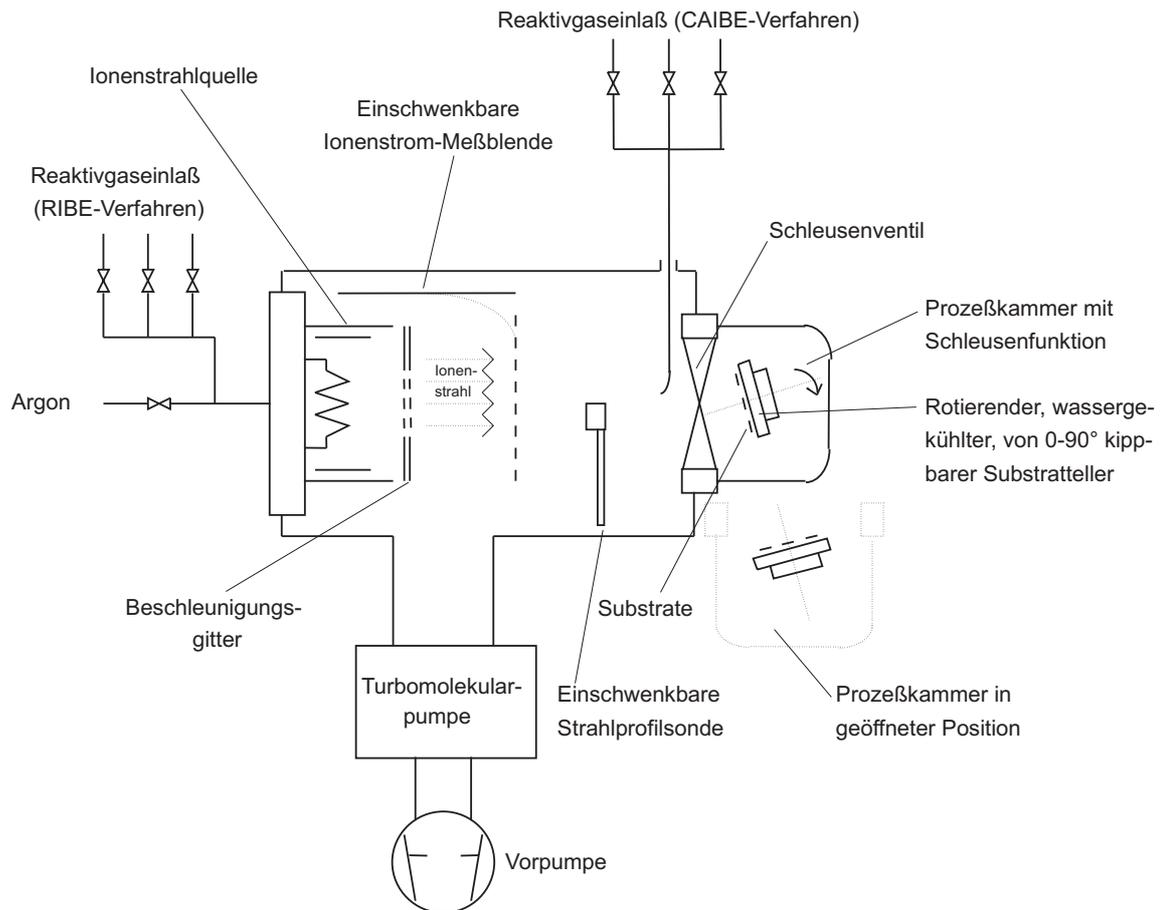


Abb. 7.7. Principal sketch of a CAIBE system. Ions are generated in a plasma source (DC: KAUFMAN, ECR or ICP) extracted and accelerated through a lens system and hit a target — the substrate. From the CAIBE shower head, reactive gas is bled into the vacuum and supports the etching.

8 Trockenätzverfahren II

8.1 Reaktives Ionenätzen?

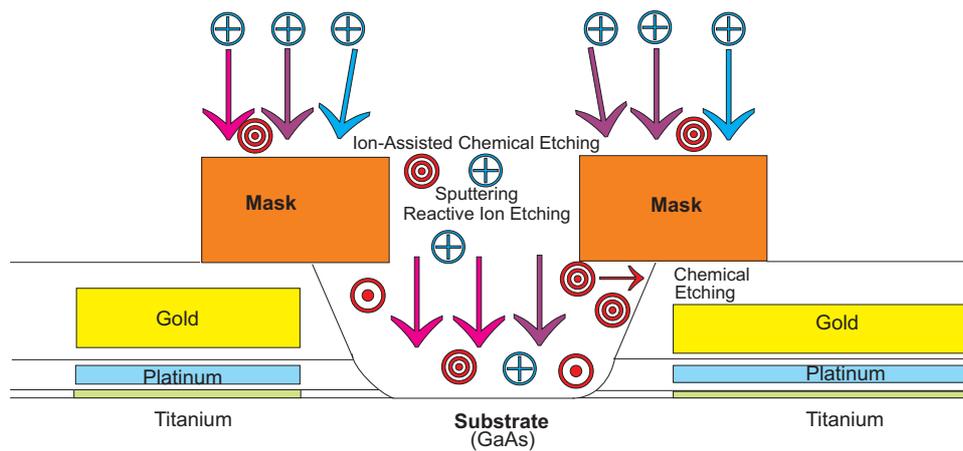


Abb. 8.1. Dry etching can consist of at least 4 different processes:

- (1) Sputtering with ions and fast neutrals,
- (2) spontaneous chemical etching with neutrals,
- (3) ion-assisted chemical etching with neutrals,
- (4) and "realreactive ion etching."

1. Sputtering according to SIGMUNDS theory exhibiting for most lattices an angular maximum of the sputter yield around 60° [381]: k_1 .
2. Isotropic spontaneous etching: k_2 .
3. Ion-assisted chemical etching with 2 mutual alternatives leading to a maximum of the angular yield of 90° . In either case, the reaction will strongly depend on the absorption of reactive neutrals: k_3 . Hence, this reaction type can be modelled using LANGMUIRS adsorption theory:
 - Adsorption of neutrals on a clean surface and subsequent reaction to weakly bound species will enhance the sputtering yield at normal incidence (SIGMUNDS theory cannot be valid, because these species are no part of the host lattice!) or may lead to enhanced thermal evaporation either
 - ions will generate a damaged surface (which is most effective for normal incidence), and the reactive species will easily dock at the highly reactive site and react to (volatile) compounds.
4. Reactive ions (k_4)
 - transfer momentum to the surface and cause a collision cascade which eventually leads to sputtering events **and** they
 - supply reactive species to the surface which form chemical bonds to new compounds which have a lower surface binding energy to the host lattice and can easily be sputtered away.

$$ER = k_1 j_{CF_x^+} + k_2 j_{CF_4} + k_3 j_{CF_4} j_{CF_x^+} + k_4 j_{CF_x^+}, \quad (15.1)$$

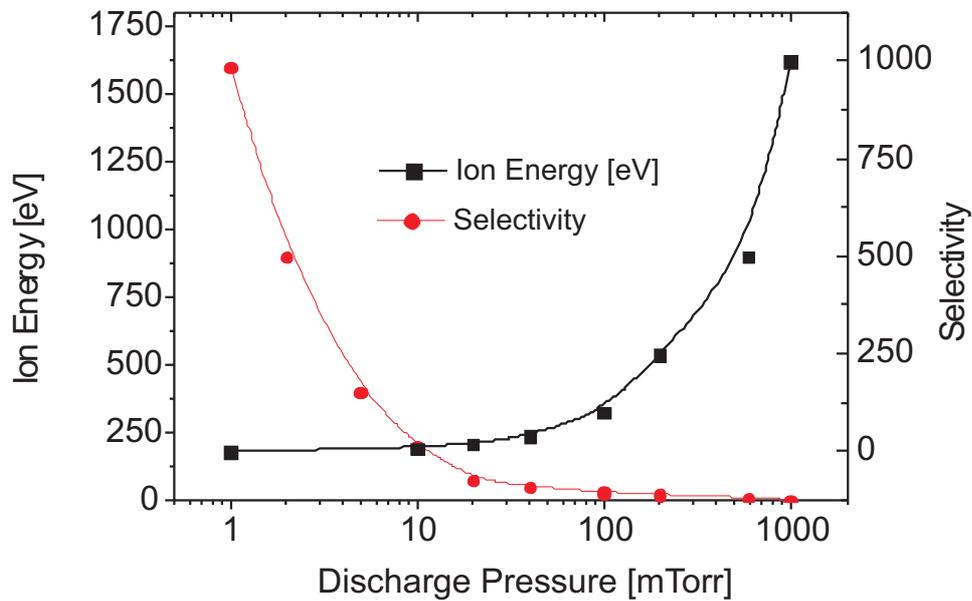


Abb. 8.2. Due to different pressure and incident energies, we can roughly differentiate several regimes of etching. Ion energy and selectivity mainly behave mutually complementary. For real reactive ion etching, very high plasma densities are required.

Tab. 8.1. The (at least) 4 different processes can be distinguished in principle by these criteria.

Method	Rate Equation	Selectivity	Profile
Ion-Induced Sputtering	$k_1 j_{CF_x^+}$ Non-Arrhenius	poor	mainly anisotropic
Chemical Etching	$k_2 j_{CF_4}$ Arrhenius or Non-Arrhenius	extremely high	isotropic, sensitive to crystall. planes
Ion-Assisted Chemical Etching	$k_3 j_{CF_x^+} j_{CF_4}$ Non-Arrhenius	high	anisotropic
Reactive Ion Etching	$k_4 j_{CF_x^+}$ Non-Arrhenius	high	anisotropic

8.2 CAIBE: Experimental Facts and Interpretation

$$ER = k_1 j_{CF_x^+} + k_2 j_{CF_4} + k_3 j_{CF_4} j_{CF_x^+} + k_4 j_{CF_x^+}, \quad (15.2)$$

Kinetics: Which is the rate-limiting step? Is it

- the generation of reactive species in the plasma (gas reaction), or
- is it a step at the surface-site (solid state reaction)?

This can be best clarified using ion beam etching with chemical assistance (CAIBE), since here the physical and chemical effects are clearly separated.

SiO_2 is etched with a beam of Ar^+ ions with the chemical assistance of CF_4 (Figs. 15.3, 15.4).

Etch yield depends on two parameters: flux of neutrals and energy of ions (Fig. 15.3).

- sharp increase for small neutral gas fluxes, levelling off for higher fluxes;
- more or less linear dependence on the kinetic energy of the projectiles (ions) which is more pronounced for higher ion energies.

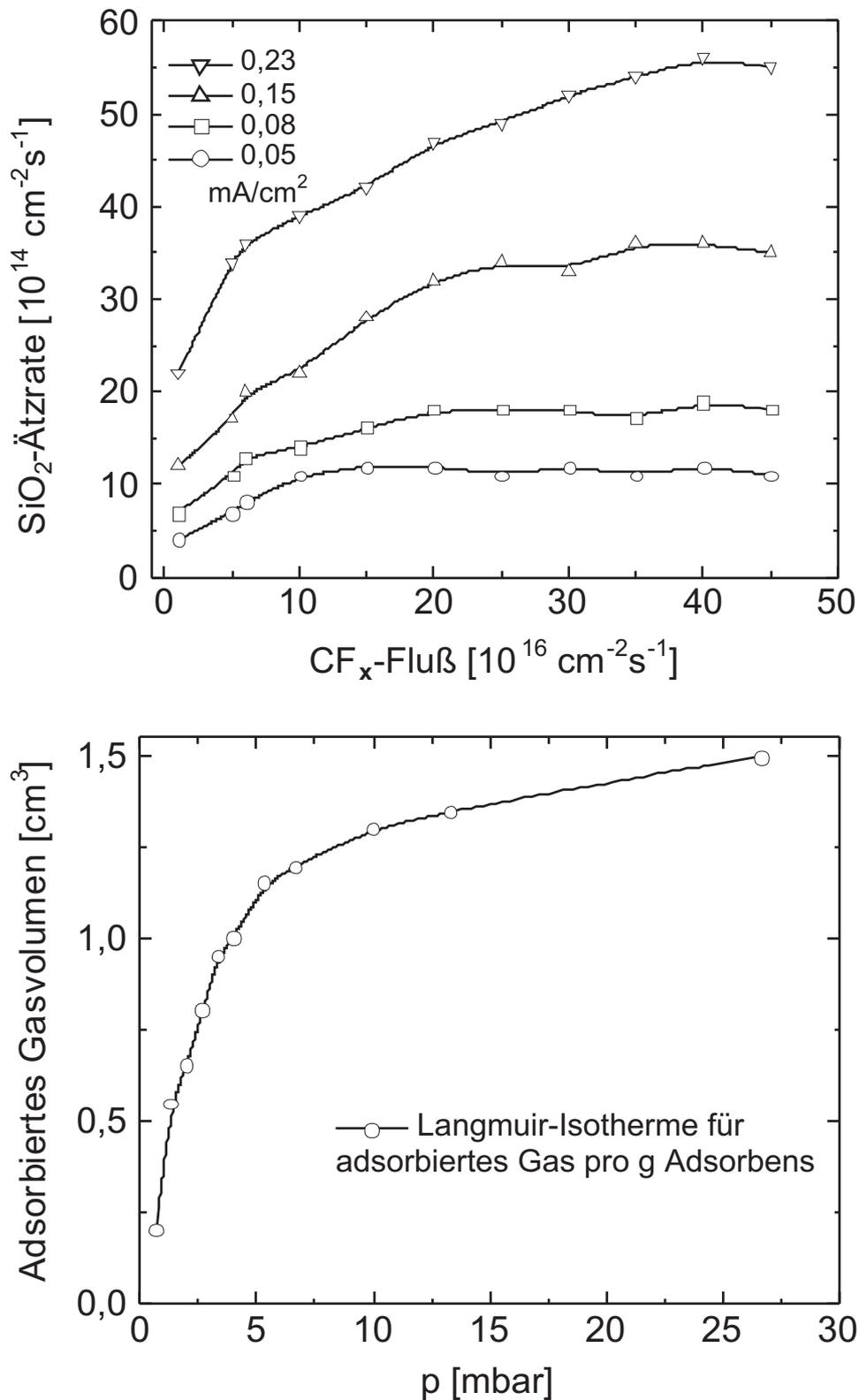


Abb. 8.3. Frappierende Übereinstimmung zwischen einer CAIBE-Ätzung von SiO₂ mit CF₄ mit der LANGMUIRSchen Adsorptionsisothermen (N₂ über Cu-Pulver) [636] [634]. Etch rate of SiO₂ in a CAIBE system with CF₄ as etchant and CF_y⁺ as parameter. To a very small part, this gas will decompose to neutrals CF_x with unknown composition and to ions CF_y⁺ which will constitute the ion beam (legend values in mA/cm²) [633]. Data are fitted by MAYER and BARKER using a LANGMUIR adsorption model.

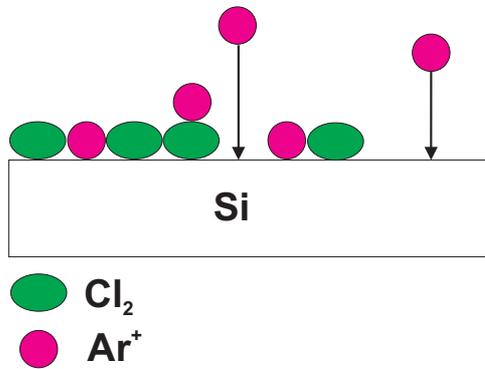


Abb. 8.4. Modell der Wechselwirkung von adsorbierten Cl_2 -Molekülen auf einer atomar reinen Silicium-Oberfläche, die dem Beschuß von Ar^+ -Ionen ausgesetzt ist.

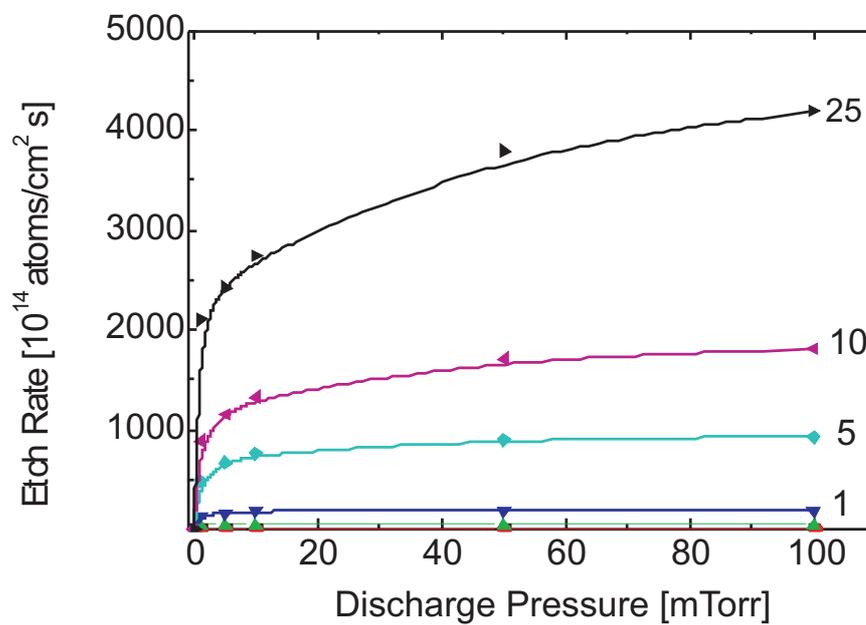


Abb. 8.5. Calculated CAIBE etch rate of SiO_2 in an Ar discharge with CF_4 downstream-flow for different ion beam densities.

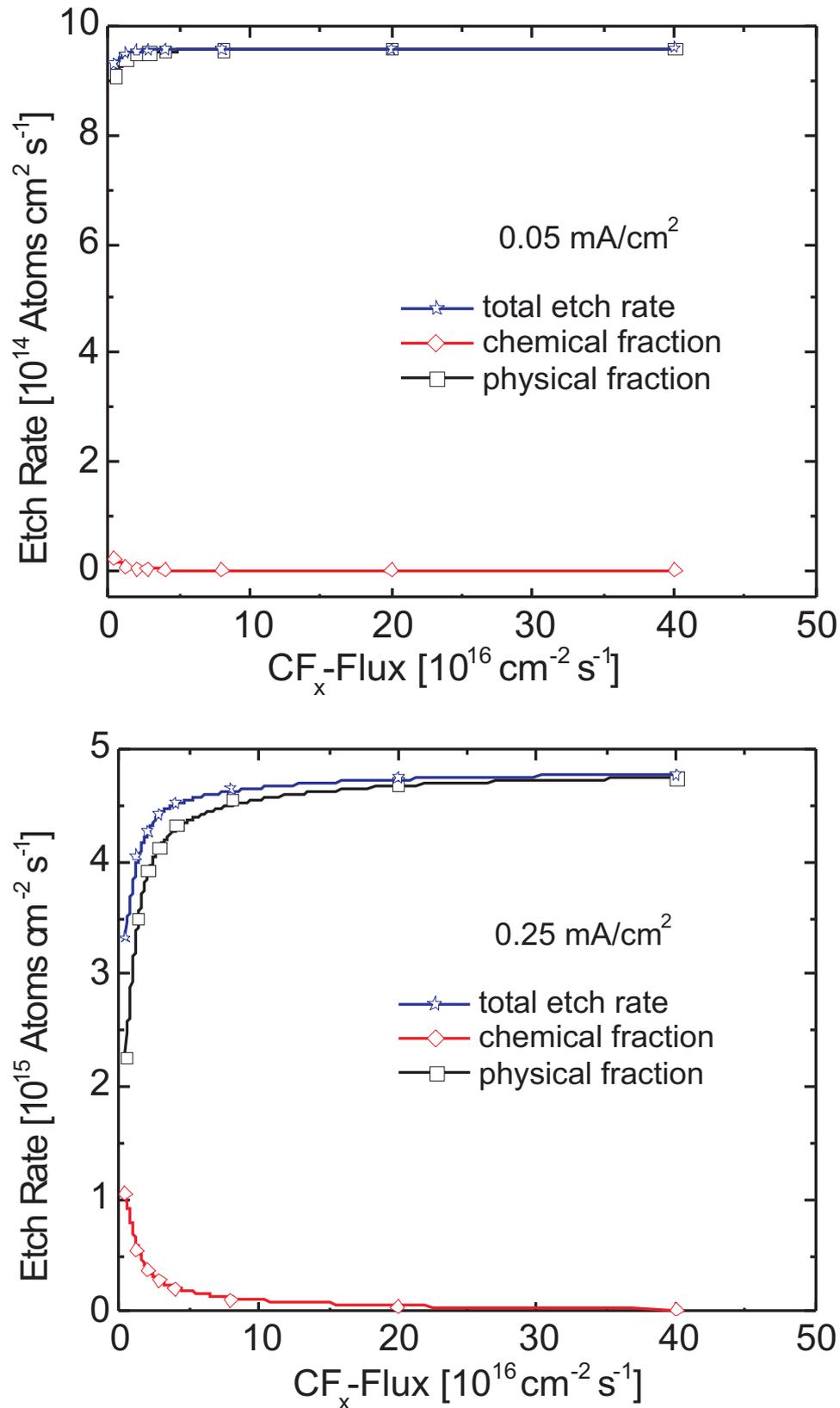


Abb. 8.6. Die vollständige Ätzzrate kann nach Gln. (12.7) als aus einem chemischen und physikalischen Teil zusammengesetzt angenommen werden. Mit zunehmender Ionenstrahldichte gewinnt der physikalische Teil mehr und mehr an Bedeutung. Man beachte den zunehmenden Maßstab der y-Achse! Dargestellt ist die Ätzzrate von SiO_2 in einer IBE-Entladung von CF_4 nach den Daten von MAYER und BARKER [636].

8.3 Schlußfolgerung

Konventionelles RIE ist in Wirklichkeit ionenunterstütztes chemisches Ätzen:



- Typische Plasmadichte eines kapazitiv gekoppelten RF-Plasmas: $10^{10}/\text{cm}^3 \Rightarrow$
- Ionenfluß: $\approx 10^{15}/\text{cm}^2\text{sec}$ (etwa Ar-Plasma, T_e : 3, 5 eV, n_p : $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, j_i : $2 \cdot 10^{15}/\text{cm}^2\text{sec}$), etwa $0,15 \text{ mA}/\text{cm}^2$.
- Mittlere Ätzzraten von $100 \text{ nm}/\text{min} = 16,7 \text{ \AA}/\text{sec}$:
- Abgetragene Si-Atome/Ion: etwa 3.
- Notwendige Anzahl von Halogenatomen: 10.
- SiF_4 -Fluß, der zehnmal so hoch ist.

9 Trockenätzverfahren III

- **Anisotropie**
- **Selektivität**

9.1 Anisotropie

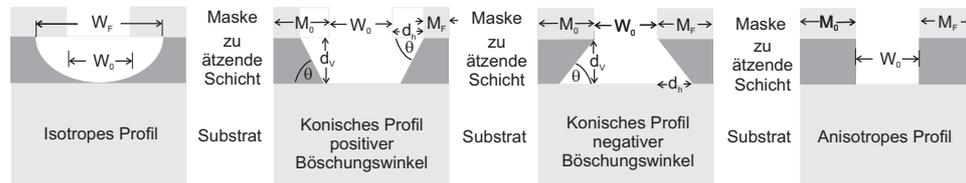


Abb. 9.1. Ätzprofile für rein isotrope, rein anisotrope und in der Charakteristik dazwischen liegende „konische“ Ätzung mit positivem oder negativem Böschungswinkel. W ist der Maskenabstand, M die Maskenbreite, der Index 0 vor, der Index F nach der Ätzung. d_h ist der horizontale („Unterätzung“), d_v der vertikale Abtrag. Der Konuswinkel Θ ist der $\arctan d_v/d_h$ [495] (© Academic Press).

- d_h ist der horizontale Abtrag („Unterätzung“),
- d_v der vertikale Abtrag.
- $\frac{d_v}{d_h}$ bzw. die Differenz $1 - \frac{d_h}{d_v}$: „Anisotropieverhältnis“ oder auch „Aspektverhältnis“ A .
- Rein anisotrope Ätzung: $A = \infty \vee 1$,
- rein isotrope Ätzung: $A = 1 \vee 0$.

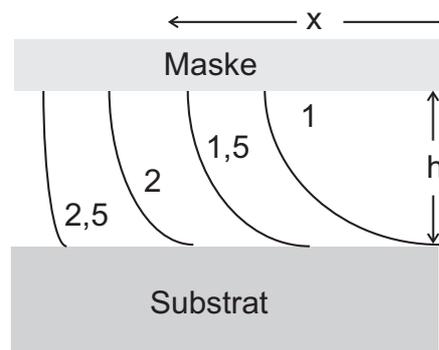


Abb. 9.2. Beim isotropen Ätzen kann die Maske stark unterätzt werden. Eine Unterätzung von 100 % ($x/h = 1$) bis zu 250 % ($x/h = 2,5$) täuscht einen Gang zu höherer Anisotropie lediglich vor. Daher ist der Bezug auf ein (x, y, z) -Normal erforderlich, wie es sich zwangsläufig durch die nicht angegriffene Maskenstruktur ergibt [496] (© The American Chemical Society).

9.1.1 Direktionalität

Von welchen Größen hängt das Anisotropieverhältnis ab?

- Verhältnis der Flüsse Neutralteilchen/Ionen
- Spontane Ätzung \rightarrow horizontale Unterätzung
- Deposition an den Seitenwänden (Passivierung)
- Desorption von Reaktionsprodukten (Temperatur, Druck)

Tab. 9.1. Ätzung von Silicium in CF_4 : Abhängigkeit der Ionenenergie, Fluorfluß und Anisotropie von verschiedenen Parametern.

<i>Parameter</i>	<i>Änderung</i>	<i>Zielgröße</i>		
		<i>F-Fluß</i>	$E_{\text{Ion}} / \langle E \rangle$	<i>Anisotropie</i>
Druck	Anstieg	Zunahme	Abnahme	Abnahme
RF-Power	Anstieg	Zunahme?	Anstieg	Zunahme
Beladung	Anstieg	Abnahme	-	Zunahme
H_2	Anstieg	Abnahme	-	Zunahme
O_2	Anstieg	zunahme	-	Abnahme

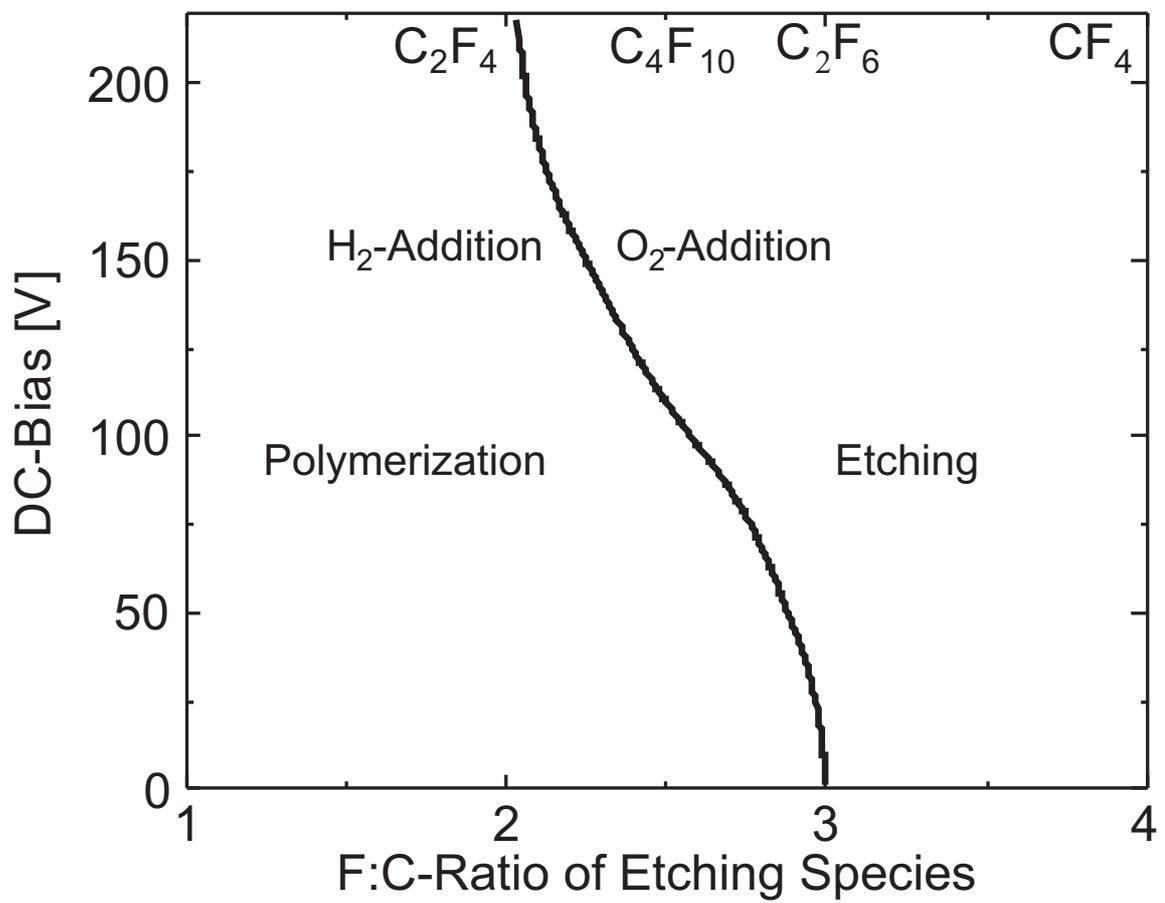


Abb. 9.3. Schematische Darstellung des Einflusses des F:C-Verhältnisses im reaktiven Gas und des DC-Bias auf die Reaktionsverläufe auf der Substratoberfläche. Erhöhte Beladung führt wie Wasserstoffzugabe zu stärkerer Polymerbildung [653] (© IBM).

9.1.2 Seitenwandpassivierung

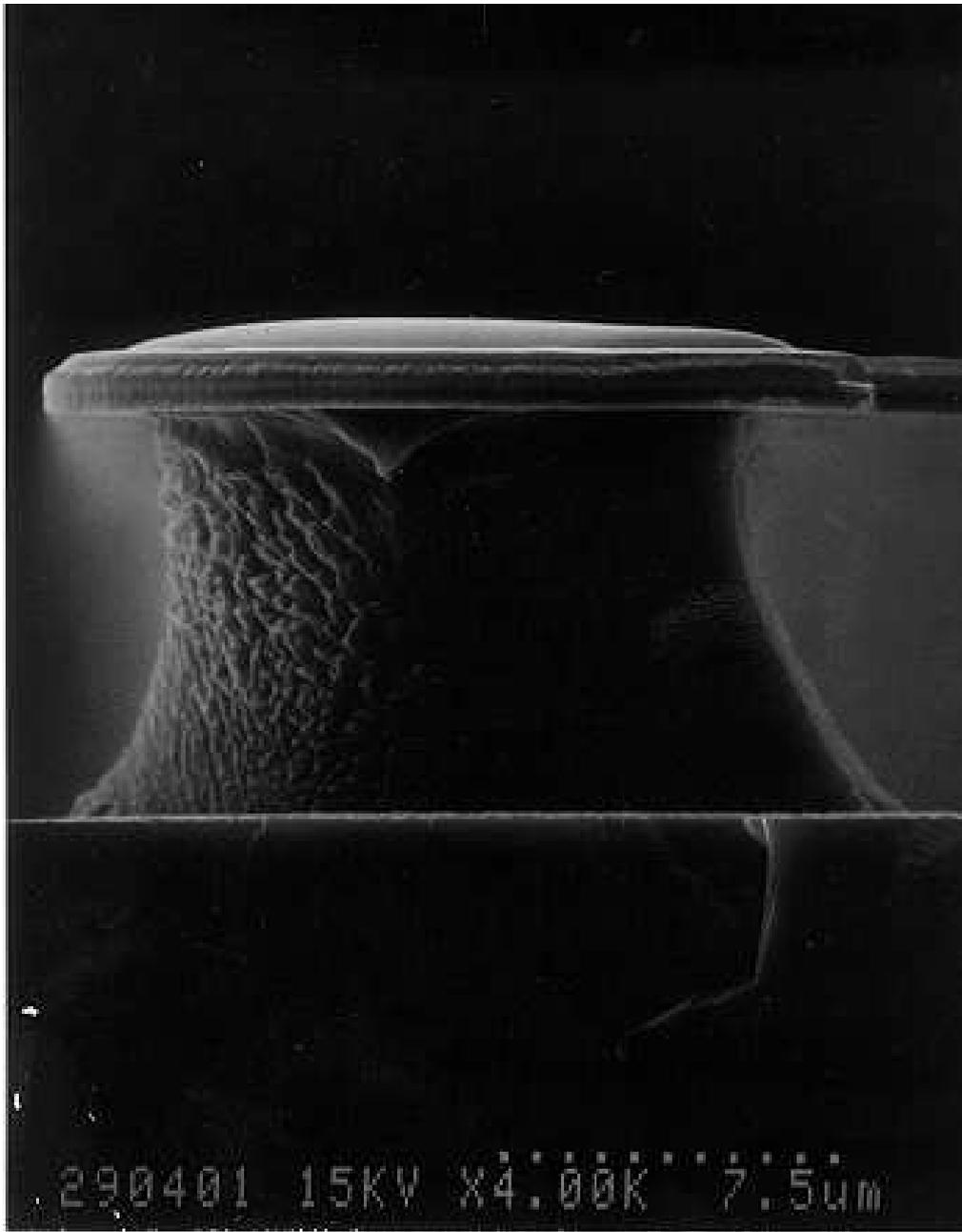


Abb. 9.4. CCP-RIE von GaP in Cl_2 : wegen fehlender Seitenwandpassivierung beobachtet man spontanes horizontales Ätzen, was zu einem nahezu isotropen Ätzprofil Anlaß gibt.

9.2 Selektivität

Tab. 9.2. Seitenwandpassivierung: Beispiele, Filmzusammensetzung und Mechanismen.

System	Ätzgas	Film	Mechanismus	Kommentar
Aluminium	CCl_4	$(\text{CCl}_x)_\infty$	Polymerbildung	schwierig bei PR hohe Drücke
GaAs	BCl_3/Cl_2	$(\text{BCl}_2)_\infty$	Polymerbildung	
InP	CH_4/H_2	$(\text{CH}_2)_\infty$	Polymerbildung	
Silicium	CF_4/O_2	SiO_x	Oxidation	
Silicium	CF_4	$(\text{CF}_2)_\infty$	Polymerbildung	

- **Sandwichstruktur des Substrats**

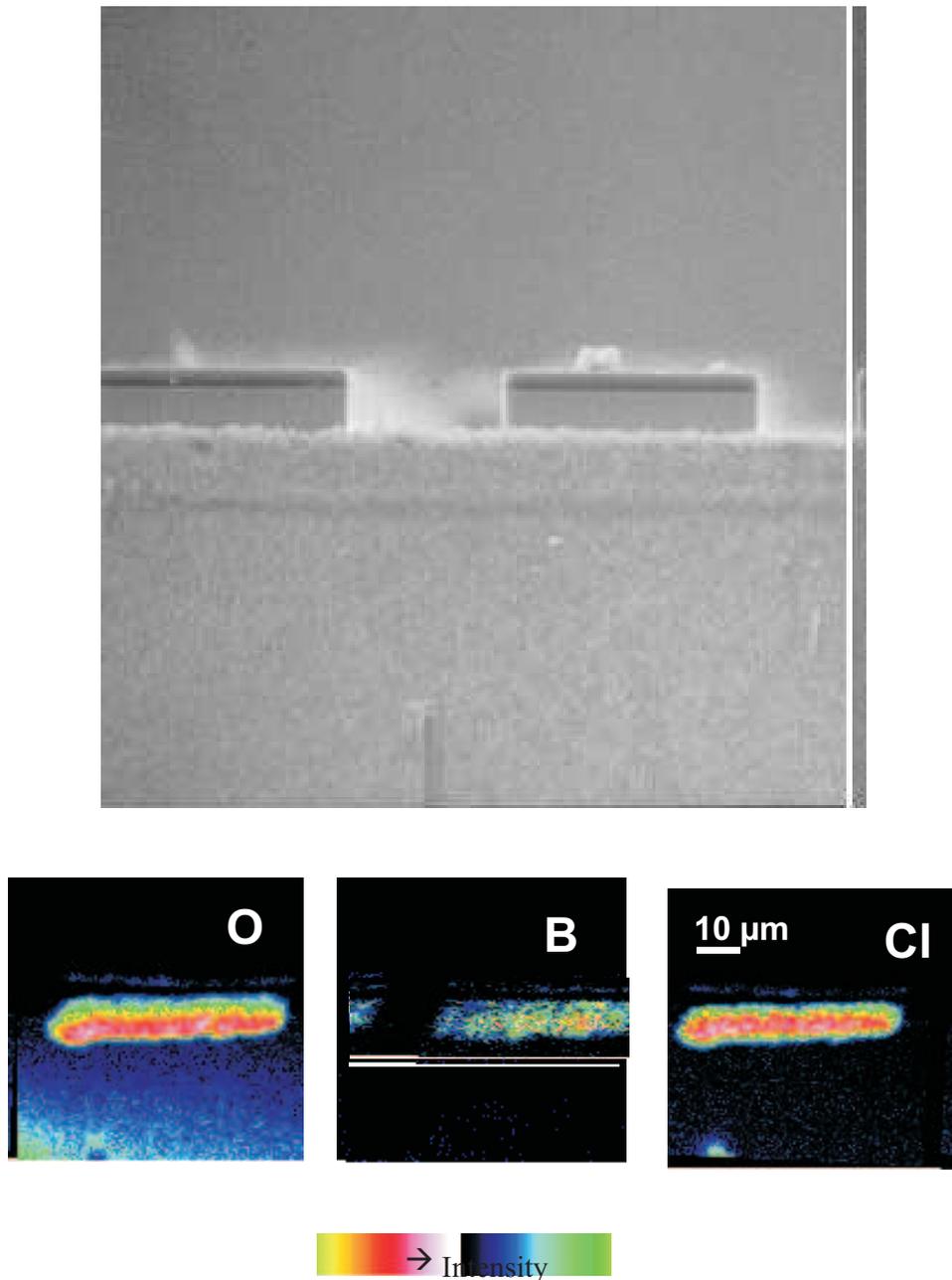


Abb. 9.5. Die im oberen REM-Bild dargestellten, etwa 20 μm tief geätzten Quader weisen wegen Seitenwandpassivierung eine senkrechte Ätzflanke auf. Der Film besteht überwiegend aus polymerem $(\text{B}_2\text{Cl}_4)_\infty$, was durch TOF-SIMS (unten) nachgewiesen werden konnte: Auf dem geätzten Quader ist die Oberflächen-Konzentration des Sauerstoffs deutlich niedriger als die des Chlors. Da chemisch weder aus Gallium- noch aus Boroxid ein Chlorid entstehen kann, muß sich dieses vorher, also während des Ätzprozesses, gebildet haben.

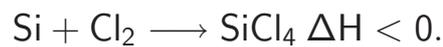
- **Ungleichmäßige Schichtdicke**
 - **Endpunktkontrolle**
 - **Umschalten auf anderen Ätzprozeß**

Selektivität: Volatilität des Ätzprodukts

- PR-Veraschen auf Dielektrika, Halbleitern und Metallen: Ätzstopp auf dem Substrat
- PR-Strukturieren in einem O₂-Plasma mit SiO₂- oder Si₃N₄-Maske Trilevel-Technik

Thermodynamische Selektivität

- Endotherme Reaktionen laufen langsamer ab als exotherme:
- Si/SiO₂ mit Cl₂:



9.2.1 Facettierung

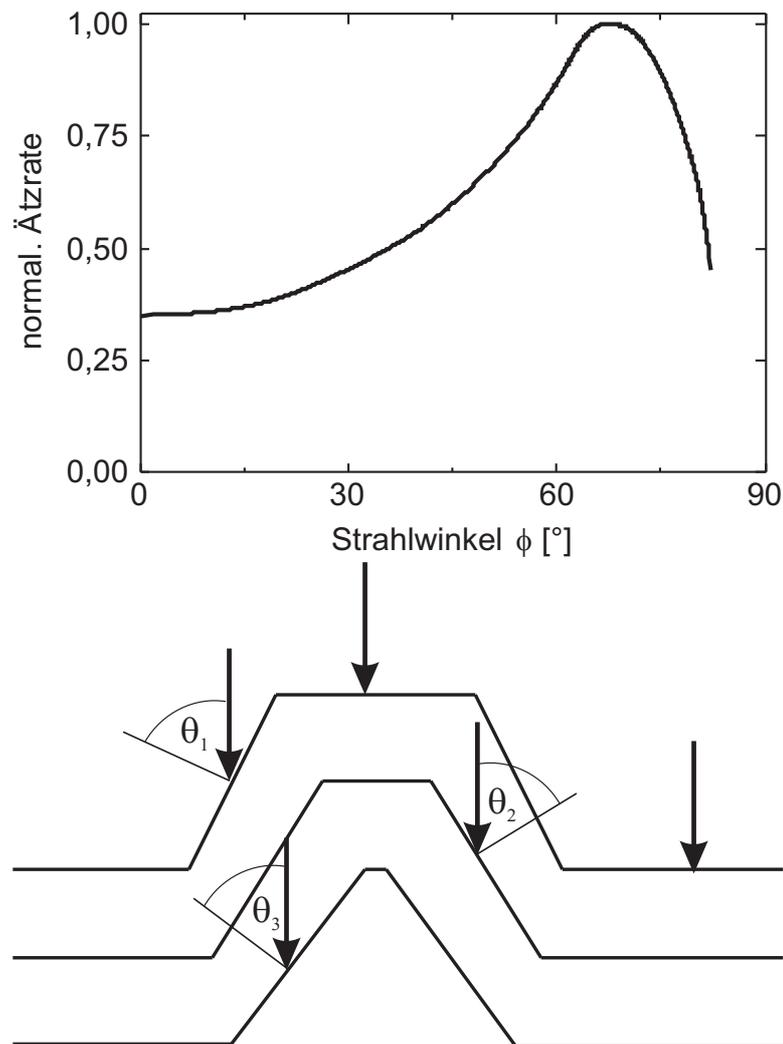


Abb. 9.6. Die Ätzrate (ER) hängt entscheidend vom Einfallswinkel auftreffender Ionen ab. Die Tatsache, daß Oberfläche und Seite der Maske meist nie im rechten Winkel aufeinandertreffen, bedingt eine höhere Ätzrate im „Top“-Bereich, wodurch die Steilheit der Maske während des Ätzprozesses weiter reduziert wird: *Facettierung* mit nachfolgender *Konusbildung* (nach [408] © Philips).

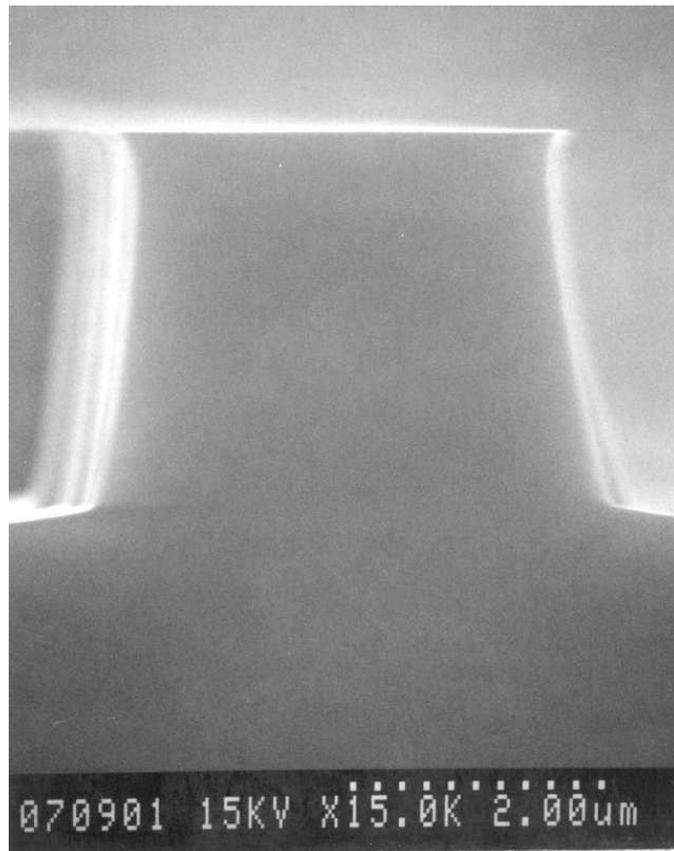


Abb. 9.7. Der Böschungswinkel der geätzten Seitenwände ist wegen der Facettierung meist positiv: „Tapering“ von InP in Ethan/Wasserstoff 10:40, 5 Pa, $0,25 \text{ W cm}^{-2}$. Man beachte die geriffelte Seitenwand, die durch exakte lithographische Übertragung des Maskenrandes (gesputtertes Al_2O_3) in den Halbleiter entstanden ist [521].

9.2.2 Metallmasken

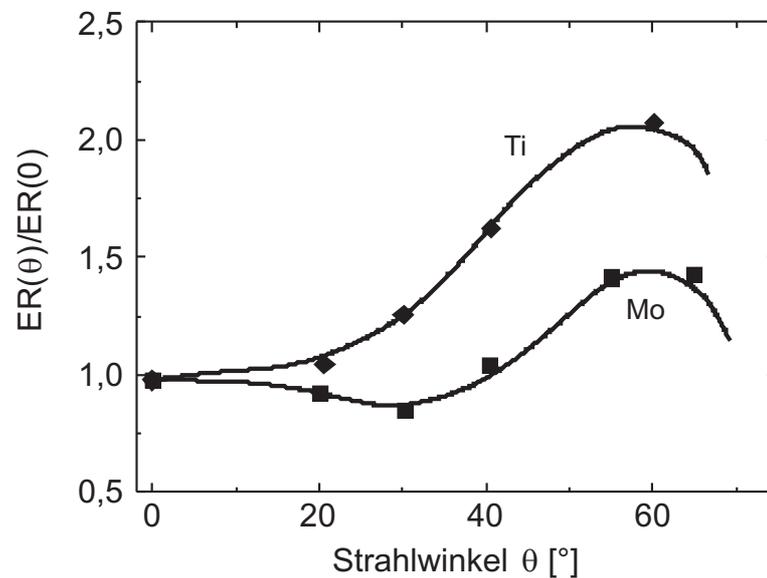


Abb. 9.8. Verschiedene refraktäre Metalle eignen sich wegen der schwachen Winkelabhängigkeit ihrer Ätzrate und der damit verbundenen geringen Anfälligkeit zur Facettierung besonders als Maskenmaterial. ($E_{\text{Ion}} = 1 \text{ keV}$) [523] (© The American Institute of Physics).

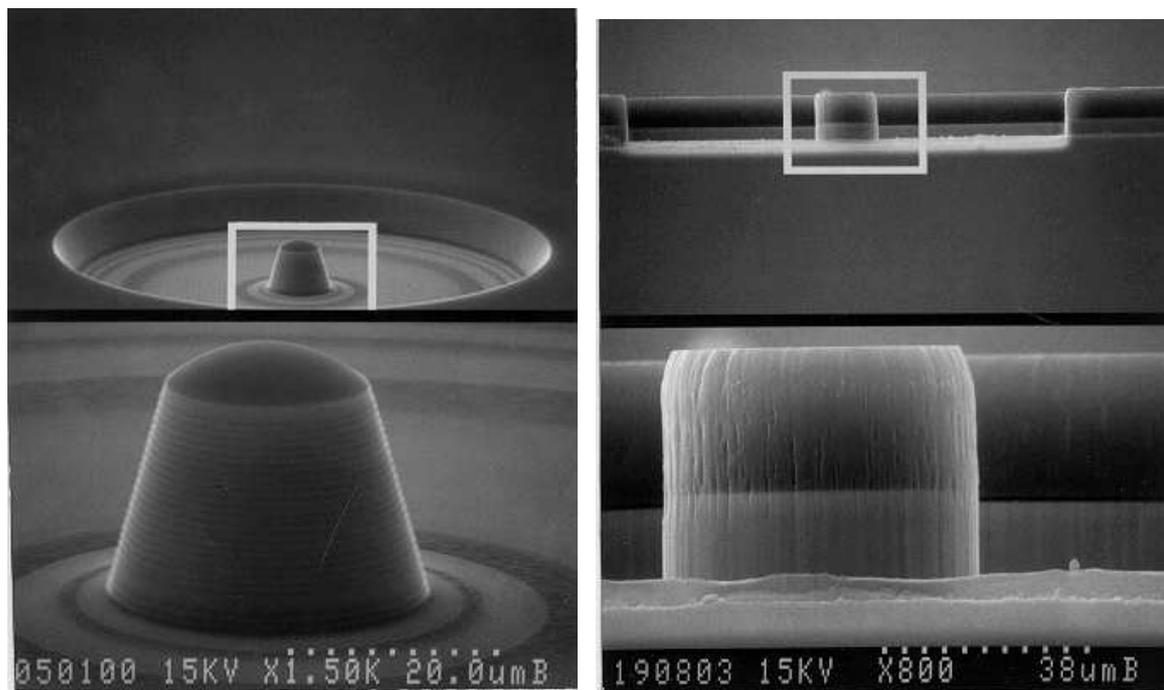


Abb. 9.9. Oberstes Erfordernis für eine winkelgenaue Übertragung ist die Ätzresistenz der Maske. So bestimmt der Inzidenzwinkel der (Rest-)Maske den Neigungswinkel im Substrat entscheidend, hier dargestellt an einer Sandwich-Kegel- bzw. Zylinderstruktur in AlGaAs/GaAs. Maske aus PR.

9.2.3 Trilevel-Technik

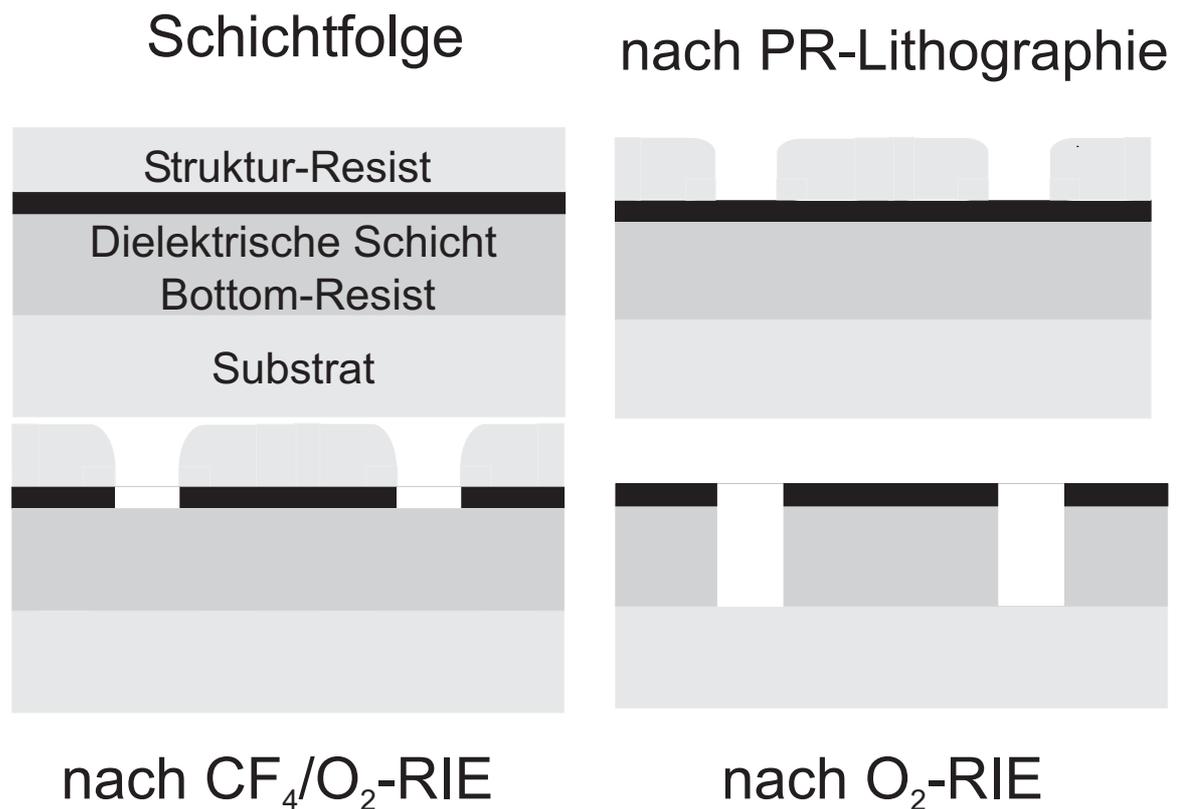


Abb. 9.10. Trilevel-Photoresist-Technik:

- Aufschleudern eines sehr dicken Photolacks (AZ 4562, 8 – 10 μm): Bottom-Resist
- Ausheizen bei sehr hohen Temperaturen (180 °C)
- Sputtern einer dielektrischen Schicht SiO_2 oder Si_3N_4 (200 nm)
- Aufschleudern und Lithographie des Struktur-Resists
- CF_4/O_2 -RIE: Strukturieren der dielektrischen Schicht
- O_2 -RIE: Strukturieren des Bottom-Resists und Entfernen des Struktur-Resists.

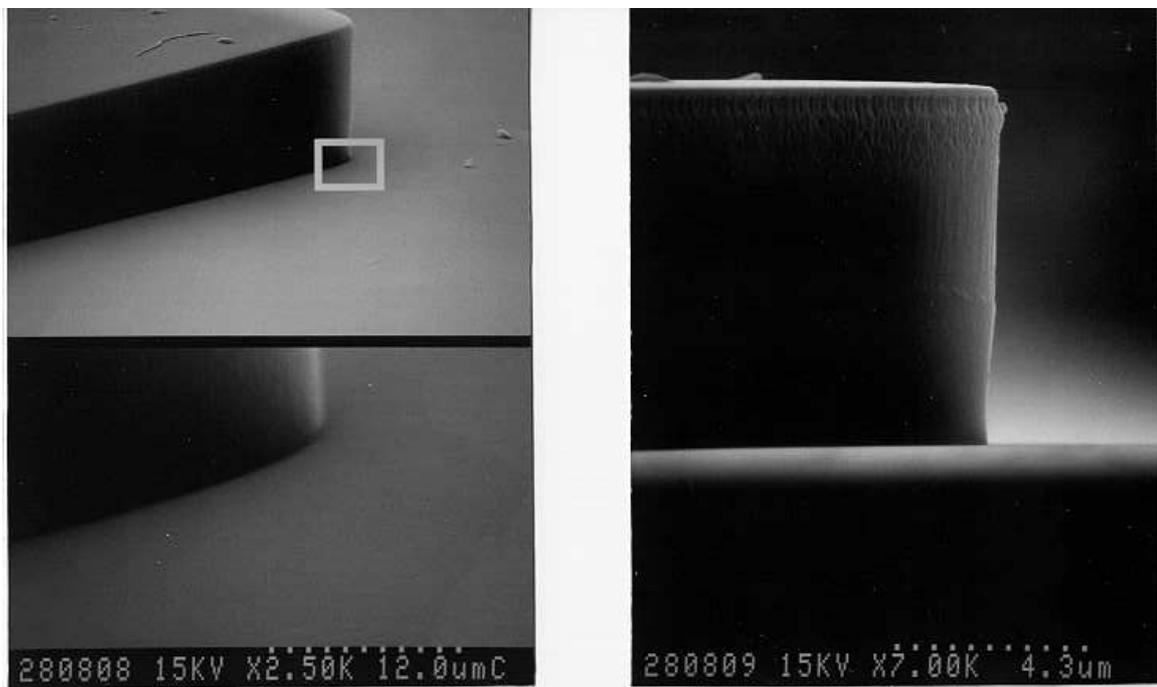


Abb. 9.11. Trilevel-Photoresist-Technik mit AZ 4562 Bottomresist, 200 nm SiO₂ und AZ 5214.

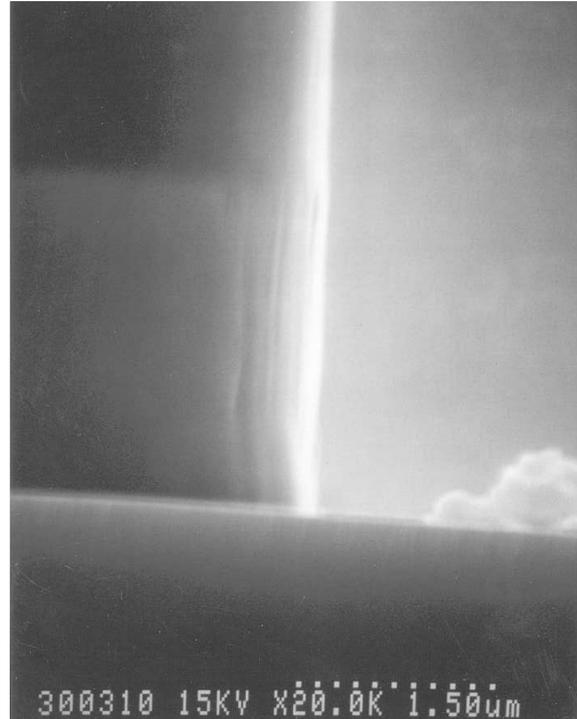
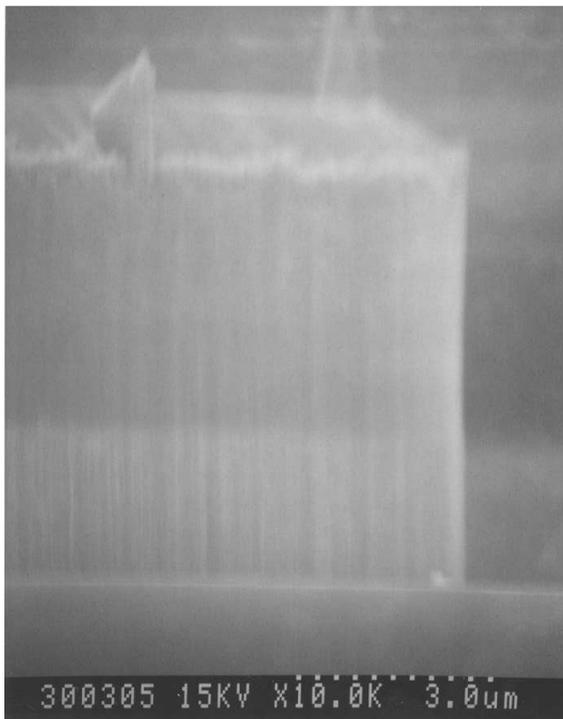
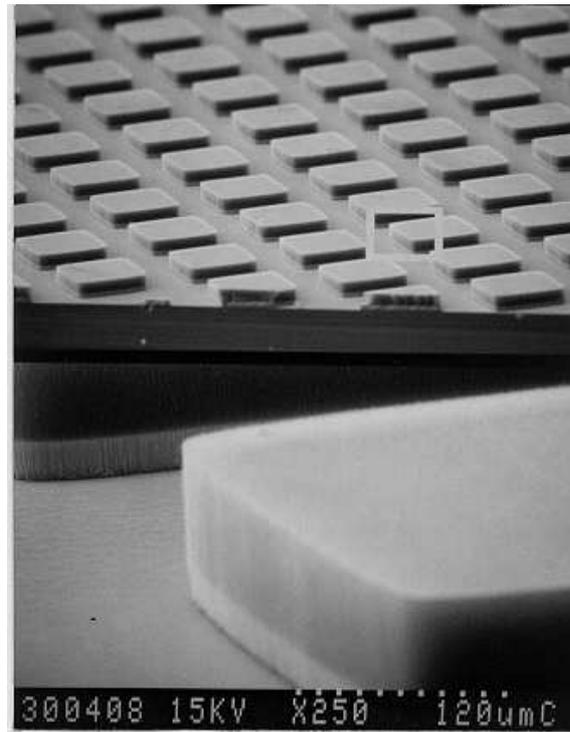


Abb. 9.12. Durch die Verwendung eines Trilevel-Photoresists (oben, dunkel) mit spezieller Glättungstechnik der Photolackkanten wurde es möglich, das sehr ätzresistente GaN/AlGaN (unten, hell) mit senkrechten, extrem glatten Facetten zu ätzen [501] [524] [525].

10 Trockenätzverfahren IV

- Makroskopischer Loading-Effekt
- Mikroskopischer Loading-Effekt
- Redeposition
- Microfeatures

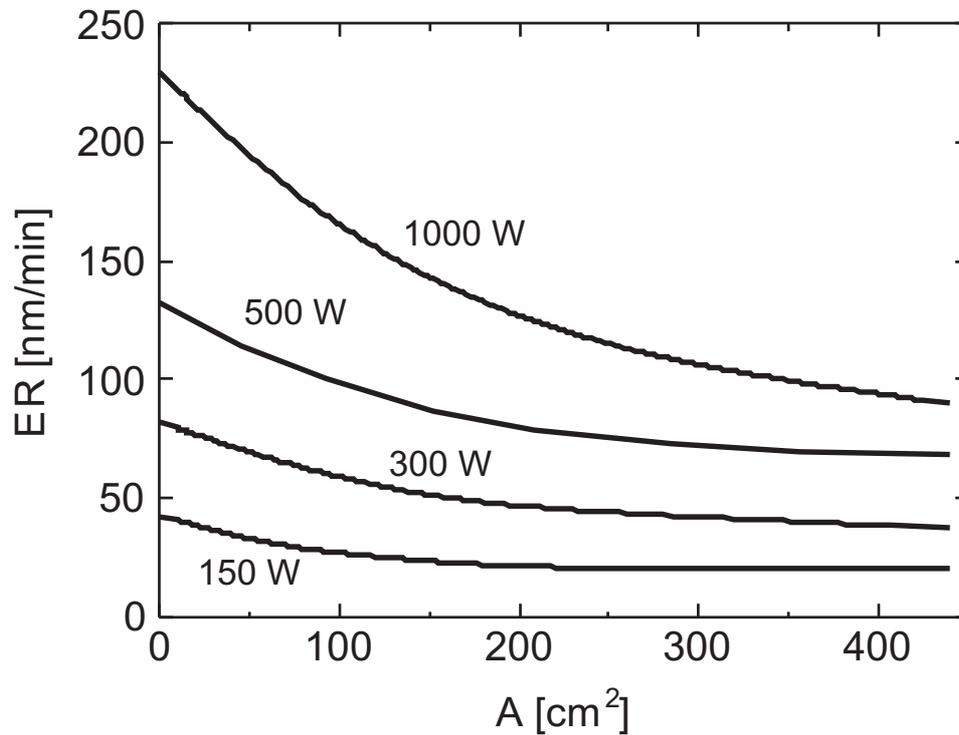


Abb. 10.1. Die Ätzrate kann signifikant von der Menge oder der Beladung des zu ätzenden Materials abhängen: Si-Ätzrate in einer CF_4/O_2 -Entladung bei 7 Pa und einem Fluß von 11 l/min [506].

10.1 Loading-Effekt

- Der Ätzprozeß ist der Hauptverbraucher des Ätzgases.
- \Rightarrow durch Erhöhung der eingekoppelten RF-Leistung (also Erhöhung der Plasmadichte) kann der Loading-Effekt nicht bekämpft werden.
- Der Ätzprozeß an der heißen Scheibe muß von untergeordneter Bedeutung werden.
- Sind „Loading“-Effekte vorhanden, muß eine Angabe zum gesamten zu ätzenden Material und der Grenzwert für kleine zu ätzende Flächen ($F_A \rightarrow 0$) angegeben werden.

10.2 Micro-Loading

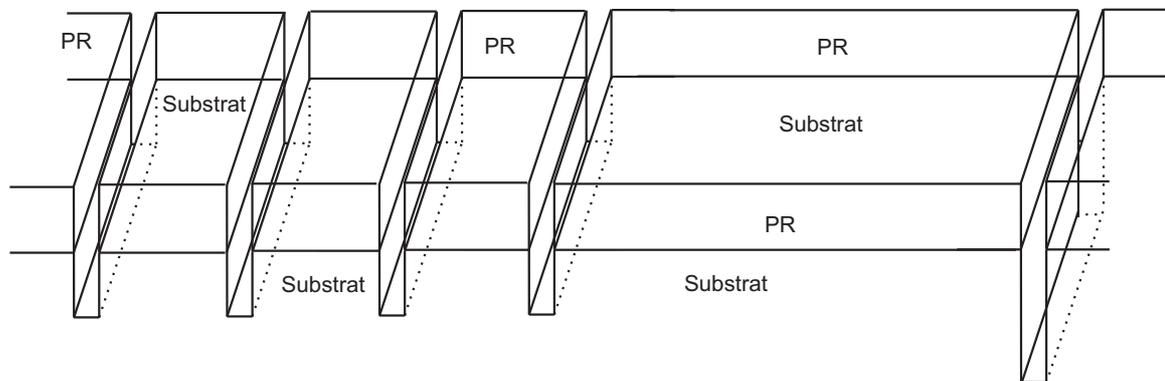


Abb. 10.2. Die Ätzrate kann signifikant von der Dichte der zu ätzenden Strukturen abhängen, hier schematisch angedeutet bei einer Trench-Ätzung.

10.3 Redeposition

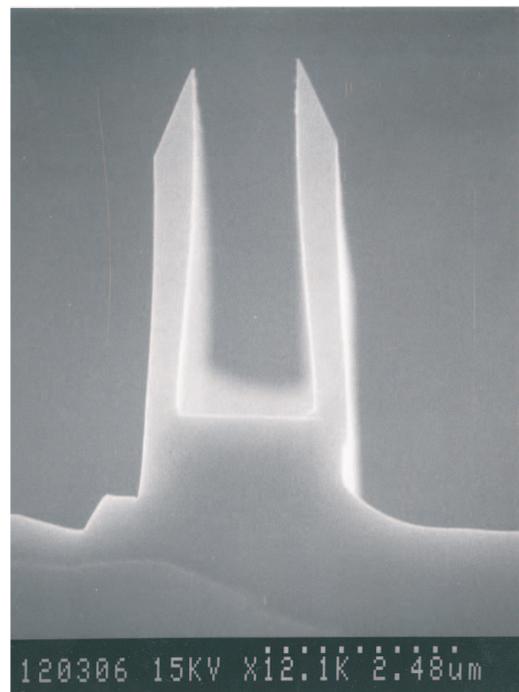
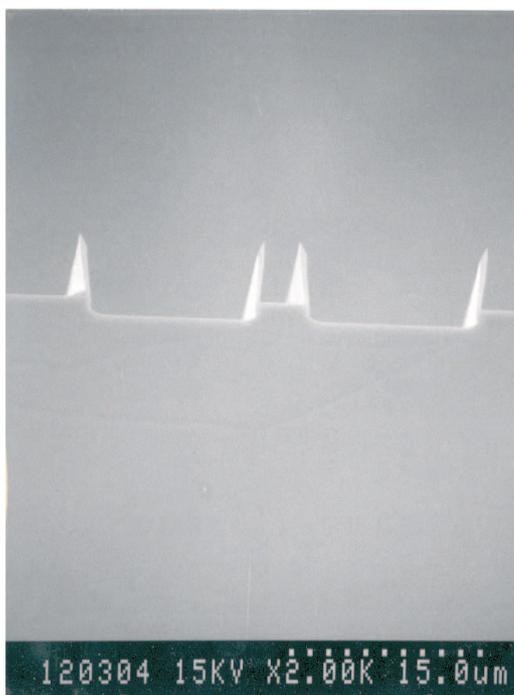


Abb. 10.3. In Argon strukturiertes GaAs nach Ablösung der sehr dicken PR-Maske mit exzellent ausgeprägten, durch Redeposition entstandenen „Hasenohren“ [533].

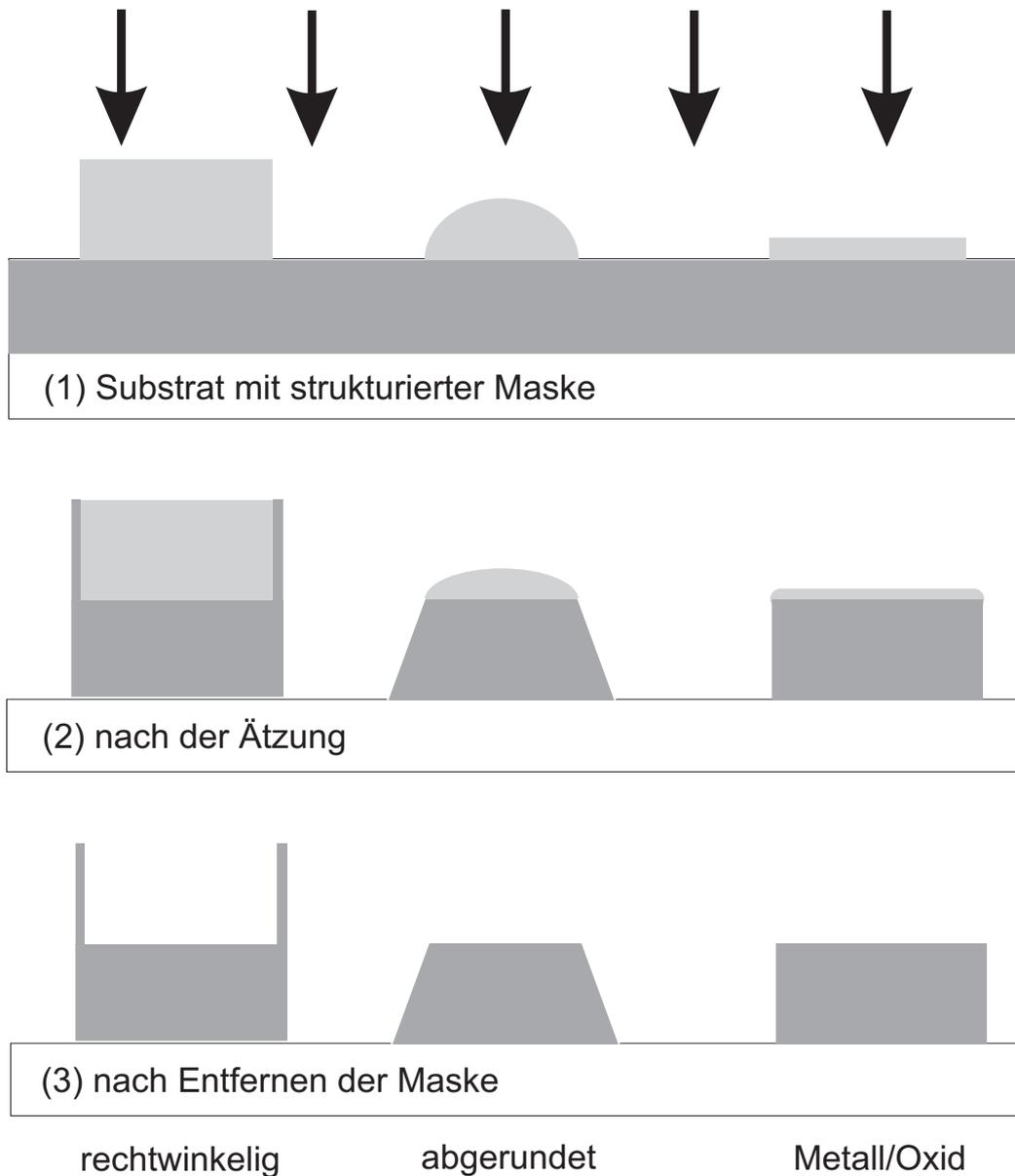


Abb. 10.4. Eine Möglichkeit, Redepositionseffekte zu verringern oder ganz zu unterdrücken, besteht in der Verrundung der Maske aus PR oder der Verwendung sehr dünner Masken mit hoher Standzeit [534] (© The American Institute of Physics).

10.4 Trenching

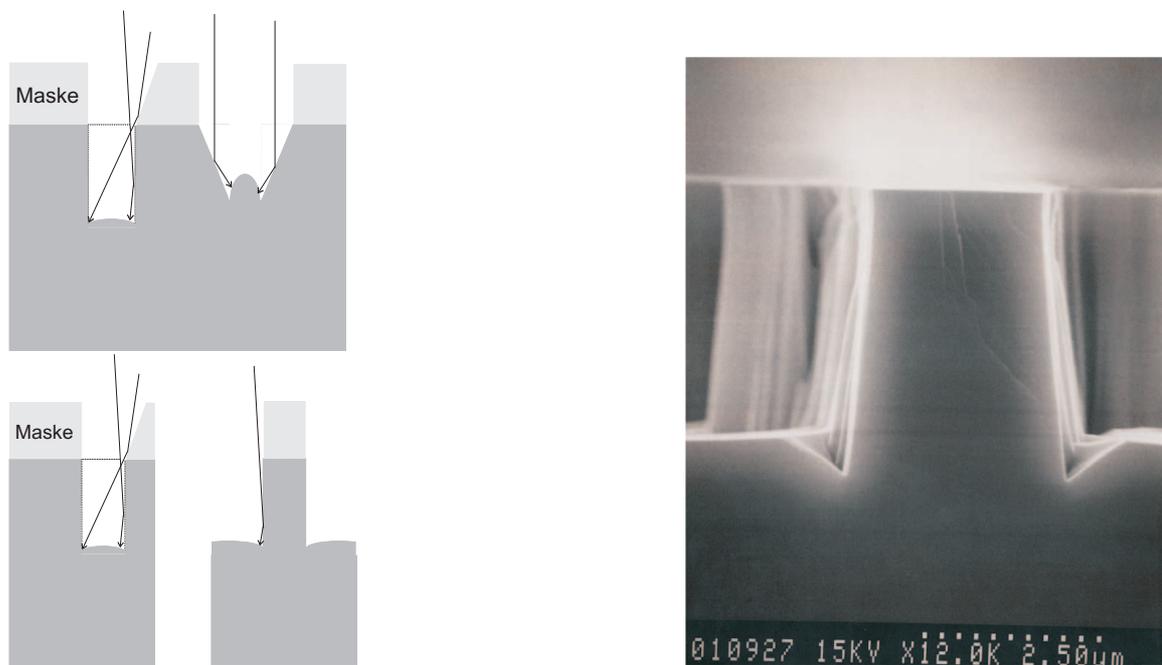


Abb. 10.5. Modellhafte Darstellung des Micro-„Trenching“ in einem Nest von Gräben (o. lks.) und bei isolierten Gräben und Stegen (u. re.) sowie Grabenbildung an einem isolierten InP-Steg, der in MeCl/H_2 (Verhältnis 10:30, 4 Pa, $0,3 \text{ W}/\text{cm}^2$) geätzt wurde [536].

10.5 Microfeatures

10.5.1 Shadowing

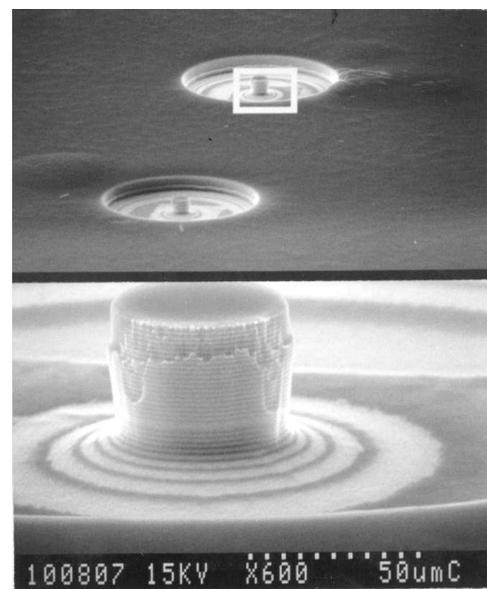
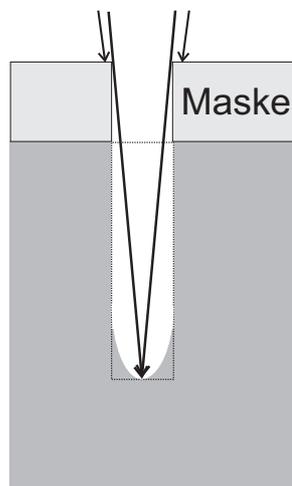


Abb. 10.6. An den bereits herausgeätzten Wänden wird eine Abschattung der auftreffenden Ionen beobachtet: „Shadowing“, das zur Ausbildung eines breiten Fußes Anlaß gibt: Ätzung eines „Vertical-Cavity-Lasers“ aus AlAs/GaAlAs/GaAs mittels RIE, bestehend aus dem oberen Spiegel aus 17 Spiegeltripeln, insgesamt $2,88 \mu\text{m}$; dem oberen „Spacer“ aus AlGaAs (122 nm); der aktiven Zone aus InGaAs („Single Quantum Well“ (SQW) 8 nm); dem unteren „Spacer“ aus AlGaAs (122 nm) und einem Teil des unteren Spiegels, wiederum bestehend aus Spiegeltripeln aus AlAs/AlGaAs/GaAs (20 – 60 nm dick). Ausgezeichnet unterscheidbar sind insbesondere die „Höhenlinien“ des „Fußes“. Die Maske, die gleichzeitig als Metallisierung dient, ist der „Bell-Kontakt“ [502] [540] [541] [542].

10.5.2 Bowing, RIE-Lag (ARDE), Notching

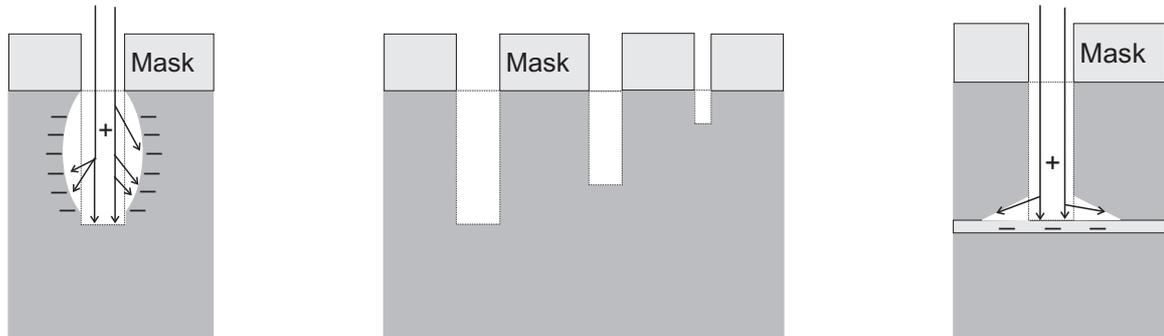


Abb. 10.7. Beispiele von unerwünschten Charakteristiken beim Trockenätzen von „Slots“ oder Gräben, bedingt durch Aufladungs- und/oder Transportprobleme bei mangelhafter Seitenwandpassivierung. Lks.: *Sidewall-Bowing*, Mitte: *RIE-Lag*, re.: *Notching* beim Auftreffen auf eine ätzresistente Schicht.

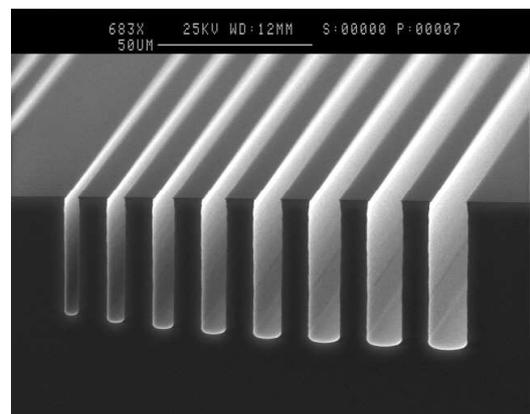
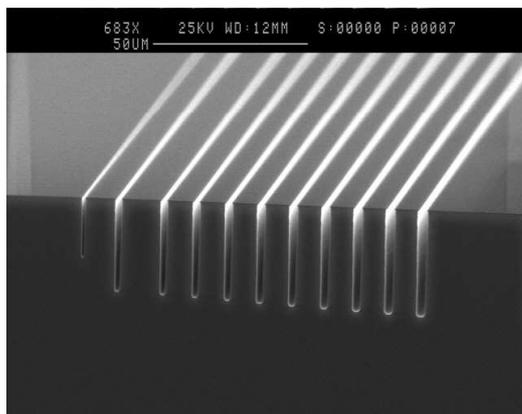


Abb. 10.8. ARDE: Die horizontale Strukturweite bestimmt unterhalb eines Verhältnisses Fensterweite/Ätztiefe kleiner als Eins die vertikale Ätzrate. Dies ist hier dargestellt an Tiefenätzungen in GaAs (der linke Graben ist $77 \mu\text{m}$ tief, Cl_2/BCl_3 -Plasma) © A. GOODYEAR Oxford Plasma Technology, 2003.

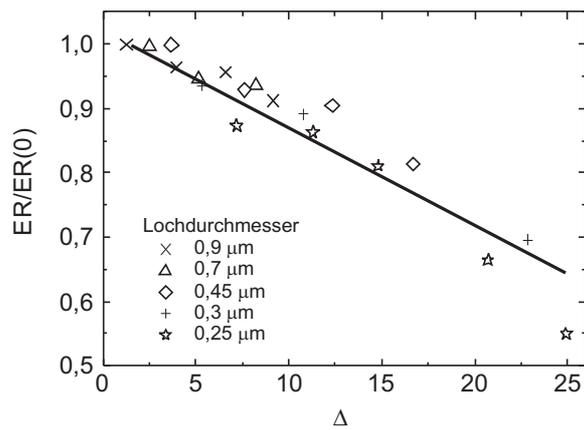


Abb. 10.9. Für Öffnungsdurchmesser von „Slots“ oder Gräben, die gleich oder kleiner als 1 μm sind, hängt die normalisierte Ätzrate linear vom Aspektverhältnis Δ ab (nach [548]).

11 Trockenätzverfahren V

11.1 Endpunktkontrolle

- Änderung der Impedanz einer Entladung;
- Ellipsometrie;
- Optische Emissionsspektroskopie (OES);
- Interferometrische Verfahren;
- Massenspektrometrie (MS).

11.1.1 Änderung der Impedanz einer Entladung

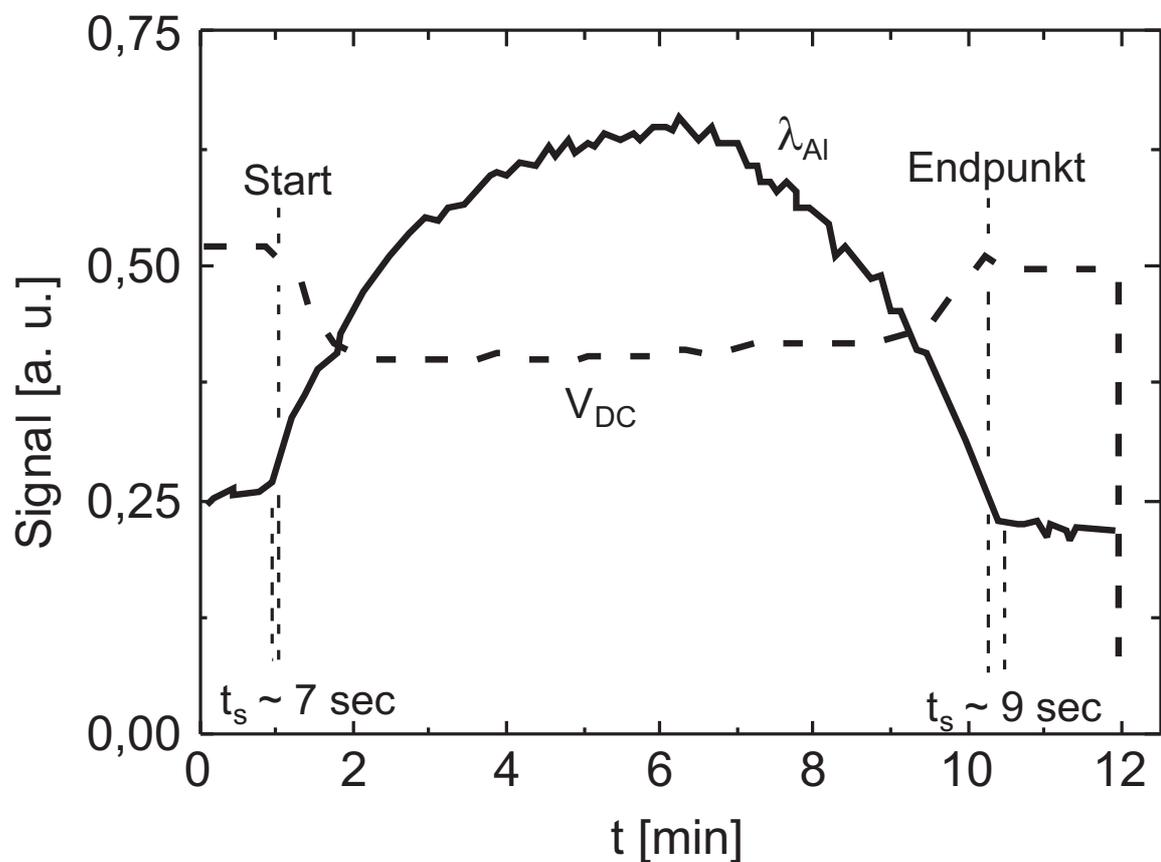


Abb. 11.1. Verlauf der optischen Emission und der Impedanz während einer Aluminium-Ätzung. Der Impedanzverlauf ist schärfer definiert als die Änderung der optischen Emission [617] (© The American Institute of Physics).

11.1.2 Ellipsometrie

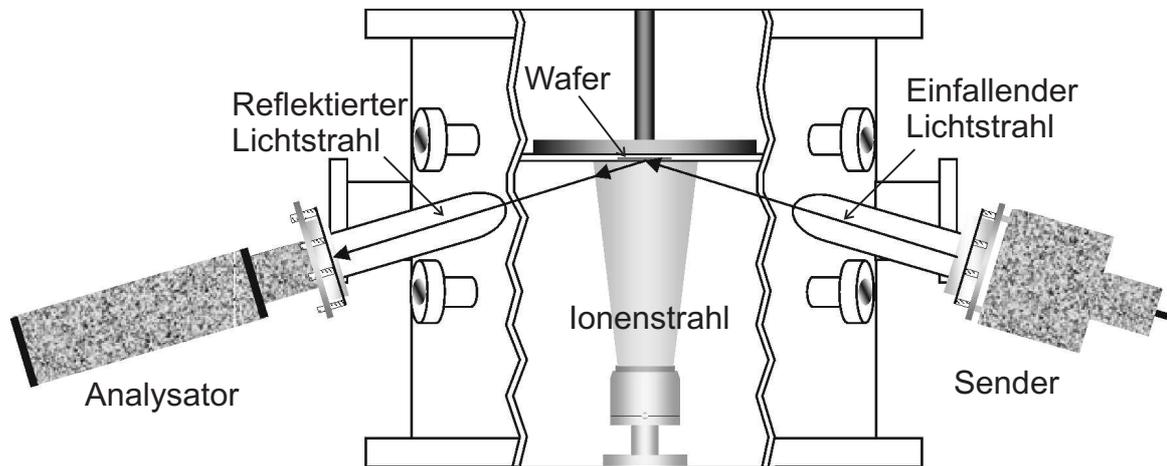


Abb. 11.2. *In-situ*-Messung einer Ionenstrahlätzung mittels Ellipsometrie © Veeco Instruments 2002.

11.1.3 OES

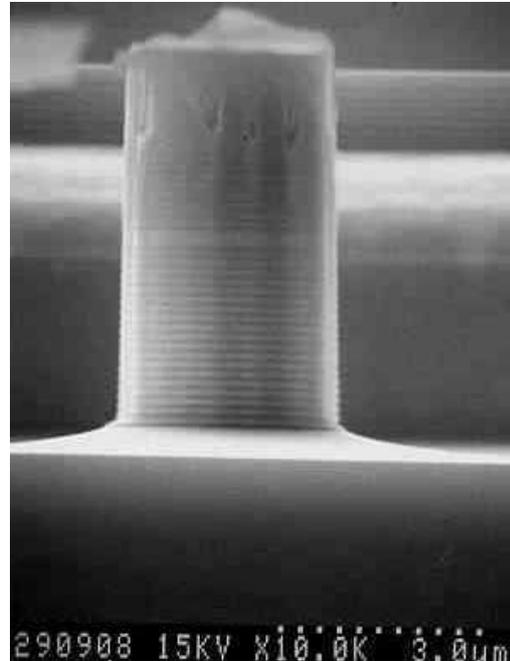
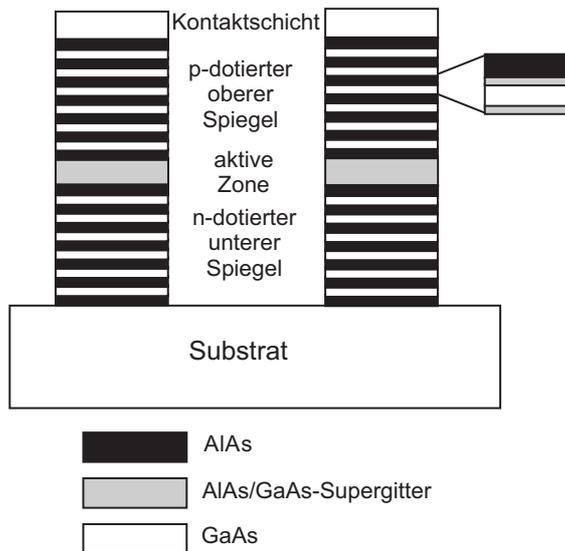


Abb. 11.3. VCSEL (**V**ertical **C**avity **S**urface **E**mitting **L**aser): Prinzipieller Aufbau (lks.) und mit RIE herausgemeißelte Struktur (re.). Ein typischer VCSEL besteht aus einer etwa $0,2 \mu\text{m}$ dünnen aktiven Schicht aus Quantentöpfen, deren Abmessungen und Material die emittierte Wellenlänge bestimmen, an die sich nach oben und unten sog. BRAGG-Spiegel anschließen. Diese bestehen aus je ca. 20 Paaren von $\lambda/4$ -Schichten aus AlAs/GaAs.

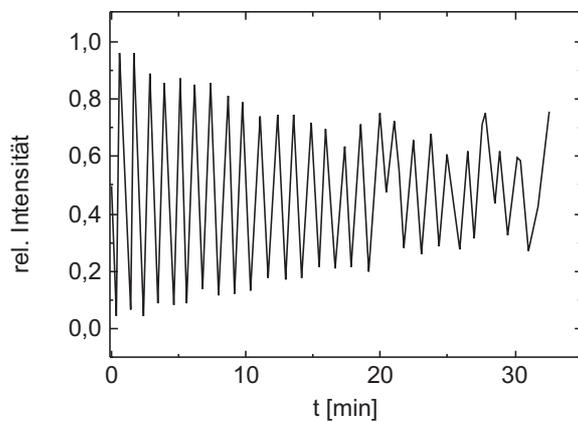


Abb. 11.4. OES-Spektrum (Ga-Linie bei $403,3 \text{ nm}$) einer VCSEL-Struktur mit oberem Spiegel aus konsekutiven AlGaAs/AlAs-Schichten, einem Tripeldecker („Spacer“), dem sich ein Doppeldecker vor der aktiven Zone anschließt, in der die Ätzung beendet sein muß.

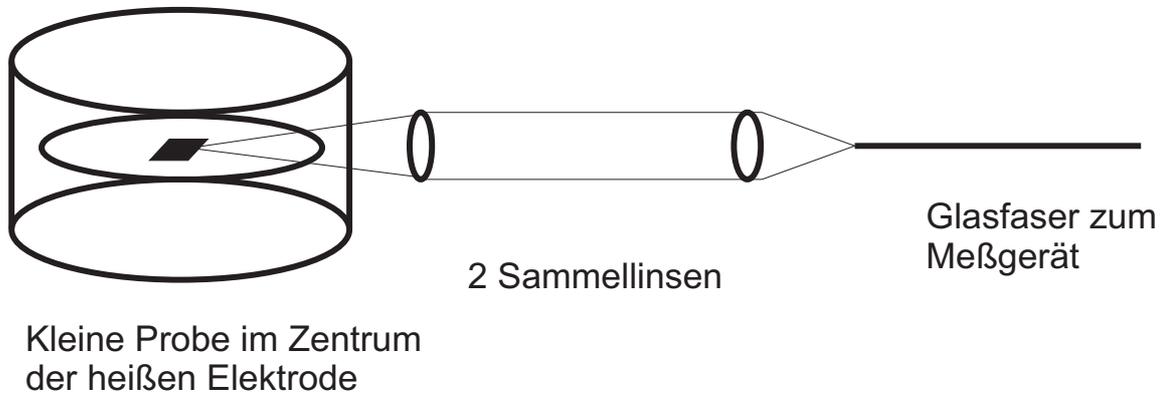


Abb. 11.5. Da die Probenfläche im Verhältnis zur Elektrodenfläche oft sehr klein ist, empfiehlt sich die Verwendung einer fokussierenden Optik zur Einkopplung des Probenlichts in die Glasfaser [619].

Tab. 11.1. Gebräuchliche Linien zur Endpunkterkennung mittels OES

zu ätzender Film	flüchtige Komponente	Wellenlänge [nm]
PR	CO	297,7; 483,5; 519,5
Si	SiF*	777,0
Si ₃ N ₄	N*	674,0
Si ₃ N ₄	CN*	388,3
SiO ₂	CO	297,7; 458,3; 519,5
Al	AlCl*	261,4; 279,0
Al	Al*	396,2
GaAs	As*	228,9; 235,0; 245,7; 278,0; 286,0
GaAs	Ga*	287,4; 403,3; 417,2
GaAs	GaCl*	249,1; 334,8; 338,5
InP	In*	325,6; 410,1; 451,1 (Fluoreszenz)
InP	InCl*	267,3; 350,0

11.1.4 Interferometrische Verfahren

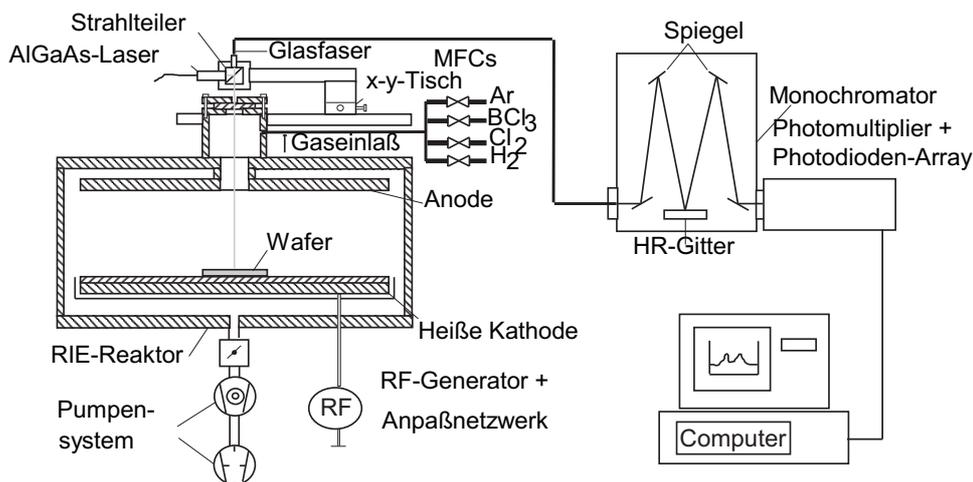


Abb. 11.6. *In-situ*-Kontrolle mit der Laser-Interferometrie (LI). Während bei der optischen Emissionsspektroskopie (OES) die zeitliche Abhängigkeit der Intensität der Emissionslinien, hier von Ga bei

403,3 nm ($5^2S_{1/2} \rightarrow 4^2P_{1/2}$) und

417,2 nm ($5^2S_{1/2} \rightarrow 4^2P_{3/2}$) [622]

verfolgt wird, ist es bei der LI die durch unterschiedliche Brechungsindizes induzierte Variation in der Reflexion des Lichts eines Festkörperlaser.

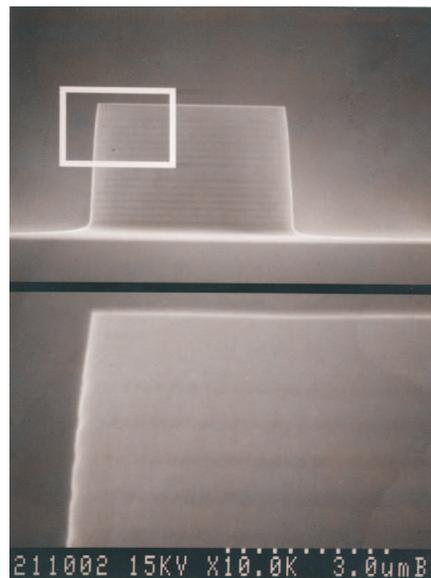
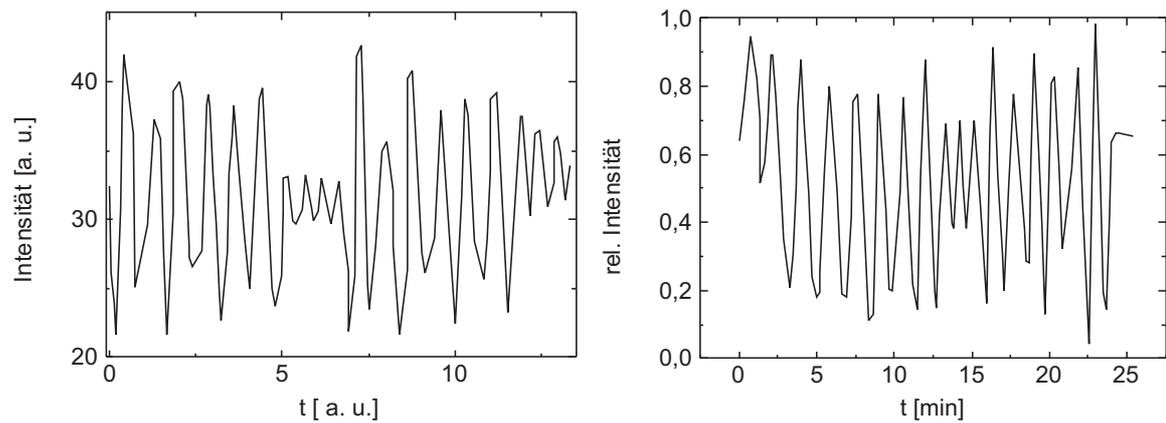


Abb. 11.7. Eine Endpunkterkennung mit einem Laser-Interferometer (o. re.) und der Vergleich mit dem vorher berechneten Erwartungsinterferogramm (o. lks.) sowie das Ergebnis als REM-Bild (u.) [501].

11.1.5 CCD-kontrollierte Laserinterferometrie

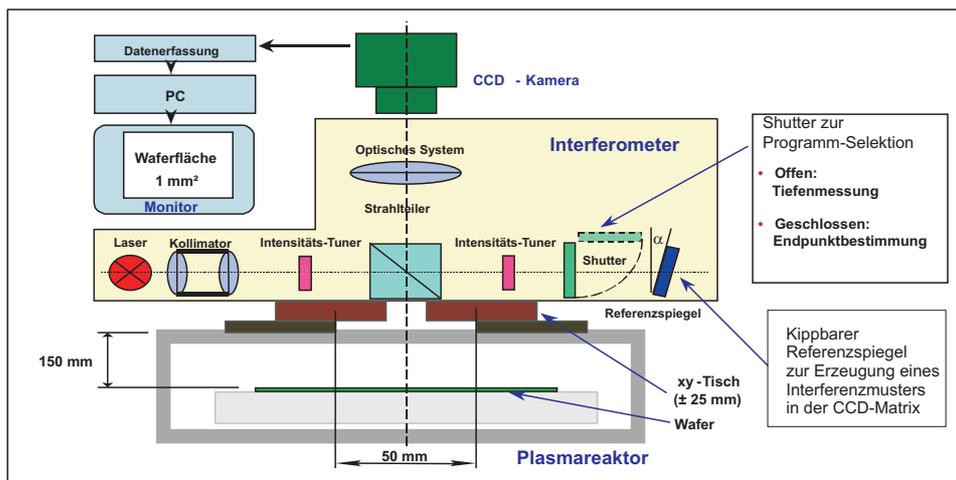


Abb. 11.8. Experimenteller Aufbau eines modifizierten Laser-Interferometers nach JOHN et al. [624]. Bei Verwendung eines Strahlteilers kann eine Zweistrahl-Interferometrie durchgeführt werden. Zum Vergleich wird der Meßstrahl auf den blanken Bereich gelenkt und mit dem Referenzstrahl, der von einem nicht gekippten Spiegel reflektiert wird, analysiert — etwa in einer CCD-Kamera [624].

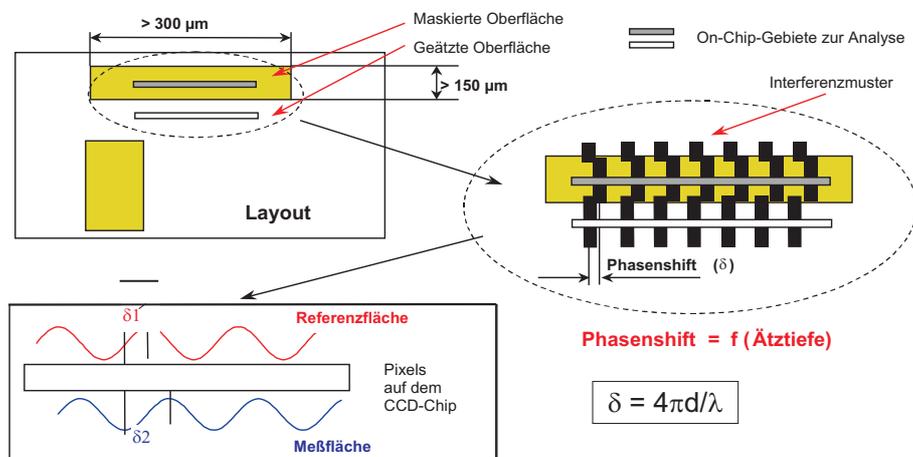


Abb. 11.9. Die am Meßstrahl durch Abtastung verschiedener Höhenniveaus entstehende Phasenverschiebung wird durch Interferenz mit einem Referenzstrahl optisch sichtbar gemacht, womit eine tatsächliche Tiefenmessung gelingt [624].

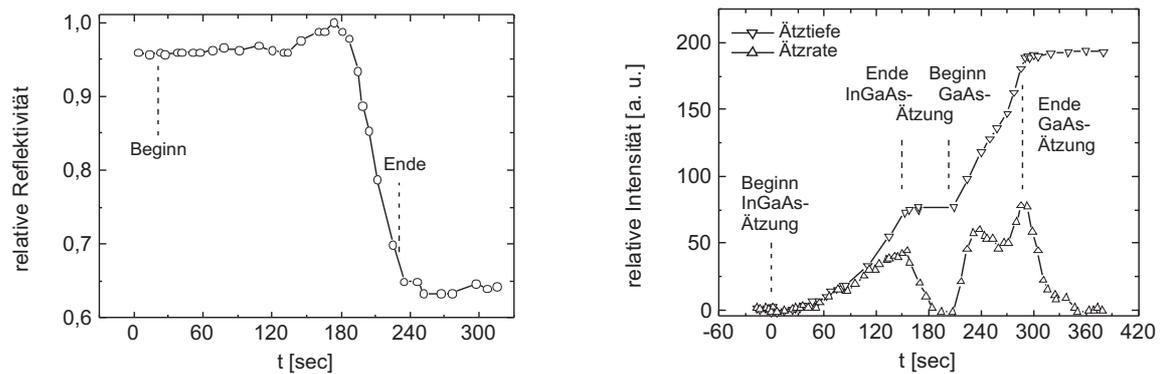


Abb. 11.10. Lks.: Darstellung der *in-situ* gemessenenen Reflektivität (Referenzspiegel nicht im Strahlengang) eines Spots aus $WSiN_x$ (Größe: $1 \times 1 \mu m^2$). Re.: Aus interferometrischen Messungen (Referenzspiegel im Strahlengang) gewonnenes Diagramm der absoluten Ätztiefe und der zugehörigen Ätzrate in einem Schichtsystem aus InGaAs/GaAs (Cl_2 -CCP-Entladung) [624].

11.1.6 Massenspektrometrie (MS)

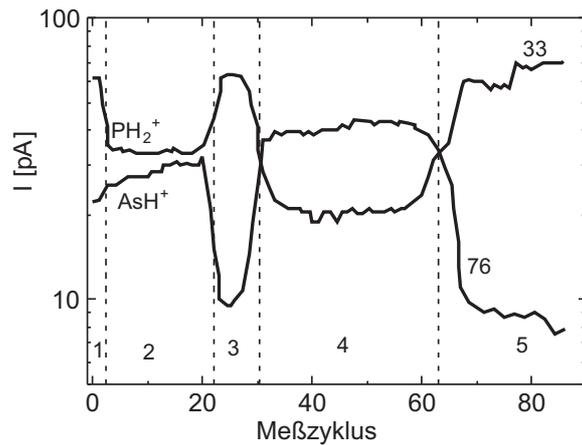


Abb. 11.11. Intensitätsverlauf des PH_2^+ - und des AsH^+ -Signals (Massen 33 und 76) eines Multisandwich-Pakets von InP/InGaAsP, Fläche etwa 1 cm^2 , aufgenommen mit einem Quadrex 200 von Leybold, Sampling-Frequenz 20 sec. Schichtfolge (von lks.): (1) 200 nm InP („Cap-Layer“, Rest); (2) 300 nm $\text{In}_{0,75}\text{Ga}_{0,25}\text{As}_{0,54}\text{P}_{0,46}$; (3) 200 nm InP; (4) 430 nm $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$; (5) InP-„Buffer-Layer“ über Substrat.

11.1.7 Probleme des in-situ-Monitoring

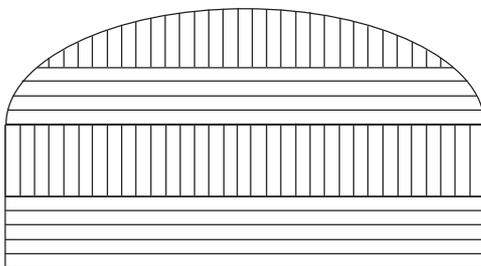


Abb. 11.12. Ist die Ätzrate radial nicht uniform, beobachtet man bei der Ätzung eines Schichtpakets eine Verringerung der Dynamik der Signale.

12 Plasma-Analytik

Tab. 12.1. Einige fortgeschrittene Methoden zur Bestimmung wichtiger Plasmakenngrößen. AA: Advanced Actinometry; SEERS: Self Excited Electron Resonance Spectroscopy; Z: Impedanz-Analyse

Physikalische Größe	Bestimmungsmethode				
	LANGMUIR	AA	SEERS	Z	μ
V_P	✓				
n_P	✓		✓		✓
T_e	✓	✓			
T_{bulk}		✓			
$P_{\text{RF,eff}}$			✓?	✓	
ν_m			✓		
$\cos \varphi$				✓	
V_{rms}				✓	
I_{rms}				✓	

12.1 Langmuir-Sonde

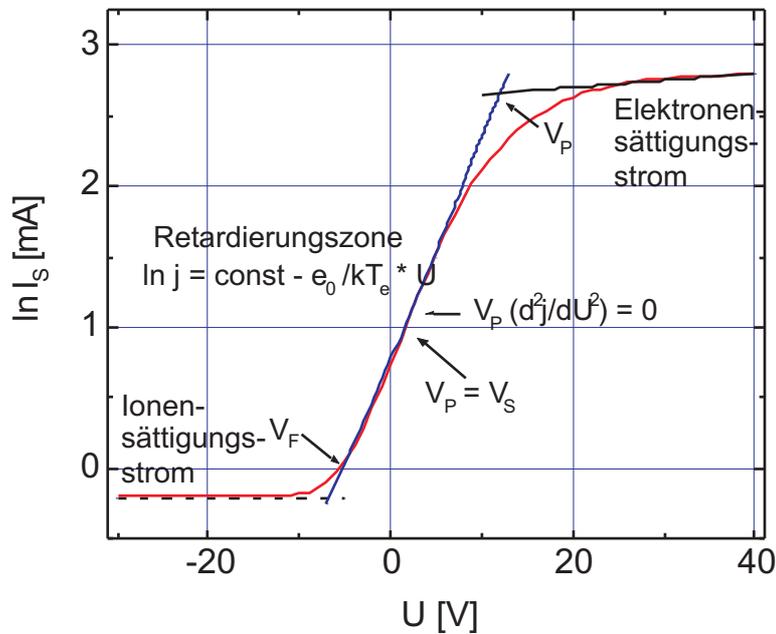


Abb. 12.1. Schematische Darstellung der idealisierten U - I -Charakteristik einer LANGMUIR-Sonde.

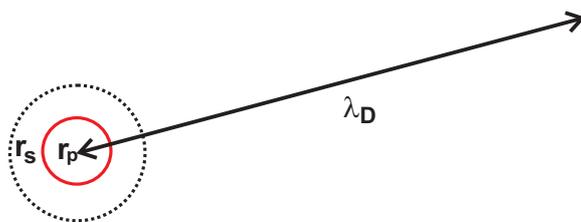


Abb. 12.2. Sondenradius r_p und Dicke der Randschicht r_s sind beide klein gegenüber der DEBYE-Länge λ_D : Stoßfreier Schild; jedes an der BOHM-Kante ankommende Elektron wird eingefangen.

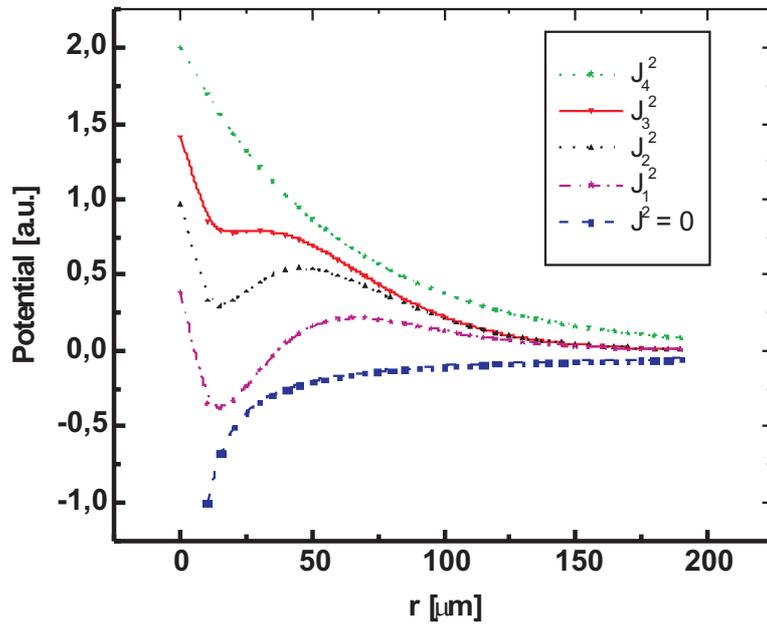


Abb. 12.3. Das effektive Potential eines Ions im elektrischen Feld der Sonde. Für verschwindendes J fällt das Ion geradlinig ins Potentialminimum, für große Werte von J kann das Ion nicht eingefangen werden.

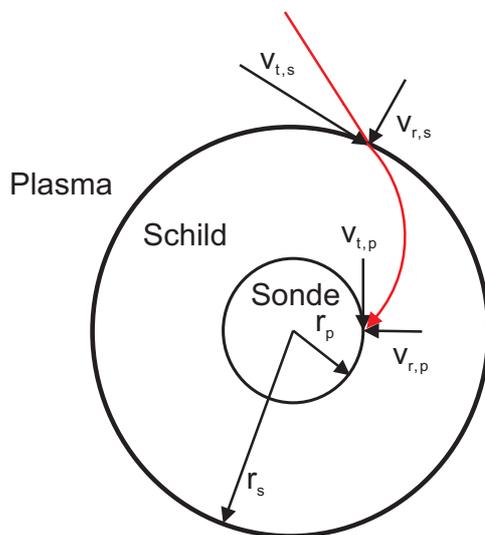


Abb. 12.4. Ein an der Schichtgrenze ankommendes Elektron der thermischen Energie $k_B T_e$ und seine Geschwindigkeitskomponenten während des Falls auf den Sondendraht nach SWIFT und SCHWAR [312].

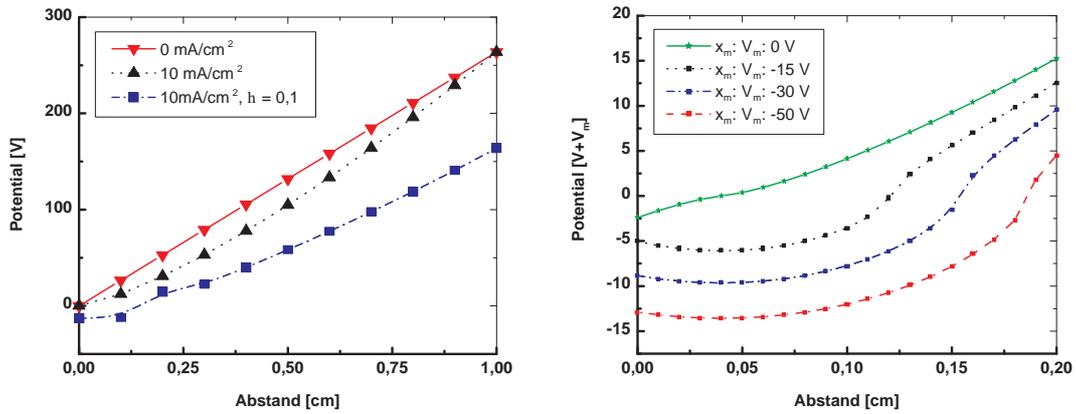


Abb. 12.5. Bei einer endlichen Elektronentemperatur sinkt das Potential in Sondennähe unter 0 V ab; hier gezeigt für ein Verhältnis $\eta = \frac{k_B T_e}{e_0 V_P}$ von 0,1 für eine Schilddicke von 400 μm und verschiedene Werte von V_m (Minimum bei $\sqrt[3]{V_m^2}$) bei $\eta = 0,1$ und j_e von 10 mA/cm².

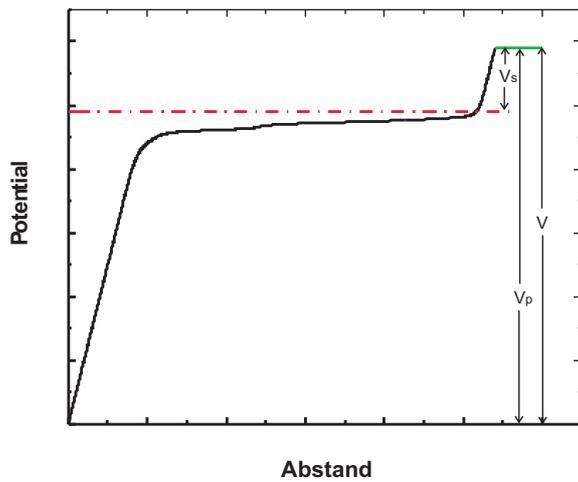


Abb. 12.6. Die zur Referenzelektrode bezogene Meßgröße V weicht um das Potential V_s vom zu bestimmenden Plasmapotential V_P ab.

12.2 Optische Emissions-Spektroskopie (OES)

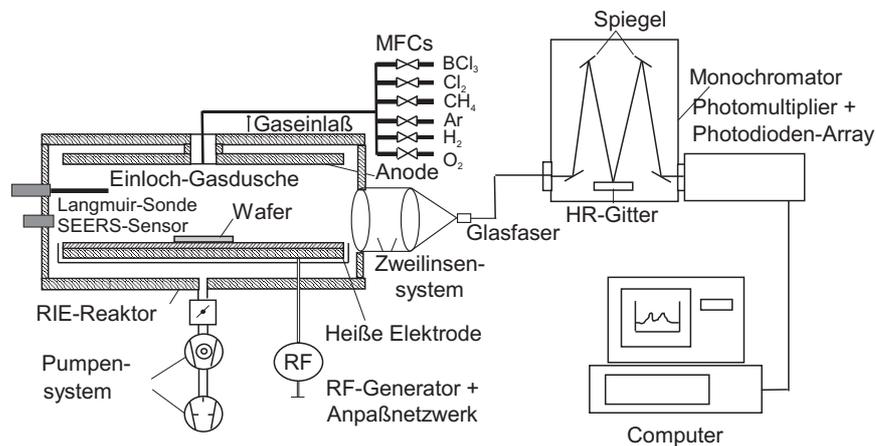


Abb. 12.7. Experimenteller Aufbau eines optischen Spektrometers an einem CCP-Reaktor zur Optischen Emissionsspektroskopie (OES).

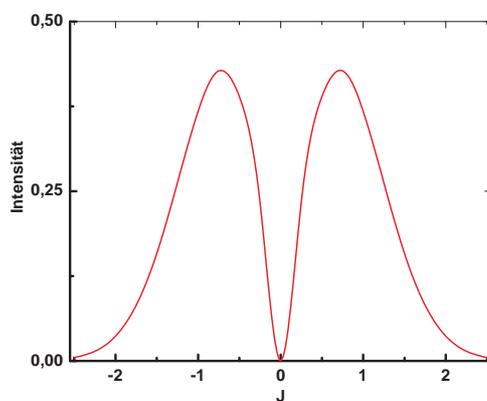


Abb. 12.8. BJERRUMSche Doppelbande eines Rotations-Schwingungsspektrums, das durch Kopplung des Schwingungsübergangs mit den Rotationsübergängen $\omega_v \pm \omega_{R,i}$ entsteht [352] (© Springer-Verlag).

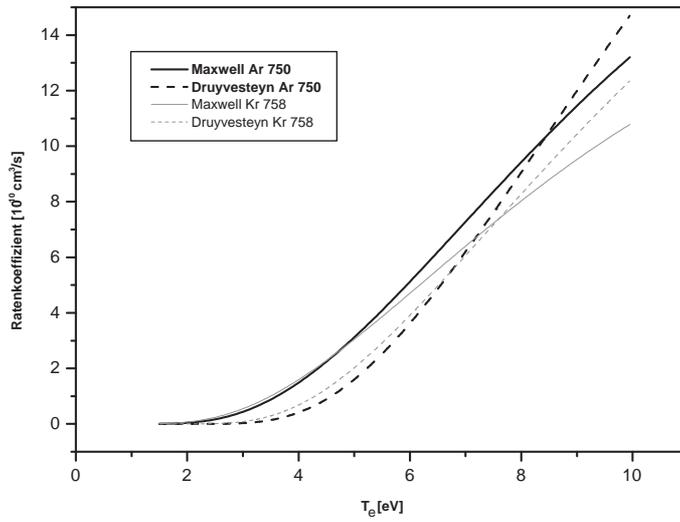


Abb. 12.9. Die Ratenkoeffizienten für vier Linien der Edelgase Ar und Krypton, berechnet nach Gl. (9.40) [323].

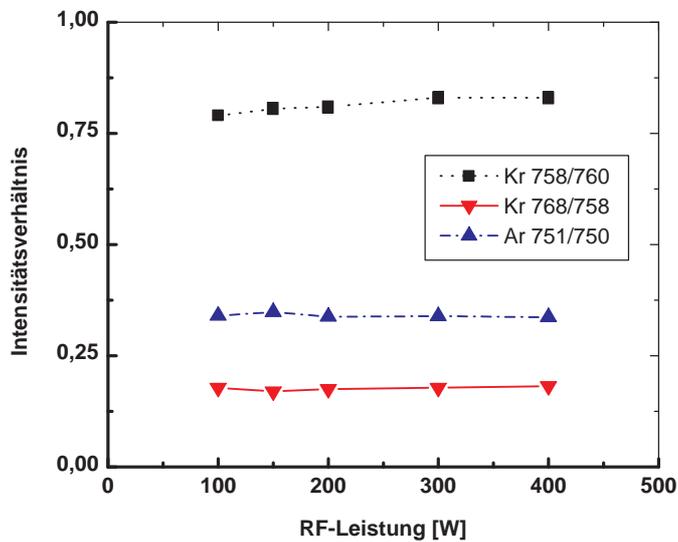


Abb. 12.10. OES: Untergrundkorrigierte Linien von Argon und Krypton bei 15 mTorr (2 Pa) als Funktion der eingekoppelten RF-Leistung.

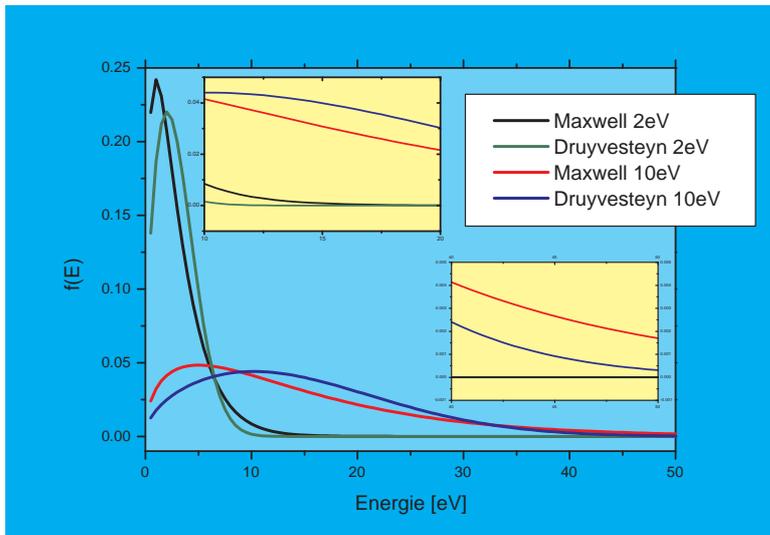


Abb. 12.11. MB gegen D [325].

12.3 Self-Excited Electron Resonance Spectroscopy (SEERS)

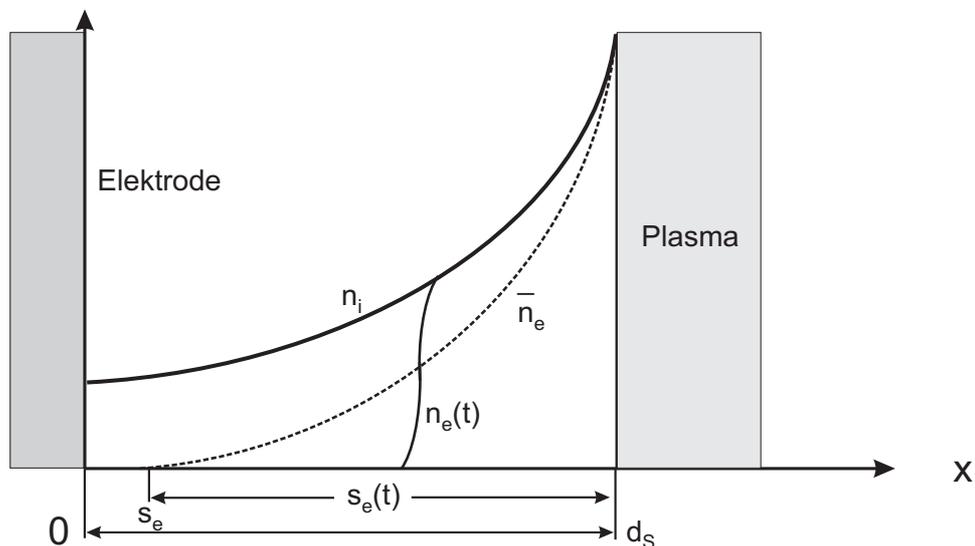


Abb. 12.12. Aufgrund der unterschiedlichen Dynamik der Ladungsträger (Ionen und Elektronen), ist der Zusammenhang zwischen angelegter Spannung (Schichtpotential) und Verschiebungsstrom extrem nichtlinear: n_e verschwindet in der Randschicht irgendwo oberhalb der Elektrodenoberfläche, nur die quasi-stationären Ionen erreichen die Oberfläche. Die Dicke der Randschicht ist eine Funktion des Schichtpotentials und hat kapazitiven Charakter [325].

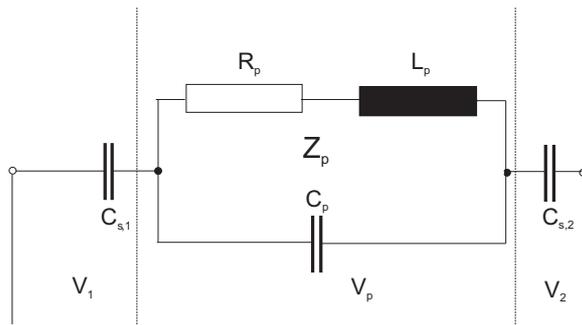


Abb. 12.13. Ersatzschaltbild einer kapazitiven Entladung. Der (komplexe) Plasmawiderstand wird in einzelne Beiträge aufgespalten. Randschicht(en) und Bulk-Plasma bilden einen gedämpften Schwingkreis mit einer Serien- und Parallel-Resonanz [321].

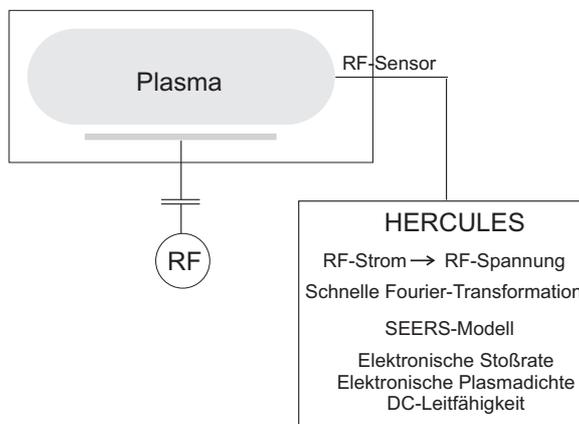


Abb. 12.14. Schema des SEERS-Sensors. Der Verschiebungsstrom wird mit der erdfreien Antenne empfangen und induziert eine Spannung im Oszilloskop. Mittels einer schnellen FOURIER-Transformation (FFT) werden *on-line* verschiedene Plasmaparameter errechnet und graphisch dargestellt [175].

12.3.1 Technische Umsetzung

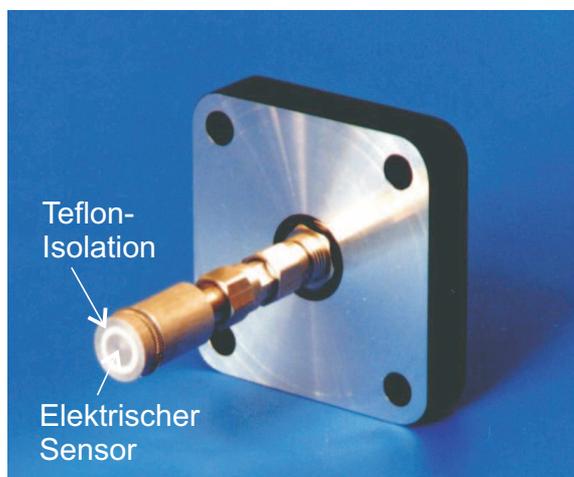


Abb. 12.15. Vakuumteil des SEERS-Sensors, hier gezeigt für den ICP-Reaktor DPS 300 von Applied Materials. Der elektrische Sensor ist durch einen Ring aus Teflon isoliert. Es gibt auch Sensoren mit einem optischen Fenster für simultane OES [176].

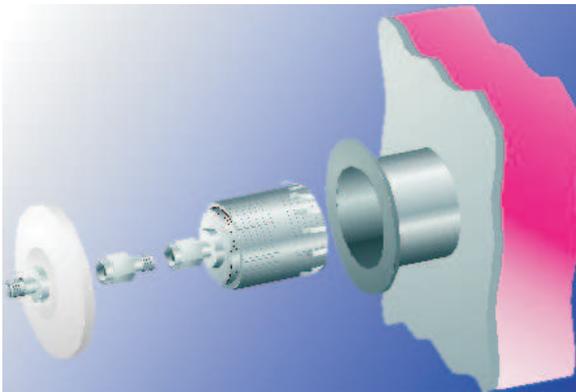


Abb. 12.16. SEERS-Sensor (Explosionszeichnung). Der isolierte Sensor ist Teil der „kalten“ Elektrode [176].

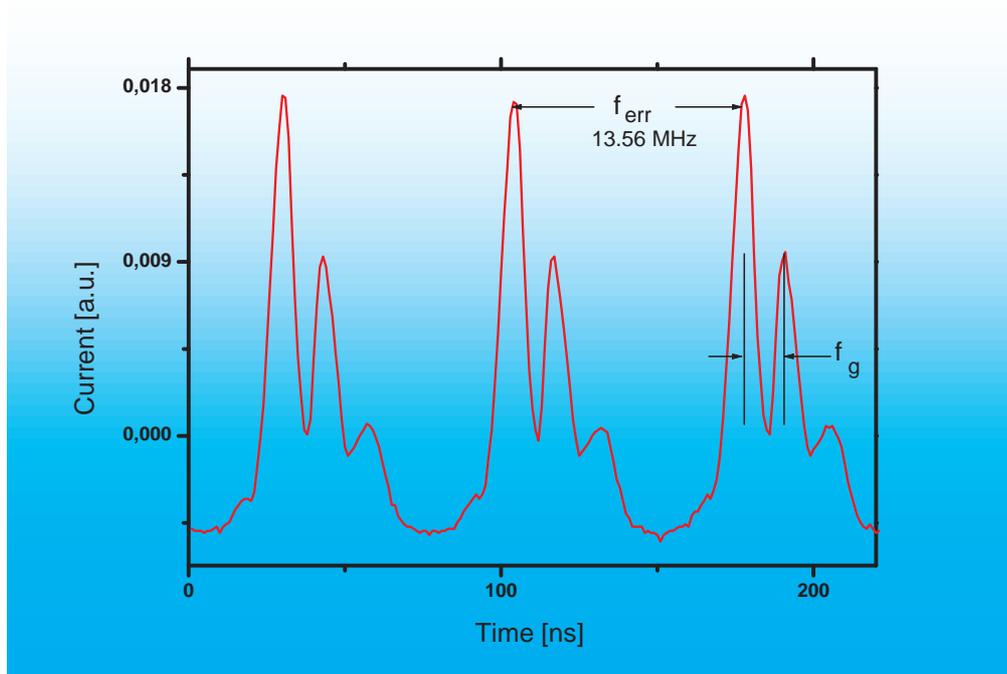


Abb. 12.17. Die harmonische Anregung in einer Kapazitiv gekoppelten Entladung von Sauerstoff durch die Randschichten führt zu einem extrem nichtlinearen Verhalten des elektronischen Verschiebungsstroms. Die harmonische Schwingung der Anregung ist mit stark gedämpften Oszillationen der SEERS-Resonanz f_g moduliert, 12,08 nsec (83 MHz). Die ist das Äquivalent der Plasmafrequenz von etwa 230 MHz und eine volumengemittelte Plasmadichte n_P von $6,8 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ [325].