



# **Experimentelle Untersuchung des Silizium-Sputterns in einer ECR-Mikrowellen-Ionenquelle mittels Cavity-Ringdown-Spectroscopy**

**Dissertation**

**von Dipl.-Phys. Stefan Geisler**

vorgelegt dem Fachbereich Elektrotechnik und Informationstechnik  
der Bergischen Universität-Gesamthochschule Wuppertal  
zur Erlangung des Grades Doktor der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)

Referent: Prof. Dr. Dr. h.c. Jürgen Engemann

Korreferent: Prof. Dr. rer. nat. Jörg Winter

Olpe, im Mai 2002



# Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Wesentlichen während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Forschungszentrum für Mikrostrukturtechnik – *fmt* der Bergischen Universität-GH Wuppertal. Ich bedanke mich bei allen Kollegen des *fmt* für die sehr gute Zusammenarbeit sowie die Unterstützung, die mir entgegengebracht wurde.

Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Dr. h.c. Jürgen Engemann, für seine tatkräftige Unterstützung durch die Bereitstellung von Sach- und Finanzmitteln sowie für sein stetes Interesse am Fortgang der Arbeit.

Für die spontane Bereitschaft, sich als Zweitgutachter der Arbeit zur Verfügung zu stellen, bedanke ich mich recht herzlich bei Herrn Prof. Dr. rer. nat. Jörg Winter vom Institut für Experimentalphysik der Ruhr-Universität Bochum.

Besonderer Dank gilt ebenso Herrn Dr. rer. nat. Albrecht Brockhaus, Leiter der Abteilung Plasmadiagnostik des *fmt*, für die vielen fruchtbaren Diskussionen, die zahlreichen konstruktiven Vorschläge sowie der sorgfältigen Durchsicht der Arbeit.

Weiterhin danke ich besonders:

- Herrn Dr. rer. nat. Axel Schwabedissen für die tatkräftige Unterstützung bei der theoretischen und experimentellen Behandlung der CRDS.
- Herrn Dr.-Ing. Hans-Michael Hütten für sein konstruktives Einbringen bei den TRIM-Simulationen.
- Herrn Dr.-Ing. Dariusz Korzec für die zahlreichen fruchtbaren Diskussionen bezüglich der theoretischen und experimentellen Behandlung der Ionenquelle.
- Herrn Dipl.-Ing. Hans-Max Keller und Frau Margit Modest für die Unterstützung zur Erstellung der Ionenoptiken.
- Herrn Dipl.-Ing. Michael Friedrichs für seine Unterstützung bei der Arbeit mit dem 3-d-Verfahrtisch.
- Herrn Andreas Küchenhoff für die Unterstützung bei der Durchführung der Experimente und die graphische Auswertung der Versuchsergebnisse.
- Herrn Dipl.-Phys. Axel Decker für die kostenfreie Logis, wenn es mal wieder später wurde.

Nicht zuletzt danke ich meiner Frau Andrea für die Durchsicht und ihre große Geduld während der Erstellung der Arbeit.

Bei meinen Eltern, insbesondere bei meiner leider kürzlich verstorbenen Mutter, bedanke ich mich für ihre Unterstützung während meines Studiums.

Abschließend danke ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft DFG für die finanzielle Unterstützung der Arbeit.

Wuppertal und Olpe im Mai 2002

Stefan Geisler

# Inhaltsverzeichnis

Danksagung.....	III
Inhaltsverzeichnis.....	V
Konstanten, Symbole und Abkürzungen.....	IX
Kurzfassung.....	XV
Abstract.....	XVII
Plasmatechnik in der Antike und heute.....	XIX
Kapitel 1: Einleitung.....	1
Kapitel 2: Grundlagen und Theorie.....	5
2.1 Ionensputtern.....	5
2.1.1 Der physikalische Sputterprozess.....	6
2.1.2 Mathematisches Modell nach SIGMUND.....	8
2.1.3 Winkelverteilung.....	10
2.1.4 Mathematisches Modell nach THOMPSON.....	11
2.1.5 Reaktives Ionensputtern.....	14
2.1.6 MALTER 'sche Entladungen.....	14
2.1.7 Transport of Ions in Matter (TRIM)-Simulationsprogramm.....	15
2.2 Grundlagen zu Mikrowellen-angeregten Plasmen.....	16
2.2.1 Plasmazustand.....	16
2.2.2 Geschwindigkeits- und Energieverteilung im Niedertemperaturplasma.....	17
2.2.3 Mikrowellenentladungen.....	18
2.2.4 Plasmarandschicht.....	22
2.3 Grundlagen zur Ionenextraktion.....	25
2.3.1 Plasmastrahl.....	25
2.3.2 Eingitterionenoptik.....	25
2.3.3 Mehrgitterionenoptik.....	26
2.3.4 Charakteristika des Ionenstrahls.....	28
2.4 Grundlagen zur Absorptionsspektroskopie.....	32
2.4.1 Lichtabsorption.....	32
2.4.2 Spektrallinien.....	33
2.5 Funktionsprinzip der Cavity-Ringdown-Spectroscopy (CRDS).....	38

2.5.1	Absorptionskoeffizient.....	38
2.5.2	Abklingsignal.....	40
2.6	Teilchendichteermittlung von Silizium mit CRDS .....	42
2.6.1	Das Si I ( $3s^23p^2 \rightarrow 3s^23p4s$ )-Multiplett .....	42
2.6.2	Empfindlichkeit der CRDS .....	44
2.6.3	Gültigkeit der CRDS .....	45
Kapitel 3: Experimentelle Anordnung .....		47
3.1	Ionenquelle.....	47
3.1.1	Plasmaquelle ECR-SLAN.....	47
3.1.2	Ionenstrahlextraktion mit einer Silizium-Doppelgitterionenoptik .....	49
3.1.3	Erstellung der Siliziumionenoptik .....	49
3.1.4	Ionenoptikparameter .....	51
3.1.5	Veränderungen gegenüber dem Standardaufbau der ECR-SLAN .....	51
3.1.6	Fixierung der Ionenoptik.....	52
3.2	Versuchsstand .....	54
3.2.1	Vakuumkammer mit Ionenquelle .....	54
3.2.2	Druckgradient.....	54
3.3	Messinstrumente zur Charakterisierung des Plasmas und des Ionenstrahls .....	57
3.4	Versuchsaufbau zur Dichtemessung gesputtertem Siliziums mit CRDS .....	59
3.4.1	Lasersystem.....	59
3.4.2	Sputteranlage.....	62
3.4.3	Targetmaterial.....	63
3.4.4	Messung der räumlichen Verteilung des Siliziums mittels CRDS .....	63
Kapitel 4: Charakterisierung des Ionenstrahls .....		67
4.1	Versuchsparameter.....	67
4.1.1	Gasart.....	67
4.1.2	Druck.....	67
4.1.3	Mikrowellenleistung .....	68
4.1.4	Potential.....	68
4.2	Messergebnisse .....	69
4.2.1	Ionenstromdichte.....	69
4.2.2	Räumlich aufgelöste Ionenstromdichtemessungen.....	73
4.2.3	Ionenenergie.....	79

---

4.2.4 Elektronentemperatur und Ionendichte .....	80
Kapitel 5: Untersuchung des Silizium-Sputterns mit CRDS .....	87
5.1 Abschätzung der Verbreiterungseffekte .....	87
5.1.1 Natürliche Linienbreite .....	87
5.1.2 Laserlinienbreite .....	88
5.1.3 Druckverbreiterung .....	88
5.1.4 Sättigungsverbreiterung .....	88
5.2 Abklingsignal des leeren CRD-Resonators .....	89
5.3 Ergebnisse der CRDS .....	91
5.3.1 Sputtern eines Siliziumtargets mit Argonionen .....	91
5.3.2 Sputtern eines Siliziumtargets mit Sauerstoffionen .....	99
5.3.3 Sputtern eines Quarztargets mit Argonionen .....	99
5.3.4 Sputtern eines Quarztargets mit Sauerstoffionen .....	103
5.4 Siliziumsputtern in der Ionenquelle .....	108
5.4.1 Sputterwirkung an der Plasmawand durch die Plasmaionen .....	108
5.4.2 Sputterwirkung an der Ionenoptik .....	112
Kapitel 6: Zusammenfassung .....	115
Anhang A: Bestimmung und Bedeutung von Elektronentemperatur und Ionendichte .....	119
A.1 LANGMUIR-Doppelsonde .....	119
A.2 Ionenspezies im Sauerstoffplasma .....	121
Anhang B: Diagnostikmethoden zur Messung der Ionenstrahlcharakteristik .....	124
B.1 FARADAY-Cup .....	124
B.2 Retarding-Field-Analyzer (RFA) .....	125
Anhang C: Verbindungselemente und deren Leitwerte .....	127
Literaturverzeichnis .....	131
Abbildungs- und Tabellenverzeichnis .....	139





# Konstanten, Symbole und Abkürzungen

## Konstanten

Konstante	Bez.	Wert	Einheit
Lichtgeschwindigkeit im Vakuum	c	2,997 924 58	$10^8$ m/s
Elementarladung	e	1,602 176 462(63)	$10^{-19}$ C
BOLTZMANN-Konstante	$k_B$	1,380 650 3(24)	$10^{-23}$ J/K
PLANCK'sches Wirkungsquantum	$h = 2\pi\hbar$	6,626 068 76(52)	$10^{-34}$ Js
Ruhemasse des Elektrons	$m_e$	9,109 381 88(72)	$10^{-31}$ kg
AVOGADRO-Konstante	$N_A$	6,022 141 99(47)	$10^{23}$ mol <sup>-1</sup>
elektrische Feldkonstante	$\epsilon_0$	8,854 187 817...	$10^{-12}$ As/(Vm)
magnetische Feldkonstante	$\mu_0$	1,256 637 0614...	$10^{-6}$ N/A <sup>2</sup>

Tab. 1: Benutzte Konstanten [1]-[3]

## Formelzeichen

<b>a</b> , <b>a</b>	Beschleunigungsvektor und sein Betrag	$\hat{E}$	imaginäre Komponente des elektrischen Feldvektors
$A_{ap}$	Fläche einer Gitterapertur	$E_B$	Oberflächenbindungsenergie
$A_{DS}$	Fläche der Doppelsonde	$E_i, E_j$	atomare Energieniveaus
$A_{ji}$	EINSTEIN-Koeffizient der spontanen Emission	$E_{ion}$	kinetische Ionenenergie
$A_L$	Querschnittsfläche des Laserstrahls	$E_L$	Laserstrahlenergie
$B_{ij}$	EINSTEIN-Koeffizient der Absorption	$E_{out}, \bar{E}_{out}$	(mittlere) kinetische Energie gesputterter Teilchen
$B_{ji}$	EINSTEIN-Koeffizient der induzierten Emission	$E'_{Si}$	mittlere kinetische Energie der Siliziumatome der Bewegung senkrecht zur Targetoberfläche
<b>B</b> <sub>0</sub> , $B_0$	magnetischer Feldstärkevektor und sein Betrag	$f(E)$	Energieverteilungsfunktion
$C_{mn}$	räumlicher Kopplungskoeffizient	$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$	Geschwindigkeitsverteilungsfunktion
<b>D</b>	Durchmesser des runden Targets	$f(\mathbf{v})$	Verteilung über die Wellenlänge
$d_{beam}$	Ionenstrahlbreite	$f(\lambda)$	Oszillatorstärke für Elektronenübergänge zwischen den Niveaus i und j
$d_{dim}$	Ausdehnungslänge in eine Dimension	$f_{ij}$	statistische Gewichtungen der Zustände i, j, k
$d_{rez}$	innere Kantenlänge des Rezipienten	$g_i, g_j, g_k$	Linienformfunktion
$d_t$	Abstand zwischen Target und Laserstrahl an der ionenoptischen Achse	$g(\mathbf{v})$	Verteilungsfunktion im Phasenraum
<b>E</b>	Energie	$G(x, \mathbf{v}_0, \mathbf{v}, t)$	Homogenität des Ionenstrahls
<b>E</b> , <b>E</b>	elektrischer Feldvektor und sein Betrag	$H, H_x$	Intensität
		<b>I</b>	Anfangs-/Eingangsintensität
		$I_0, I_{ein}$	Ableitstrom
		$I_{abl}$	

$I_{DS}, I_1, I_2$	Doppelsondenstrom, Strom an Komponenten der Doppelsonde	$n^r, n^l$	Brechungsindex einer rechts-/ linkszirkular polarisierten Welle
$I_{int}$	Flächenintegral über Ionenstromdichteverteilung	$N$	Teilchendichte
$I_{kol}, I_{RFA}$	Strom auf dem Kollektor eines FARADAY-Cups / eines RFA	$N_e$	Elektronendichte
$I_{rek}$	Ionenstromverlust durch Rekombination	$N_i$	Ionendichte
$I_{scr}, I_{acc}$	zum Plasmagitter / vom Beschleunigungsgitter fließender Strom	$N_{min}$	Detektionslimit der Teilchendichte
$j_{rek}$	Konstante zur Berechnung des Ionenstromverlusts pro Strecke durch Rekombination	$p$	Gasdruck
$J(r,z)$	Ionenstromdichteverteilung	$p_{quell}, p_{rez}$	Gasdruck in der Plasmaquelle / im Rezipienten
$J_0, J_{ion}$	Ionenstromdichte	$P$	Perveanz
$J_{abl}$	Ionenstromdichte aus Ableitstrom	$P_{abs}$	Absorbierte Leistung
$J_{ap}$	Ionenstromdichte einer Apertur	$P_{CL}$	CHILD-LANGMUIR-Perveanz
$J_k$	Gesamtdrehimpulsquantenzahl des Zustands $k$	$P_L$	Leistung
$J_{max}$	maximale Ionenstromdichte	$P_{ij}$	Leistungsunterschied bei Elektronenübergängen zwischen den Niveaus $i$ und $j$
$\mathbf{K}$	Wellenausbreitungsvektor	$P_{MW}$	Mikrowellenleistung
$k_{rek}$	Faktor zur Ableitstrom-abhängigen Berechnung des Ionenstromverlusts durch Rekombination	$q$	Verteilungsformpotenz
$K$	Ratenkonstante	$\mathbf{r}, r$	Ortsvektor und sein Betrag
$K_{kor}$	Korrekturfaktor zur Ionenstromdichteverteilung	$r(\delta)$	Punkt auf Targetoberfläche
$K_n$	KNUDSEN-Zahl	$r'(\delta)$	Punkt auf Targetoberflächenprojektion auf $z=z_t$ -Ebene
$L$	CRD-Resonatorlänge	$r_{at}$	Teilchenradius
$L, L_i$	Strömungsleitwert (eines Verbindungselements)	$r_{grid}$	Gitterradius
$L_B$	Strömungsleitwert einer Blende	$r_L$	LARMOR-Radius
$L_{kurz}$	Strömungsleitwert eines kurzen runden Rohrs	$r_t$	Targetradius
$L_{Rquadr}$	Strömungsleitwert eines langen quadratischen Rohrs	$r'_t$	kleine Halbachse der Targetoberflächenprojektion auf $z=z_t$ -Ebene
$L_{Rrund}$	Strömungsleitwert eines langen runden Rohrs	$R$	Reflektivität
$M$	Masse	$s$	Gitterabstand
$m_i$	Ionenmasse	$S_{ij}$	Sättigungsparameter des Elektronenübergangs zwischen den Niveaus $i$ und $j$
$m_i^{eff}$	effektive Ionenmasse	$S_{quell}, S_{rez}$	Saugleistung an der Plasmaquelle / am Rezipienten
$M_p, M_t$	Masse der Projektil-/Targetteilchen	$S_v$	Saugleistung am Verbindungselement
$N$	Teilchenzahl	$t$	Zeit
$n_{ap}$	Anzahl der Aperturen eines Gitters	$T$	Gastemperatur
$n_B, n_R, n_I$	Brechungsindex mit Real- und Imaginärteil	$T_e$	Elektronentemperatur
		$T_i$	Ionentemperatur
		$T_{trans}$	Transmissionsgrad
		$u$	durch Energiewirkungsquerschnitt definierte Potenz
		$U$	elektrisches Potential / elektrische Spannung
		$U_{bias}$	Bias-Potential

$U_{DS}, U_1,$ $U_2$	Doppelsondenpotential, Potential an Komponenten der Doppelsonde	$\gamma$	Koeffizient zur Berücksichtigung der zeitlichen Dauer des Laserpulses
$U_f$	Floatingpotential	$\gamma_a$	Wärmeausdehnungskoeffizient
$U_{scr}, U_{acc}$	Potential am Plasma-/Beschleunigungsgitter	$\gamma_{ij}$	Frequenzhalbwertsbreite für Elektronenübergänge zwischen den Niveaus i und j
$U_{kol}, U_{RFA}$	Spannung auf dem Kollektor eines FARADAY-Cups / eines RFA	$\Gamma$	Intensitätsverlust pro CRD-Resonatorumlauf
$U_s$	Sweepspannung	$\delta$	Winkel zwischen einer Geraden durch $r(\delta)$ und $(0,0,z_L)$ und der ionenoptischen Achse
$U_{th}$	Schwellenpotential	$\delta_r$	Winkel zwischen einer Geraden durch $r'_t$ und $(0,0,z_L)$ und der ionenoptischen Achse
$U_{tot}$	totales Potential	$\delta_{sh}$	Dicke der Plasmarandschicht
$\mathbf{v}, v$	Geschwindigkeitsvektor und sein Betrag	$\delta_{1/2}$	Halbwertsbreitenzunahme der Ionenstromdichteverteilung pro Strecke
$v_0$	Anfangsgeschwindigkeit	$\delta_l$	Winkel zwischen einer Geraden durch den Ionenoptik-fernsten Punkt des Targets und $(0,0,z_L)$ und der ionenoptischen Achse
$\bar{v}$	mittlere Geschwindigkeit	$\delta_2$	Winkel zwischen einer Geraden durch den Ionenoptik-nächsten Punkt des Targets und $(0,0,z_L)$ und der ionenoptischen Achse
$\hat{v}$	komplexe Geschwindigkeitsamplitude	$\Delta, \Delta_{1/2}$	Halbwertsbreite
$v_b$	zur Oberflächenbindungsenergie korrespondierende Geschwindigkeit	$\Delta_0$	theoretische Halbwertsbreite der Ionenstromdichteverteilung bei $z = 0$
$v_B$	BOHM-Geschwindigkeit	$\Delta v$	Frequenzhalbwertsbreite
$v_x$	x-Komponente der Geschwindigkeit	$\Delta v_D$	DOPPLER-Verbreiterung
$v_{\perp}$	Senkrechte Geschwindigkeitskomponente	$\Delta v_L$	Halbwertsbreite des Laserstrahlprofils
$V$	Volumen	$\Delta v_p$	Druckverbreiterung
$W$	Strömungswiderstand	$\Delta v_{res}$	Resonanzverbreiterung
$x, y, z$	karthesische Koordinaten	$\Delta v_s$	Sättigungsverbreiterung
$Y$	Sputteryield	$\Delta v_0$	natürliche Linienbreite
$Y_0, Y_{\alpha}$	Sputteryield an um den Winkel $0/\alpha$ geneigtem Target	$\varepsilon$	reduzierte Energie
$Y_{korrr}$	Korrekturfaktor zum Sputteryield	$\varepsilon_p, \varepsilon_R, \varepsilon_I,$	Plasmadielektrizitätsfunktion mit Real- und Imaginärteil
$z_L$	Entfernung des Laserstrahls von der Ionenoptik	$\zeta$	Hauptsputterwinkel
$z_t$	Entfernung des Targets von der Ionenoptik auf ionenoptischer Achse	$\eta$	Ionisierungsgrad
$Z_p, Z_t$	Ordnungszahl der Projektil-/Targetteilchen	$\eta_f$	Koeffizient zur Verknüpfung der Laserpulslänge zum Longitudinalmodenabstand
$\alpha$	Absorptionskoeffizient	$\eta_{st}$	Elektronenstoßfrequenz
$\alpha_{div}$	Divergenzhalbwinkel des Ionenstrahls	$\theta$	Sputterwinkel
$\alpha_{ij}$	Absorptionsquerschnitt für Elektronenübergänge zwischen den Niveaus i und j		
$\alpha_{inc}$	Einfallswinkel des Ionenstrahls		
$\alpha_{min}$	Detektionslimit des Absorptionsquerschnitts		

$\kappa$	Korrekturfaktor	$\Sigma_n$	normierter atomarer Bremsquerschnitt
$\lambda$	Wellenlänge	$\tau$	Lebensdauer, Zerfallszeit
$\lambda_b$	zur Oberflächenbindungsenergie korrespondierender Wellenlängenbereich	$\tau_{\text{CRD}}$	Abklingzeit des Abklingsignals
$\lambda_D$	DEBYE-Länge	$\tau_p$	Laserpulsdauer
$\lambda_0$	Absorptionswellenlänge	$\tau_{\text{sp}}$	Zerfallsdauer zur spontanen Emission
$\Lambda, \Lambda_e$	mittlere freie Weglänge (der Elektronen)	$\tau_{\text{WW}}$	Wechselwirkungsdauer
$\Lambda_s$	maximaler Ionenenergieübertrag	$\tau_0$	Abklingzeit des Abklingsignals ohne Absorption
$\Lambda_T$	Wärmeleitfähigkeit	$\phi$	Winkel zwischen einer Geraden durch den Targetmittelpunkt und dem Rezipientenwand-Durchgang des Lasers und der Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls
$\mu$	magnetische Permeabilität	$\Phi_{\text{ion}}$	Ionenfluss
$\nu$	Frequenz	$\Phi_p$	Fluss der Projektteilchen
$\nu_c$	Nullmodenfrequenz	$\Phi_s$	Fluss gesputterter Teilchen
$\nu_{\text{qmn}}$	Eigenfrequenz des leeren CRD-Resonators	$\Phi_{\text{sh}}$	Plasmarandschichtpotential
$\nu_0$	Resonanzfrequenz	$\omega$	Kreisfrequenz
$\xi$	Hauptverteilungswinkel	$\omega_0, \omega_{\text{res}}$	Resonanzfrequenz
$\Pi$	Poissonce	$\omega_{\text{ce}}$	Elektronenzyklotronfrequenz
$\Pi_{ij}$	Elektronenübergangswahrscheinlichkeit zwischen den Niveaus i und j	$\omega_{ij}$	Eigenfrequenz für Elektronenübergänge zwischen den Niveaus i und j
$\rho$	spezifischer elektrischer Widerstand	$\omega_{\text{pe}}$	Elektronenplasmafrequenz
$\rho(\nu), \rho(\omega)$	spektrale Leistungsdichte	$\Omega$	Verteilungswinkel um die Hauptsputterrichtung
$\rho_L$	spektrale Leistungsdichte des Laserstrahls		
$\sigma$	Wirkungsquerschnitt		
$\sigma(z)$	halbe Strecke zwischen zwei gegenüberliegenden Wendepunkten einer GAUSS-förmigen Ionenstromdichteverteilung		
$\sigma_{\text{kl}}$	klassischer Wirkungsquerschnitt		

## Abkürzungen

Abb.	Abbildung
Abschn.	Abschnitt
AES	AUGER-Elektronen-Spektroskopie
BBO	Beta-Barium-Borat
Bez.	Bezeichnung
CRD	Cavity-Ringdown
CRDS	Cavity-Ringdown-Spectroscopy
ECR	electron cyclotron resonance (Elektronen-Zyklotron-Resonanz)
EEPF	electron energy probability function (Elektronenenergie-Wahrscheinlichkeitsfunktion)
HFQ	Hochfrequenzplasmaquelle
IR	infrarot
ISO	International Standardization Organisation
KD*P	Kalium-Dideuterium-Phosphat
KF	Kleinflansch
Nd:YAG	Neodym-Yttrium-Aluminium-Granat
RF	Radiofrequenz
RFA	retarding field analyzer (Gegenfeldanalysator)
SEM	scanning electron microscopy
SLAN	slot antenna radiator (Schlitzantennenstrahler)
SRIM	stopping and range of ions in matter (Ionenabbremung und -reichweite in Materie)
Tab.	Tabelle
TEM	transversal elektromagnetische Mode
TRIM	transport of ions in matter (Ionttransport in Materie)
UV	ultraviolett
3-d	dreidimensional

Kürzel chemischer Elemente und Verbindungen sowie physikalischer Einheiten sind in dieser Auflistung nicht berücksichtigt.



## Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Anwendung der Technik der hochauflösenden absorptionspektroskopischen Methode der Cavity-Ringdow-Spectroscopy (CRDS) auf Sputterprozesse an Silizium und Quarz beschrieben, die durch einen Argon- oder Sauerstoffionenstrahl niedriger Energie einer neuentwickelten Ionenquelle generiert werden. Anhand der Ergebnisse der Messungen wird die Sputterwirkung der Plasmaionen einer Ionenquelle auf ihre Komponenten diskutiert.

Sputterprozesse bestimmen im Wesentlichen die Lebensdauer der Bauteile in Plasma- und Ionenquellen, die im direkten Kontakt zum Plasma stehen. Der Potentialunterschied zwischen einem Plasma und der Wand der Plasmakammer beschleunigt die Plasmaionen, wodurch diese mit einer Energie  $< 100$  eV auf die Wandoberfläche treffen. Ebenso werden Ionen einer Ionenquelle durch den Potentialgradienten in der Ionenextraktionsoptik beschleunigt. Auch hier kommt es zu Kollisionen der Ionen mit den Komponenten der Ionenextraktionsoptik.

Aufgrund der Wechselwirkung der Ionen mit den Festkörperoberflächen kommt es in beiden Fällen zum Herauslösen (Sputtern) einiger Atome aus dem Festkörperverbund. Während Sputterprozesse hoher Ionenenergien ( $> 1$  keV) weitgehend erforscht sind, ist unser Wissen über Sputterprozesse im Bereich niedriger Ionenenergien lückenhaft.

Anhand von CRDS-Messungen wird der Sputteryield von Silizium an einem Silizium-(Si) oder Quarztarget ( $\text{SiO}_2$ ) in einem Ionenstrahlsputterprozess niedriger Ionenenergie ( $\leq 1,2$  keV) bestimmt. Quarz stellt dabei ein gängiges Dielektrikum zum Bau von Plasmakammern dar und Silizium eignet sich sehr gut als Material für Ionenextraktionsoptiken.

Zur Erzeugung der benötigten Ionenstrahlung ist aus einer Mikrowellen-angeregten Plasmaquelle eine Ionenquelle konstruiert worden. Durch den Einbau einer Doppelgitterionenextraktionsoptik aus Silizium ist ein breiter Ionenstrahl ( $\varnothing$  160-180 mm) generiert worden, dessen Ionen eine justierbare Energie im geforderten Energiebereich mit geringer Energieunschärfe ( $< 10$  eV) aufweisen. Bei Ionenströmen von bis zu 130 mA werden im Zentrum des Ionenstrahls Ionenstromdichten von bis zu  $2,1$  mA/cm<sup>2</sup> erreicht.

Zur Berechnung des Sputteryields mittels CRDS wird anhand der Absorption die absolute Siliziumdichte vor dem Target ermittelt. Über die Variation des Abstands zwischen dem Target und dem analysierenden Laserstrahl kann der Fluss von Siliziumteilchen aus dem

Target bestimmt werden. Dabei wird die Teilchenenergie über die Geschwindigkeitsverteilung der Teilchen unter Anwendung eines neu entwickelten mathematischen Modells berechnet. Der Sputteryield ergibt sich aus dem Quotienten von Silizium- und Ionenfluss.

Im Rahmen dieser Berechnungen ist die Oberflächenbindungsenergie von Silizium in reinem Silizium (5,3 eV) und in Quarz (4,5 eV) bestimmt worden. Es ergeben sich beim Sputtern mit Argonionen (30° Einfallswinkel) Sputteryields bis 0,8 (Si) und 0,35 Siliziumatome/Ion ( $\text{SiO}_2$ ). Vergleiche mit Berechnungen, die mit dem Simulationsprogramm TRIM durchgeführt worden sind, zeigen in diesem Fall eine Übereinstimmung der Werte bei Ionenenergien oberhalb 500 eV. Bei geringeren Energieüberträgen im Material ist die bei TRIM angewandte Sputtertheorie aufgrund der veränderten Physik der Stoßkaskaden nicht mehr gültig. Beim Sputtern mit Sauerstoffionen dominieren chemische Prozesse zwischen den Ionen und dem Targetmaterial. Im Fall des Quarztargets ergibt sich ein Sputteryield um 0,05 Siliziumatome/Ion. Beim Sputtern von reinem Silizium ist kein Sputtermaterial nachzuweisen.

Aufgrund der gewonnenen Erkenntnisse wird die Sputterwirkung der Ionen im Plasma auf die Quarzwände der Plasmakammer und die Ionenextraktionsoptik diskutiert. Dabei erfolgt eine Abschätzung von Erosionseffekten, die die Lebensdauer der Komponenten der Ionenquelle bestimmen.



## Abstract

The application of the very sensitive absorption method of cavity ring-down spectroscopy (CRDS) on sputtering processes on silicon and quartz generated by both a low energy argon or oxygen ion beam performed by a newly developed ion source will be presented in this work. With the results of these measurements the sputtering effects of plasma ions of an ion source on its components will be discussed.

Sputtering processes are decisive for the lifetime of plasma and ion source components, which are in contact to the plasma itself. Plasma ions get accelerated by the potential difference between the plasma and the walls of the plasma chamber. Therefore the ions collide to these walls with an energy less than 100 eV. Moreover ions get accelerated by a potential gradient of ion extraction optics in an ion source. These also cause collisions with the ion optics' components.

In both described cases some atoms of the solid get sputtered due to the interaction of the ions with the surface of the mentioned components. Sputtering processes of high ion energies ( $> 1\text{keV}$ ) are already almost investigated. But our knowledge about low ion energy sputtering processes is very incomplete.

In this work silicon sputtering yields of a silicon (Si) or quartz ( $\text{SiO}_2$ ) target in an ion beam sputtering process of low ion energy ( $\leq 1,2\text{ keV}$ ) are determined. To obtain the density of atomic gas phase sputtered silicon – and by it the sputtering yield - CRDS is used. Quartz is often used as a dielectricum in plasma chamber walls, silicon is a favourite material for ion optics.

To carry out this experiments, an ion source has been constructed from a microwave excited plasma source by the installation of double silicon grid ion extraction optics. The ion energy of the broad ion beam ( $\varnothing 160\text{-}180\text{ mm}$ ) is adjustable and has a low spread ( $< 10\text{ eV}$ ). Maximum ion currents of 130 mA can be obtained resulting in ion current densities up to  $2,1\text{ mA/cm}^2$  in the center of the ion beam.

The silicon flux from the target can be investigated by varying of the distance between the target and the analyzing laser beam. Therefore the particle energy can be calculated by the particle velocity distribution using a newly developed mathematical model. The sputtering yield results from the quotient of the silicon's and the ions' fluxes.

Within these calculations the surface binding energy of silicon in pure silicon (5,3 eV) and quartz (4,5 eV) has been determined. Sputtering yields of 0,8 (Si) and 0,35 (SiO<sub>2</sub>) silicon atoms/ion could be obtained by argon ion sputtering with an angle of incidence of 30°. A comparison of the experimental results with values calculated by the simulation program TRIM shows a good agreement for ion energies higher than 500 eV. For lower ion energies the agreement is poor. This can be attributed to the decreasing energy transfers. The sputtering theory used for TRIM is not valid, due to the different physics of the collision cascades.

Sputtering with oxygen ions makes chemical processes dominating. In the case of a quartz target a sputtering yield of 0,05 silicon atoms/ion can be obtained. When treating a silicon wafer with oxygen ions no sputtered material was detected.

From the results of this work sputtering effects on quartz plasma walls and the ion extraction optics made of silicon can be discussed. Erosion effects which determine the life time of the ion source's components can be estimated.

# Plasmatechnik in der Antike und heute

*„Die vier Wurzelgebilde aller Dinge höre zuerst:  
Leuchtendheller Zeus und Leben-spendende Hera  
und Aidoneus und Nestis, die mit ihren Tränen den sterblichen Quellstrom befeuchtet.“*

Die moderne Wissenschaft verwendet nicht mehr so anschauliche Metaphern wie der sizilianische Philosoph IOSOPH EMPEDOKLES (5. Jh. v.Chr.) in seiner Darstellung über die vier Elemente des Altertums. Und wenn sich auch die Anzahl der Elemente nach dem heutigen Stand auf 114 erhöht hat und davon keines den Namen einer antiken Gottheit trägt, spiegelt sich in EMPEDOKLES' Betrachtung doch die Unterscheidung der vier Aggregatzustände der Materie wider.

Die Leben-spendende Hera (Erde) steht für die Festkörper der Erdkruste, Aidoneus, der Unsichtbare (Luft), für die gasförmige Atmosphäre, die uns umgibt, Nestis, die Fließende (Wasser), für den flüssigen Zustand, dessen Häufigkeit die Erde seiner exponierten Stellung im Sonnensystem verdankt, und Zeus (Feuer) für das Plasma.

In der Antike war das Feuer das unberechenbarste und zugleich eines der wichtigsten "Elemente". Nicht umsonst wurde es durch die wichtigste Gottheit verkörpert. Heute wissen wir, dass sich über 99,9% der sichtbaren (baryonischen) Materie des Universums im Zustand des Plasmas befindet und dass nicht das Plasma, sondern die anderen drei Aggregatzustände, die uns im täglichen Leben wesentlich näher sind, die Ausnahme bilden.

Auch in Forschung und Technik gewinnt das Plasma mehr und mehr an Bedeutung, sei es in der Materialbearbeitung, Lichterzeugung oder Energietechnik. An der Schwierigkeit, es kontrolliert einzusetzen, hat sich seit der Antike jedoch kaum etwas geändert.



## Kapitel 1: Einleitung

In Silizium können mit einer großen Anzahl von Methoden Strukturen erzeugt werden. Ionenstrahlputtern und reaktives Ionenstrahlätzen ermöglichen es, Mikrostrukturen in das Material einzuarbeiten. Daher hat Silizium als Halbleitermaterial in der Mikroelektronik eine herausragende Bedeutung [4]-[6], wo es vor allem als Basismaterial zur Herstellung von Mikrochips genutzt wird. Beim Ionenstrahlputtern werden Ionen bestimmter Energie auf ein Target gelenkt, aus dem aufgrund von Stoßkaskaden im Material Atome herausgelöst werden. Dabei ist der Sputteryield, die Anzahl der Targetatome die pro auftreffendes Ion gesputtert werden, eine wesentliche Kenngröße.

Im Bereich hoher Ionenenergien ( $> 1$  keV) ist der Sputteryield von Silizium für unterschiedliche Ionenspezies in zahlreichen Experimenten bestimmt worden. Mathematische Modelle [7][8] und Simulationsprogramme wie TRIM (transport of ions in matter) [9][10], die auf der theoretischen Beschreibung von Stoßkaskaden fußen, bieten die Möglichkeit, den Sputteryield unterschiedlicher Prozesse zu berechnen. Im Bereich kleinerer Ionenenergien sind diese theoretischen Betrachtungen aufgrund der veränderten Physik, die auf Stöße mit geringen Energieüberträgen beruht, nicht gültig.

In Plasmaquellen kommt es durch Wechselwirkungen zwischen den Plasmaionen und den Wänden der Plasmakammer – im Folgenden als Plasmawände bezeichnet - aufgrund von Sputterprozessen zur Erosion des Wandmaterials. Dabei werden die Ionen im elektrischen Feld zwischen den dielektrischen Plasmawänden und dem auf einem höheren Potential liegenden Plasma beschleunigt. Die Energie dieser Ionen liegt jedoch deutlich unterhalb von 1 keV. Ein häufig genutztes Material für Plasmawände ist Quarz ( $\text{SiO}_2$ ). Da die Lebensdauer

einer Plasmakammer im Wesentlichen durch die Sputterwirkung der Plasmaionen bestimmt wird, ist es wichtig den Sputteryield von Silizium in Quarz im Bereich niedriger Ionenenergien zu kennen. Die wenigen ermittelten Sputteryieldwerte von Silizium in Quarz sind widersprüchlich [11][12]. Auch die Sputterwirkung an der zur Ionenextraktion benötigten Ionenextraktionsoptik – kurz Ionenoptik – ist entscheidend für dessen Lebensdauer. Als Material für die Ionenoptik wird oft Silizium eingesetzt [13]-[15].

Im Rahmen dieser Arbeit wird der Sputteryield von Silizium und Quarz in der Wechselwirkung mit unterschiedlichen Ionenspezies niedriger Energie ermittelt, um mit Hilfe der Ergebnisse Lebensdauern der mit dem Plasma im Kontakt stehenden Komponenten einer Ionenquelle abzuschätzen. Zur Erzeugung von gesputtertem Silizium aus einem reinen Siliziumwafer und einem Quarztarget ist eine Ionenquelle entwickelt worden, die es ermöglicht, einen Ionenstrahl mit Ionen beliebiger Energie im Bereich  $\leq 1$  keV und geringer Energieunschärfe ( $< 10$  eV) zu generieren. Die Plasmaquelle ECR-SLAN (electron cyclotron resonance slot antenna radiator) [16]-[18], die durch Umbau und Ergänzung der Ionenoptik zur Ionenquelle erweitert worden ist, ist eine Mikrowellen-angeregte Plasmaquelle, die Quarz als Wandmaterial nutzt. Aufgrund ihrer großen Auslassöffnung ( $\varnothing 152$  mm) erlaubt sie den Einsatz einer großflächigen Ionenoptik ( $\varnothing 88$  mm), die aus zwei hintereinanderliegenden Siliziumgittern besteht, die auf unterschiedlichem elektrischen Potential liegen. Damit wird ein Ionenstrahl großen Querschnitts erzeugt, der es ermöglicht, großflächige Targets zu sputtern, was die Messung der gesputterten Teilchendichten vereinfacht. Bei der Entwicklung der Ionenquelle kann auf die Erfahrungen der mit einer Hochfrequenzplasmaquelle (HFQ) [19][20] erzeugten Ionenstrahlung [13]-[15] zurückgegriffen werden, bei der bereits Siliziumionenoptiken eingesetzt wurden. Die Charakterisierung des Ionenstrahls ist für die Auswertung der Sputterprozesse sehr wichtig, da die Ionenstrahlparameter Ionenenergie und Ionenstromdichte den Sputterprozess bestimmen. Ebenso beschreibt sie die Leistungsfähigkeit der neuentwickelten Ionenquelle.

Für die Untersuchung des Ionenstrahlsputterns muss eine diagnostische Methode eingesetzt werden, die es ermöglicht, die absolute Siliziumdichte in extrem dünnen Medien zu messen. Hierzu eignet sich die Cavity-Ringdown-Spectroscopy (CRDS) [21][22], eine hochsensible absorptionsspektroskopische Methode. Die Siliziumdichte kann dabei aus den Absorptionsprofilen der Übergänge des (Si I  $3s^2 3p^2 - 3s^2 3p 4s$ )-Multipletts [23] bei 252 nm bestimmt werden. Die Messung im UV-Bereich stellt dabei eine besondere Herausforderung dar. CRDS ist bisher hauptsächlich zur Detektion von Molekülen in Molekülstrahlen und zur

Bestimmung der absoluten Oszillatorstärke von schwachen Übergängen stabiler Moleküle angewandt worden [21][24]-[28]. Dabei gibt es nur vereinzelte Anwendungen der CRDS in der Plasmatechnik [26]-[28]. Die meisten Messungen wurden dabei mit Licht im sichtbaren und IR-Spektralbereich durchgeführt. Für diese Wellenlängenbereiche sind Spiegel hoher Reflektivität ( $R > 99,9\%$ ) verfügbar. Im Bereich um 252 nm ist die Reflektivität der verfügbaren Spiegel geringer ( $R \approx 99,7\%$ ), was die Intensität eines mehrmalig reflektierten Lichtstrahls, wie sie bei der CRDS gemessen wird, aufgrund der hohen Verluste an den Spiegeln sehr schnell absinken lässt und die Messung eines Absorptionsprofils erschwert.

Der Nachteil der Laserabsorptionsspektroskopie liegt darin, dass lediglich die Teilchendichte in der Sichtlinie des Lasers gemessen wird. Eine direkte Messung der räumlichen Dichteverteilung der Teilchen ist nicht möglich. Mit Hilfe eines neuentwickelten mathematischen Modells kann dieser Nachteil über die Variation des Abstands zwischen dem Target und dem Laserstrahl, dessen Ausbreitungsrichtung parallel zur Targetoberfläche liegt, ausgeglichen werden. Über den DOPPLER-Effekt kann die Geschwindigkeitsverteilung und damit die mittlere kinetische Energie der gesputterten Teilchen ermittelt werden. Das Ergebnis führt zusammen mit der Teilchendichte zum Teilchenfluss und somit zum Sputteryield.

Ein Vergleich der gemessenen Sputteryieldwerte mit den Ergebnissen der TRIM-Simulationen und den Sputtertheorien geben Auskunft über deren Aussagekraft im Bereich niedriger Ionenenergien. Anhand der Messergebnisse kann abgeschätzt werden, wie groß die Sputterwirkung an den Quarzwänden der Plasmaquelle und an der Ionenoptik ist. Dabei wird berücksichtigt, dass sich durch den Einsatz der Ionenoptik die Elektronentemperatur und die Ionendichte in der Plasmakammer erhöhen [29].





## Kapitel 2: Grundlagen und Theorie

Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die Grundlagen, die zum weiteren Verständnis der Arbeit benötigt werden. Im einzelnen werden u.a. praktische und theoretische Zusammenhänge des Ionensputterns erklärt. Dabei werden auch Sonderfälle wie reaktives Ionensputtern und MALTER'sche Entladungen berücksichtigt sowie das Simulationsprogramm Transport of Ions in Matter (TRIM) beschrieben. Des Weiteren wird auf die Grundlagen Mikrowellenangeregter Plasmen und der Ionenextraktion eingegangen. Hierbei ist bezüglich der Zielrichtung der Arbeit, Sputterwirkungen an Komponenten einer Ionenquelle durch die Plasmaionen abzuschätzen, das genaue Verständnis physikalischer Zusammenhänge in der Plasmarandschicht und im Bereich der Ionenoptik besonders wichtig. Abschließend wird die entscheidende Diagnostikmethode der Cavity-Ringdown-Spectroscopy (CRDS) zur Ermittlung von Siliziumdichten, die die Basis zu dieser Abschätzung bilden, ausgehend von den Grundlagen zur Absorptionsspektroskopie erörtert.

### 2.1 Ionensputtern

Unter Sputtern wird das Loslösen von Atomen einer Festkörperoberfläche durch den Beschuss und den daraus resultierenden Kollisionen mit energetischen Teilchen verstanden [30][31]. Als Projektilteilchen werden dabei meist Ionen verwendet, die aufgrund einer Biasspannung am in einem Plasma befindlichen Target oder durch eine Ionenquelle auf das Target beschleunigt werden. Erste Veröffentlichungen zu Sputterexperimenten und der Entwicklung erster Standards stammen aus den sechziger Jahren des 20. Jahrhunderts [32]-[35]. Es folgten erste analytische Theorien zum physikalischen Sputterprozess [7][8].

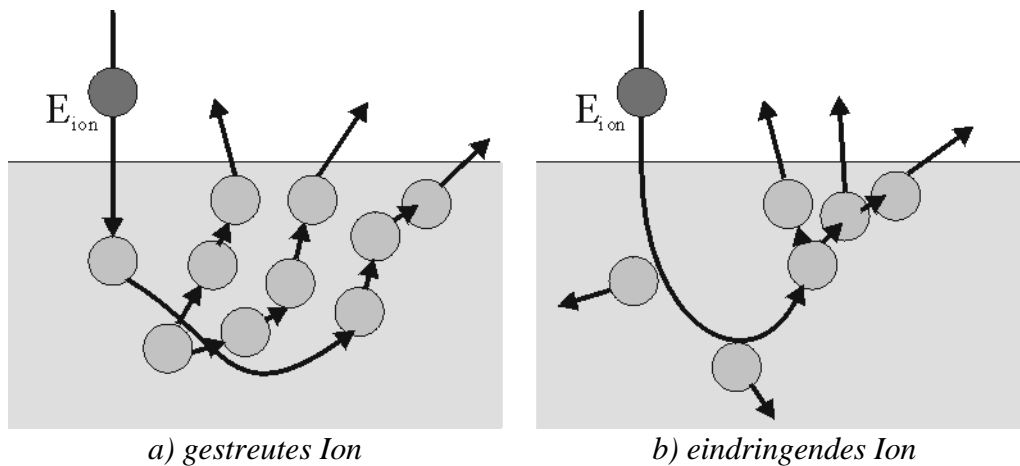


Abb. 1: Schematische Darstellung der Sputtermechanismen [38]

### 2.1.1 Der physikalische Sputterprozess

Trifft ein Projektteilchen auf die Oberfläche eines Festkörpers, so wird dieses aufgrund der elastischen Streuung an den Targetteilchen zurückgestreut oder dringt in den Festkörper ein. In beiden Fällen verursacht das Projektteilchen Stoßkaskaden im Target. Aufgrund der Stoßkaskaden kommt es im Festkörper zur Ionisation der Targetatome, zur Anregung von Gitterschwingungen (Phononen) im Festkörperverbund oder zur Verschiebung eines Atoms von seinem Gitterplatz im Festkörper. Die Beschreibung und Gewichtung dieser Prozesse sowie das Verhalten der Ionen im Festkörper ist der Arbeit von ZIEGLER et al. [9] zu entnehmen.

Bei der Verschiebung von Atomen im Festkörper kommt es auch dazu, dass diese an die Oberfläche gelangen und bei Überwindung der Oberflächenbindungsenergie den Festkörper verlassen (gesputterte Atome). Abb. 1 zeigt schematisch die Sputtermechanismen eines zurückgestreuten Ions, bei dem die Stoßkaskade durch ein getroffenes Targetatom ausgelöst wird (oben), und eines in das Targetmaterial eindringenden Ions, welches die Stoßkaskade auslöst und sich aufgrund seiner Energie im Festkörper unter der Verursachung weiterer Stöße bewegt (unten) [36][37].

Die Anzahl der Atome die durchschnittlich pro einfallendem Ion gesputtert werden, wird durch die Zerstäubungsausbeute oder den Sputteryield  $Y$  angegeben. Er errechnet sich aus dem Quotienten der Flüsse der gesputterten Atome  $\Phi_s = N \cdot v_{\perp}$  und der Projektteilchen  $\Phi_p = J_{\text{ion}}/e$ :

$$Y = \frac{\Phi_s}{\Phi_p} = \frac{e \cdot N \cdot v_{\perp}}{J_{\text{ion}}} \quad (2.1)$$

Dabei ist  $N$  die Dichte der gesputterten Atome direkt vor der Targetoberfläche,  $v_{\perp}$  ihre Geschwindigkeitskomponente senkrecht zur Oberfläche,  $J_{\text{ion}}$  die Ionenstromdichte und  $e$  die Elementarladung.

Erste experimentelle Abschätzungen des Sputteryields von Silizium stammen aus dem Jahr 1961 durch die Messung des Ionenstroms eines Ionenstrahls und des Gewichts eines Targets vor und nach dem Sputterprozess [39][40]. Ab den siebziger Jahren erfolgte die Messung über eine Quarz-Oszillator-Methode [41], über AUGER-Elektronen-Spektroskopie (AES) [42][43] oder eine kombinierte AUGER/RÖNTGEN-Spektroskopie-Methode [44]. Andere experimentelle Abschätzungen erfolgten mit einem Ion-Microprobe-Analyzer [45] sowie der Messung des Volumens eines durch Sputtern erodierten Kraters mit einer mikromechanischen Nadel [30]. Ergebnisse zu den Messungen sind in Abb. 2 dargestellt.

Abschätzungen zum Sputteryield von Quarz fanden 1965 durch die Auswertung einer veränderten Strom-Spannungs-Charakteristik an einer LANGMUIR-Sonde durch Abscheidungen von Quarz auf der Sonde statt [11]. Ein Jahr später erfolgte die Ermittlung des Sputteryields aufgrund von gemessenen Abtragsraten an Quarz und deren Vergleich mit Abtragsraten von Materialien bekannten Sputteryields [12]. Beide Methoden führten zu unterschiedlichen Ergebnissen.

Der Sputteryield hängt entscheidend von der Größe der Oberflächenbindungsenergie ab [8][46]. Im Fall der Metalle wird diese Größe näherungsweise der jeweiligen Sublimations-

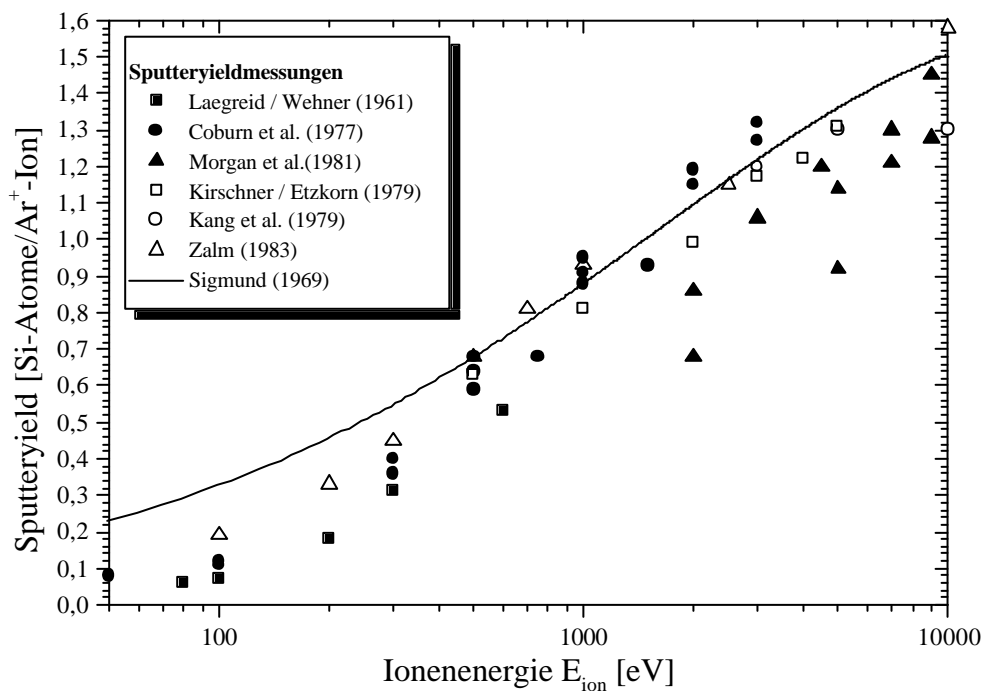


Abb. 2: Ergebnisse von Sputteryieldmessungen  $\text{Ar}^+ @ \text{Si}$  im Vergleich zur Theorie von Sigmunds Modell [8] (Laegreid/Wehner [39], Coburn et al. [42], Morgan et al. [43], Kirschner/Etzkorn [44], Kang et al. [45], Zalm [30])

energie gleichgesetzt [8]. Im Fall der kovalenten Materialien wird ebenso die Sublimationsenergie (wie bei TRIM [10] siehe Abschnitt 2.1.6) oder die kohesive Energie [8] angenommen. So schwankt die Angabe für die Oberflächenbindungsenergie in der Literatur z.B. für Silizium zwischen 4,7 eV [10] und 7,8 eV [30]. Eine genauere Betrachtung des Sputteryields sowie der kinetischen Energie der gesputterten Atome aus mathematischen Modellen zur Stoßkaskade folgt in den Abschnitten 2.1.2 und 2.1.4.

### 2.1.2 Mathematisches Modell nach SIGMUND

Im Jahre 1969 veröffentlichte SIGMUND [8] ein analytisches Modell zur Theorie von physikalischen Sputterprozessen. Darin entwickelte er eine Methode zur mathematischen Berechnung des Sputteryields amorpher und polykristalliner Targets.

SIGMUND geht von einer Funktion  $G(x, \mathbf{v}_0, \mathbf{v}, t) d^3 v_0 dx$  aus, die die durchschnittliche Anzahl von Atomen beschreibt, die sich in der Zeit  $t$  in einer Targetschicht  $(x, dx)$  mit der Geschwindigkeit  $(\mathbf{v}_0, d^3 v_0)$  bewegen, ausgehend von einem Atom, das seine Bewegung zur Zeit  $t = 0$  in der Ebene  $x = 0$  mit der durchschnittlichen Geschwindigkeit  $\mathbf{v}$  beginnt. In einem isotropen und homogenen Medium genügt die Funktion  $G(x, \mathbf{v}_0, \mathbf{v}, t)$  der BOLTZMANN-Gleichung, die die zeit- und orts aufgelöste Verteilung der Geschwindigkeit der Atome bestimmt:

$$\frac{\partial G(x, \mathbf{v}_0, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \partial_x G(x, \mathbf{v}_0, \mathbf{v}, t) + \mathbf{a} \cdot \partial_x G(x, \mathbf{v}_0, \mathbf{v}, t) = \left. \frac{\partial G(x, \mathbf{v}_0, \mathbf{v}, t)}{\partial t} \right|_K \quad (2.2)$$

Der erste Summand in Gleichung (2.2) beschreibt die lokale zeitliche Änderung, der zweite den Raumgradienten und der dritte die Geschwindigkeitsableitung der Geschwindigkeitsverteilungsfunktion an der Position  $(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  im Phasenraum. Der Vektor  $\mathbf{a}$  gibt die durch externe Kräfte hervorgerufene Beschleunigung an. Der rechtsseitige Term in Gleichung (2.2) wird als Stoßterm bezeichnet [47], der die durch unelastische und elastische Stöße hervorgerufene Änderung der Verteilungsfunktion berücksichtigt.

Der Sputteryield ergibt sich aus der Gleichung [8]:

$$Y = \int |v_{0x}| \cdot \int_0^\infty G(0, \mathbf{v}_0, \mathbf{v}, t) dt d^3 v_0 \quad (2.3)$$

Durch unterschiedliche mathematische Betrachtung der Stoßkaskaden der zu den in Abb. 1 führenden Sputtermechanismen und Zusammenführung der Ergebnisse errechnet sich der Sputteryield für den senkrechten Einfall der Projektilteilchen der Energie  $E_{ion}$  auf ein semiinfinites Target zu [8][30]:

$$Y(E_{\text{ion}}) \left[ \frac{\text{Atome}}{\text{Ion}} \right] = \frac{3,56}{E_B [\text{eV}]} \cdot \frac{Z_t \cdot Z_p}{\sqrt{Z_t^{2/3} + Z_p^{2/3}}} \cdot \frac{M_p}{M_t + M_p} \cdot \kappa \left( \frac{M_t}{M_p} \right) \cdot \Sigma_n(\epsilon) \quad (2.4)$$

$Z_{p,t}$  und  $M_{p,t}$  stehen für die Ordnungs- bzw. Massenzahlen der Projektil- und Targetatome,  $E_B$  ist die Oberflächenbindungsenergie.  $\Sigma_n(\epsilon)$  symbolisiert den normierten atomaren Bremsquerschnitt, der gegenüber einer von SIGMUND benutzten Größe [48] später neu errechnet worden ist [49]<sup>1</sup>:

$$\Sigma_n(\epsilon) = \frac{\ln(1 + \epsilon)}{2 \cdot (\epsilon + 0,14 \cdot \epsilon^{0,42})} \quad (2.5)$$

$\epsilon(E_{\text{ion}})$  ist die reduzierte Energie, die der Energie des Projektils (Ions) im Massenzentrum normiert auf die COULOMB-Energie des Target- und Projektilteilchens in der betrachteten Entfernung entspricht [8][30]:

$$\epsilon(E_{\text{ion}}) = \left[ 3,08 \cdot 10^{-5} \cdot Z_t \cdot Z_p \cdot \sqrt{Z_t^{2/3} + Z_p^{2/3}} \cdot \left( 1 + \frac{M_p}{M_t} \right) \right]^{-1} \cdot E_{\text{ion}} [\text{eV}] \quad (2.6)$$

Der Korrekturfaktor  $\kappa$  in Gleichung (2.4) berücksichtigt die veränderte Aufenthaltsdauer des Projektils in der Targetoberfläche aufgrund elastischer und inelastischer Stöße, die den Energietransfer verändert. Näherungsweise gilt [8][30]:

$$\kappa \left( \frac{M_t}{M_p} \right) = 0,15 + 0,13 \cdot \left( \frac{M_t}{M_p} \right) \quad (2.7)$$

Die zur Herleitung von Gleichung (2.4) berechneten höheren Momente der Verteilung der Energie, die in Richtung der Targetoberflächennormalen abgegeben worden ist, sind nur für Ionenenergien im keV-Bereich hinreichend genau bekannt. Bei kleineren Ionenenergien können daher Abweichungen des berechneten zum tatsächlichen Sputteryield auftreten. Weitere Ungewissheiten in SIGMUNDS Theorie betreffen das Target. Die in der Berechnung der Stoßkaskaden angenommenen Bedingungen gelten vor allem für größere Energieüberträge. Bei kleinen Energieüberträgen können fehlerhafte Ergebnisse entstehen. Des Weiteren ist der Sputteryield umgekehrt proportional zur Oberflächenbindungsenergie, die in vielen Fällen unzureichend bekannt ist. Außerdem wurde der Einfluss der Gitterbindungsenergien vernachlässigt. Die Theorie gilt nur für ebene Oberflächen. Durch Sputtern aufgerauhte Targetoberflächen ergeben abweichende Ergebnisse.

In dem Graphen in Abb. 2 ist der nach SIGMUND berechnete Sputteryield für auf Silizium ( $E_B = 7,8$  eV,  $Z_t = 14$ ,  $M_t = 28,09$  u) auftreffende Argonionen ( $Z_t = 18$ ,  $M_t = 39,95$  u) im

<sup>1</sup> Die in Gleichung (2.5) dargestellte Größe für den atomaren Bremsquerschnitt ist sowohl für symmetrische (zentrale) als auch für extrem asymmetrische Stöße im Target gültig, während die von SIGMUND vorgeschlagene Theorie sich lediglich auf THOMAS-FERMI-Wechselwirkungen [48] beschränkt.

Vergleich zu experimentellen Ergebnissen gegen die Ionenenergie aufgetragen. Für Ionenenergien über 1 keV stimmt die Theorie mit den experimentellen Ergebnissen gut überein. Bei geringeren Energien liegen die experimentellen Ergebnisse unter der Theoriekurve. Aufgrund der beschriebenen Ungenauigkeiten bezüglich der Berechnung der höheren Momente der Energieverteilung für kleine Ionenenergien überrascht das Verhalten der Kurve nicht.

Nach der Veröffentlichung von SIGMUNDS Modell erarbeiteten mehrere Arbeitsgruppen Verbesserungsvorschläge [50]-[54], die jedoch zumeist nur Spezialfälle von Sputterprozessen betrachten. MATSUNAMI et al. [53] stellten eine empirische Formel auf, die die Ungenauigkeiten im von SIGMUND errechneten Sputteryield  $Y(E_{\text{ion}})$  in Gleichung (2.4) für kleine Ionenenergien  $E_{\text{ion}}$  korrigiert:

$$Y_{\text{kor}}(E_{\text{ion}}) = Y(E_{\text{ion}}) \cdot \left( 1 - \sqrt{\frac{E_{\text{th}}}{E_{\text{ion}}}} \right) \quad (2.8)$$

$E_{\text{th}}$  ist die Schwellenenergie, die die Ionen mindestens besitzen müssen, damit es zum Sputtern kommt.

### 2.1.3 Winkelverteilung

SIGMUND setzte zur Berechnung seines Modells einen senkrechten Ioneneinfall voraus. Damit ein Atom gesputtert wird, benötigt es jedoch eine ausreichend große Impulskomponente in genau entgegengesetzter Richtung. Es muss eine Stoßkaskade stattfinden, bei der diese Impulskomponente erzeugt wird, ohne die Gesetze der Impulserhaltung zu brechen. Wird der Einfallswinkel der Ionen bezüglich der Targetoberflächennormalen um den Winkel  $\alpha_{\text{inc}}$  vergrößert, so verkleinert sich der Winkel zwischen den Geschwindigkeitsvektoren. Der Sputteryield nimmt zu. Dieser Sputteryield  $Y_{\alpha}$  ergibt sich aus dem Sputteryield  $Y = Y_0$  des senkrechten Einfalls in Gleichung (2.4) durch die Multiplikation eines empirisch ermittelten Faktor der Form  $Y_{\alpha}/Y_0$  [44]:

$$Y_{\alpha} = (\cos \alpha_{\text{inc}})^{-b} \cdot Y_0 \quad (2.9)$$

Die Potenz  $b$  wird in der Literatur mit unterschiedlichen Werten angegeben, die von  $b = 1,5$  [55] über  $b = 5/3$  [8] bis  $b = 2$  [56] reichen.

Bei senkrechtem Ioneneinfall ergibt sich um die Targetoberflächennormale eine symmetrische Verteilung der gesputterten Atome. Die Summe ihrer Geschwindigkeitsvektoren ist dem der Ionen entgegengerichtet. Die Hauptputterrichtung bildet mit der Targetoberflächennormalen den Hauptputterwinkel  $\zeta = 0^{\circ}$ . Wird der Einfallswinkel  $\alpha_{\text{inc}}$  der Ionen verändert, so vergrößert sich bei konstanter Ionenenergie der Hauptputterwinkel mit wachsendem Einfallswinkel. Gemäß Gleichung (2.9) vergrößert sich dabei der Sputteryield. Wird bei kon-

stantem Einfallswinkel  $\alpha_{\text{inc}} \neq 0^\circ$  die Ionenenergie erhöht, führt dies neben der Vergrößerung des Sputteryields zu einer Abnahme des Hauptsputterwinkels [57]. Im Bereich kleiner Ionenenergien ( $< 1 \text{ keV}$ ) fällt der Hauptsputterwinkel exponentiell mit steigendem Sputteryield ab.

Auch bei einem gegenüber dem senkrechten Ioneneinfall veränderten Hauptsputterwinkel bleibt die Dichteverteilung der gesputterten Atome um die Hauptsputterrichtung im Wesentlichen symmetrisch. Die Winkelverteilung der Teilchendichte  $N$  um die Hauptsputterrichtung kann mit einer Kosinusverteilung beschrieben werden. Bei Sputterprozessen mit hohen Ionenenergien ( $> 10 \text{ keV Ar}^+ \rightarrow \text{Si}$ ) ist diese Kosinusverteilung gestaucht [58]. Dagegen wird sie mit abnehmender Ionenenergie oder Ionenmasse zunehmend keulenförmig [59]. Die winkelabhängige Dichteverteilung der gesputterten Atome lässt sich somit für einen Winkel  $\Omega$  um die Hauptsputterrichtung beschreiben als:

$$\frac{dN}{d\Omega} \propto \cos^q(\zeta + \Omega) \quad (2.10)$$

Die Potenz  $q$  trägt der Form der Kosinusverteilung Rechnung und wird als Verteilungsformpotenz bezeichnet. Sie ist bei konstanter Ionenmasse nur abhängig von der Ionenenergie und hat ein Wert  $q > 1$  für keulenförmige und einen Wert  $0 < q < 1$  für gestauchte Verteilungen.

#### 2.1.4 Mathematisches Modell nach THOMPSON

Ein Jahr vor SIGMUND entwickelte THOMPSON [7][46] eine Theorie zu Sputterprozessen, die neben dem Sputteryield die Winkelverteilung  $d\Omega$  und die Energieverteilung  $dE_{\text{out}}$  der gesputterten Teilchen berücksichtigt. Als Lösung erhält er die Größe  $d^2Y/(d\Omega dE_{\text{out}})$ , von der sich der Sputteryield und die durchschnittliche Teilchenenergie ableiten lassen.

THOMPSON geht in seiner Theorie von monoenergetischen Teilchen der Energie  $E_{\text{ion}}$  aus, die mit dem Fluss  $\Phi_p = \Phi_{\text{ion}} \cdot \cos \alpha_{\text{inc}}$  auf die Targetoberfläche unter dem Winkel  $\alpha_{\text{inc}}$  einfallen. Durch die theoretische Behandlung von Stoßkaskaden im amorphen oder polykristallinen Target berechnet er den Fluss  $\Phi_s(E_{\text{out}}, \theta) d\Omega dE_{\text{out}}$  mit der Winkelverteilung  $d\Omega$  um den Sputterwinkel  $\theta$ , der den Winkel zwischen der Verlängerung der Ioneneinfallrichtung durch das Target und einer festen Sputterrichtung darstellt. Demnach ist die Anzahl der Teilchen, die pro Ion in den Raumwinkel  $d\Omega$  bei  $\theta$  gesputtert werden und eine Energie im Intervall  $dE_{\text{out}}$  bei  $E_{\text{out}}$  besitzen  $(d^2Y/(d\Omega dE_{\text{out}})) d\Omega dE_{\text{out}}$ .

Die Verteilung  $d^2Y/(d\Omega dE_{\text{out}})$  ist nach THOMPSON gegeben als [7]:

$$\frac{d^2Y}{d\Omega dE_{\text{out}}} \propto \frac{E_{\text{out}}}{(E_{\text{out}} + E_B)^{3-2u}} \quad (2.11)$$

$u$  ist durch die Energieüberträge bei den Stößen bestimmt und hat einen Wert zwischen 0 und 1. Für Sputterprozesse, bei denen Stöße mit geringen Energieüberträgen dominieren, gilt unter der Annahme harter Potentiale bei Stößen im Festkörper  $u \approx 0$ . In diesem Fall kann die Gleichung (2.11) mit dem Faktor  $2E_B/\pi$  normiert werden. Neuere theoretische Berechnungen liefern den Wert  $u = 1/6$  [60][61].

Die Winkelverteilung der gesputterten Atome ergibt sich aus Gleichung (2.11) [62]:

$$\frac{dY}{d\Omega} = \int_0^{\Lambda_s \cdot E_{\text{ion}} - E_B} \frac{d^2Y}{d\Omega dE_{\text{out}}} dE_{\text{out}} \quad (2.12)$$

$\Lambda_s$  ist der maximale Energieanteil der Ionenenergie, die auf ein Targetatom bei einem einfachen Stoß übertragen werden kann. Mit der Oberflächenbindungsenergie  $E_B$  ist  $(\Lambda_s E_{\text{ion}} - E_B)$  die maximale Energie eines gesputterten Teilchens. Für ein nichtrelativistisches ( $v \ll c$ ,  $c$  ist die Lichtgeschwindigkeit) Teilchen gilt [7]:

$$\Lambda_s = \frac{4 \cdot M_p \cdot M_t}{(M_p + M_t)^2} \quad (2.13)$$

Der Sputteryield ergibt sich zu:

$$Y = \int_{2\pi} \int_0^{\Lambda_s \cdot E_{\text{ion}} - E_B} \frac{d^2Y}{d\Omega dE_{\text{out}}} dE_{\text{out}} d\Omega \quad (2.14)$$

Die mittlere Energie  $\bar{E}_{\text{out}}$  der gesputterten Teilchen ist:

$$\bar{E}_{\text{out}} = \frac{1}{Y} \cdot \int_{2\pi} \int_0^{\Lambda_s \cdot E_{\text{ion}} - E_B} E_{\text{out}} \cdot \frac{d^2Y}{d\Omega dE_{\text{out}}} dE_{\text{out}} d\Omega \quad (2.15)$$

Analytische Untersuchungen zur Berechnung der mittleren Teilchenenergie  $\bar{E}_{\text{out}}$  aus der Ionenenergie führen zu dem Ergebnis, dass eine Proportionalität zwischen  $\bar{E}_{\text{out}}$  und dem Produkt  $E_B^{2/3} \cdot E_{\text{max}}^{1/3}$  für den Fall  $E_{\text{max}} \gg E_B$  besteht [63].  $E_{\text{max}}$  beschreibt dabei die obere Grenze des Integrals in Gleichung (2.15) und lässt sich analytisch unter der Berücksichtigung des Faktors  $u = 1/6$  in der Potenz in Gleichung (2.11) ermitteln [64]:

$$E_{\text{max}} = k \cdot \Lambda_s \cdot E_{\text{ion}} - E_B \quad (2.16)$$

Der Faktor  $k$  berücksichtigt die Energiedissipation in der Kollisionskaskade. Theoretische Berechnungen und Vergleiche der Ergebnisse mit experimentell ermittelten Daten [65]-[67] von DRÜSEDAU et al. [68] führen zu der Erkenntnis, dass die oben beschriebene Proportionalität auch für untersuchte Werte  $30 \text{ eV} \leq E_{\text{max}} \leq 120 \text{ eV}$  gilt. Daraus folgt die analytisch ermittelte Abhängigkeit der mittleren Energie der gesputterten Teilchen zur Ionenenergie [68]:

$$\bar{E}_{\text{out}} [\text{eV}] = (E_B [\text{eV}])^{2/3} \cdot (E_{\text{max}} [\text{eV}])^{1/3} \quad (2.17)$$



Im Falle des Sputterns mit Argonionen der Energie  $E_{\text{ion}} = 400 \text{ eV}$  für Festkörperelemente der Ordnungszahlen  $Z < 60$  ergeben sich dabei Werte für den Faktor  $k$ , die um 0,1 liegen. Für Silizium beträgt er 0,093. Für Atome höherer Ordnungszahlen steigt  $k$  an und liegt für  $Z > 120$  bei Werten um 0,4 [68]. Bei Sputterprozessen, für die keine Referenzdaten vorliegen, ergibt sich der Faktor  $k$  bei bekannten Eigenschaften des Targets aus Berechnungen mit dem Simulationsprogramm TRIM (siehe Abschnitt 2.1.6).

Die Geschwindigkeitsverteilung der gesputterten Teilchen lässt sich aus THOMPSONS Energieverteilung berechnen:

$$\frac{d^2 Y}{d\Omega dv} = M_t \cdot v \cdot \frac{d^2 Y}{d\Omega dE_{\text{out}}} \quad (2.18)$$

Für Teilchenenergien weit unterhalb  $\Lambda_s E_{\text{ion}}$  gilt [7][69]:

$$\frac{dY}{d\Omega dv} \propto \frac{v^3}{\left(v^2 + \frac{2}{M_t} \cdot E_B\right)^{3-2u}} = \frac{v^3}{(v^2 + v_b^2)^{3-2u}} \quad (2.19)$$

$v_b$  ist die zur Oberflächenbindungsenergie korrespondierende Geschwindigkeit. In Abb. 3 ist eine Geschwindigkeitsverteilung gemäß Gleichung (2.19) mit  $u = 0$  dargestellt. Sie weist eine Nullstelle bei  $v = 0$  auf und ein Maximum bei  $v = \sqrt{\frac{1}{2}} v_b$ . Für große Geschwindigkeiten konvergiert die Verteilung mit  $v^{-3}$  gegen 0. Die experimentelle Bestimmung der Energie- und Geschwindigkeitsverteilungen von gesputterten Teilchen ist mit spektroskopischen Verfahren möglich. Vor allem Messungen mit der Time-of-Flight-Spektroskopie [46][62][70] und LIF (Laserinduzierte Fluoreszenz) [71]-[80] in kleinen abgeblendeten Winkelbereichen verliefen erfolgreich.

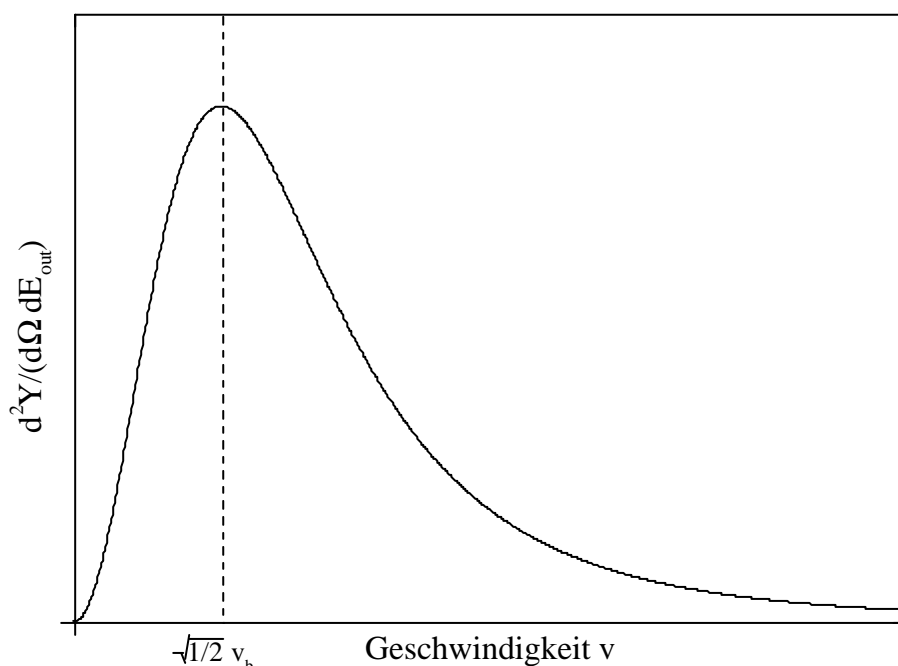


Abb. 3: Geschwindigkeitsverteilung der gesputterten Atome

### 2.1.5 Reaktives Ionensputtern

Die in den Abschnitten 2.1.2 und 2.1.4 beschriebenen Theorien vernachlässigen chemische Reaktionsprozesse der Ionen mit dem Targetmaterial und sind dadurch vor allem für Sputterprozesse mit Edelgasionen geeignet. Wird dagegen mit reaktiven Ionenstrahlen wie Sauerstoff gesputtert, verringert sich der Sputteryield je nach Reaktion stark, da zum einen die Oberfläche des Targets verändert wird (z.B. Oxidation) und zum anderen die Ionen tief in das Material eindringen und dort ein Großteil der Energie für die chemischen Prozesse benötigt wird.

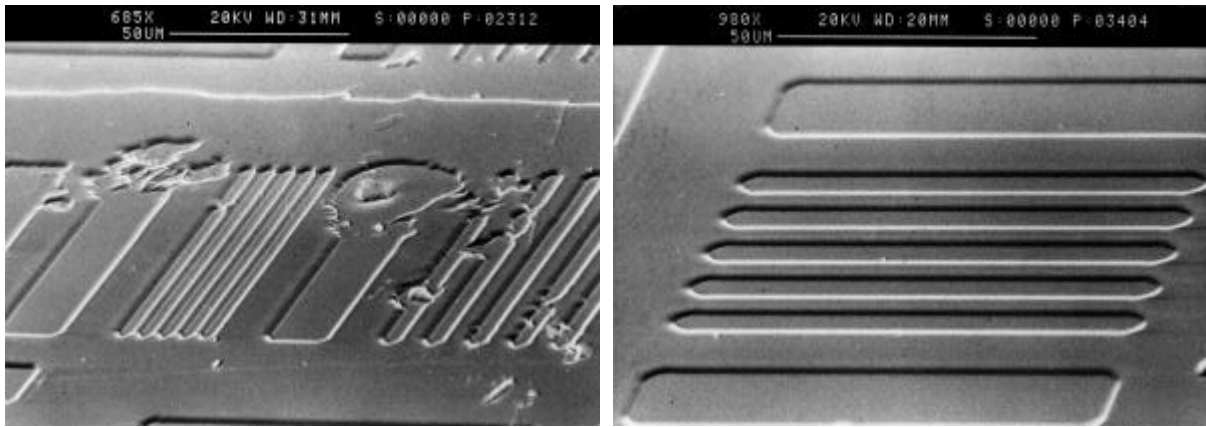
Neben der Veränderung des Sputteryields verändert sich auch die Geschwindigkeitsverteilung der gesputterten Teilchen. Diese verbreitert sich mit zunehmender Oxidation [78]. Das liegt vor allem an der veränderten Oberflächenbindungsenergie, die sich zusätzlich zur Sublimationsenergie bzw. kohesiven Energie des Targetmaterials aus der Entstehungsenthalpie des Oxids und der Rekombinationsenergie von  $O_2$  ergibt [81]. Bei der Existenz mehrerer Oxidtypen verschmiert die Oberflächenbindungsenergie. Das Maximum der Verteilung verschiebt sich zu geringeren Geschwindigkeitswerten.

Eine weitere Veränderung zum SIGMUND- und THOMPSON-Modell besteht darin, dass reaktive Ionenstrahlen oft aus Molekülionen bestehen. In diesem Fall werden die Ionen bei ihrem ersten Stoß mit einem Targetatom dissoziiert (Schrapnell-Effekt). Die Summe der Energien der Fragmente ergibt sich zur Ionenenergie abzüglich der Dissoziationsenergie [13].

### 2.1.6 MALTER'sche Entladungen

Bei Sputtern eines dielektrischen Targets mit einem Ionenstrahl lädt sich seine Oberfläche positiv auf. Dadurch kommt es zum Kurzschluss zwischen der Targetoberfläche und den geerdeten Komponenten der Sputteranlage, wie den Wänden der Vakuumkammer. Auf der Targetoberfläche werden elektrisch geladene Materialpartikel von der ebenso geladenen Umgebung abgestoßen und brechen heraus. Das Erscheinen kleiner Blitze auf den geerdeten Komponenten weist auf MALTER'sche Entladungen hin [82].

Durch die MALTER'schen Entladungen kommt es zu extremer mechanischer Belastung des Targetmaterials. Dies kann neben dem Abbrechen oder Abplatzen auch zum Schmelzen des Targetmaterials führen [83][84]. Es können sich dann ganze Cluster ablösen, was den Sputteryield erhöht. Die Möglichkeit mit einer auf das Target aufgelegten Maske eine saubere gewünschte Struktur zu sputtern ist dann nicht mehr gegeben. Eine Neutralisation des Ionenstrahls verhindert die Aufladung des Targets und die Entstehung von MALTER'schen Entla-



a) mit nichtneutralisiertem Ionenstrahl

b) mit neutralisiertem Ionenstrahl

Abb. 4: SEM-Aufnahmen eines Siliziumnitridtargets ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) nach der Bearbeitung mit einem Sauerstoffionenstrahl ohne und mit Neutralisation zur Aufbringung einer Struktur ( $E_{\text{ion}} = 440 \text{ eV}$ ) [88]

dungen [85]-[88]. Abb. 4 zeigt SEM-Aufnahmen (Scanning Electron Microscopy) eines Siliziumnitridtargets, das mit und ohne Neutralisation des Ionenstrahls gesputtert wurde.

### 2.1.7 Transport of Ions in Matter (TRIM)-Simulationsprogramm

TRIM (Transport of Ions in Matter) ist Teil des Programmpakets SRIM [10] (The Stopping and Range of Ions in Matter), das die Abbremsung und Reichweite von Ionen in einem amorphen Festkörper unter der quantenmechanischen Betrachtung von Stößen zwischen Ionen und Atomen berechnet. Dabei werden statistische Algorithmen benutzt, die Kollisionen der Ionen mit Atomen des Targetmaterials berechnen und daraus den zurückgelegten Weg ermitteln. Ion und Atom wechselwirken in einem COULOMB-Stoß, bei dem Anregungen und Beeinflussungen in den gegenseitig überlappenden Elektronenschalen berücksichtigt werden. Die Ionen erzeugen auf ihrem Weg durch den Festkörper Elektronenanregungen und Plasmonen<sup>1</sup>. Durch die Berücksichtigung der kollektiven Struktur der Elektronen im Leitungsband des Festkörpers wird der Einfluss dieser Phänomene berechnet. Der Ladungszustand eines Ions im Target wird durch eine effektive Ladung dargestellt, die einen geschwindigkeitsabhängigen Ladungszustand und eine Abschirmung mit langer Reichweite durch die Elektronenwolke berücksichtigt. Die Berechnungsalgorithmen in SRIM basieren auf den Theorien von ZIEGLER et al. [9], die das Verhalten von in Festkörper eindringende Ionen beschreiben.

TRIM ermöglicht ebenso die Betrachtung von einfachen Metall- oder Halbmetalltargets wie auch von komplexeren Targets aus Verbindungen und mehreren Lagen. Es berechnet die

<sup>1</sup> Unter einem Plasmon wird die Anregung der Leitungselektronen verstanden. Es ist das Quant der Leitungselektronen.

Verteilung der Ionen im Festkörper und die Effekte wie Targetverformung, Sputtern, Ionisation und Phononenproduktion, die durch die Abbremsung der Ionen entstehen. Bei der Betrachtung des Sputterns wird die Anzahl und Energie der das Target verlassenden Atome sowie - bei Modifikation des Programms - der Richtungsvektor bestimmt, unter dem das Teilchen die Targetoberfläche verlässt. Die Ionenspezies, -energie und -einfallswinkel sowie die Materialbeschreibung des Targets sind vom Benutzer einzugeben. Stoffspezifische Konstanten werden von TRIM angegeben, können aber auch bedingt geändert werden.

Obwohl die Berechnungen nur für amorphe Festkörper bestimmt sind, können sie auch auf kristalline Targets angewandt werden, wenn davon ausgegangen wird, dass sich die Targetoberfläche zu Beginn eines Sputterprozesses durch die Wechselwirkung mit den ersten auftreffenden Ionen durch Zerstörung der Kristallstruktur amorphisiert. Ein Nachteil ist, dass das Programm nur seriell auftreffende Ionen berücksichtigt und eine Berechnung mit mehreren zeitgleich eindringenden Ionen nicht möglich ist. Ebenso werden chemische Reaktionen nicht berücksichtigt.

Aufgrund der angewandten Theorie der Stoßkaskaden ist im Bereich niedriger Ionenergien ( $< 1$  keV) analog zum Modell nach Sigmund ein mit TRIM berechneter Sputteryield zu erwarten, der über dem tatsächlichen Wert liegt.

## 2.2 Grundlagen zu Mikrowellen-angeregten Plasmen

### 2.2.1 Plasmazustand

Wird einem Gas genügend Energie zugeführt, so wird es ionisiert und ändert seinen Aggregatzustand vom gasförmigen zum Plasmazustand. Über 99,9 % der bekannten Materie des Universums (z.B. in Sternen oder interstellarer Materie) ist im Plasmazustand, der auch als vierter Aggregatzustand bezeichnet wird. Dabei handelt es sich zumeist um heiße Plasmen mit hohem Ionisierungsgrad<sup>1</sup> ( $\eta \approx 1$ , teilweise mehrfach ionisiert) und hoher Elektronenenergie bzw. Elektronentemperatur<sup>1</sup> und Ionenenergie bzw. -temperatur ( $k_B T_e = k_B T_i > 1$  keV [89] mit der BOLTZMANN-Konstante  $k_B$ ).

Niedertemperaturplasmen, ionisierte Gase mit geringem Ionisierungsgrad ( $10^{-4} < \eta < 0,25$  [47][90]), lassen sich durch Einkopplung elektromagnetischer Energie in ein mit Gas gefülltes Volumen erzeugen. Sie stellen ein Gemisch aus Ionen, Elektronen und

---

<sup>1</sup> Der Ionisierungsgrad gibt den Anteil der ionisierten Teilchen an. Bei einem Ionisierungsgrad  $\eta = 1$  sind alle Teilchen ionisiert.

Neutralteilchen dar. Zwischen den Spezies besteht im Gegensatz zu den Hochtemperaturplasmen kein thermodynamisches Gleichgewicht. Dieses kann jedoch angenommen werden, wenn nur eine Speziesgruppe unter Vernachlässigung der anderen betrachtet wird. Jede Speziesgruppe weist eine eigene charakteristische Temperatur auf, die für Elektronen typischerweise bei 1 – 5 eV [91], für Ionen bei 0,03 – 0,3 [92] und für Neutralteilchen darunter liegt. Dabei werden bei Drücken, die in der Regel unter dem Atmosphärendruck liegen, Ionendichten von  $N_i = 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  erreicht. Die Messung von Elektronentemperatur und Ionendichten in einem Plasma kann mit Hilfe der LANGMUIR-Sondenmessung erfolgen. Die Theorie der LANGMUIR-Doppelsonde ist in Anhang A.1 beschrieben.

Niedertemperaturplasmen gelangen in der Industrie zur unterschiedlichsten Anwendung. Sie werden z.B. zur Materialbearbeitung (Ätzen, Sputtern), Sterilisation oder Lichterzeugung genutzt. Dabei geschieht der Energieeintrag in das Plasma über die in einem hochfrequenten elektromagnetischem Feld beschleunigten Elektronen [91]. Die Elektronen geben einen Teil ihrer Energie über inelastische Stöße an andere Plasmapartikel ab [93]. Dabei werden die Ladungsträgerverluste in dem Plasma durch Elektronenstoßionisation der neutralen Gasatome und -moleküle ausgeglichen [91]. Wechselwirkungen mit den Wänden der Plasmakammer führen dagegen zur Rekombination von Ionen und Elektronenverlusten und damit zum Energieverlust [47]. Ein Teil der verlorengegangenen Energie wird in Form elektromagnetischer Strahlung unterschiedlicher Wellenlänge an die Umgebung abgegeben [94].

### 2.2.2 Geschwindigkeits- und Energieverteilung im Niedertemperaturplasma

Die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion  $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$  gibt die Anzahl der Partikel an, die sich im Phasenraum zur Zeit  $t$  in einem Volumenelement  $d^3r$  mit der Volumengeschwindigkeit  $d^3v$  an der Position  $(\mathbf{r}, \mathbf{v})$  befinden [95]. In einem Niedertemperaturplasma mit den in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Eigenschaften wird die Geschwindigkeitsverteilung durch die BOLTZMANN-Gleichung bestimmt [89][47]. Im sechsdimensionalen Phasenraum hat diese die zu Gleichung (2.2) allgemeinere Form:

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \mathbf{a} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \left. \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} \right|_{\text{K}} \quad (2.20)$$

Im Falle des thermodynamischen Gleichgewichts wird die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion durch die MAXWELL-BOLTZMANN-Verteilung dargestellt [47]:

---

<sup>1</sup> Elektronenenergien werden üblicherweise als Elektronentemperaturen bezeichnet. Dabei entspricht 1 eV einer Temperatur von 11.605 K ( $T_e[\text{K}] = e[\text{C}] / k_B[\text{J/K}] \cdot T_e[\text{eV}]$ ).

$$f(\mathbf{v})d\mathbf{v} = N \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot m^3}{\pi \cdot k_B^3 \cdot T^3}} \cdot v^2 \cdot e^{-\frac{m \cdot v^2}{2 \cdot k_B \cdot T}} d\mathbf{v} \quad (2.21)$$

Dabei bezeichnet  $N$  die Teilchendichte und  $m$  die Masse der betrachteten Plasmateilchen<sup>1</sup>. Aus der MAXWELL-BOLTZMANN-Verteilung ergibt sich die mittlere Geschwindigkeit  $\bar{v}$  zu:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8 \cdot k_B \cdot T}{\pi \cdot m}} \quad (2.22)$$

Die Energieverteilungsfunktion  $f(E)$  ergibt sich aus Gleichung (2.21) unter Berücksichtigung der kinetischen Teilchenenergie  $E$

$$E = \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 \quad (2.23)$$

zu:

$$f(E)dE = N \cdot \frac{2}{\sqrt{\pi}} (k_B \cdot T)^{-3/2} \sqrt{E} \cdot e^{-\frac{E}{k_B \cdot T}} dE \quad (2.24)$$

### 2.2.3 Mikrowellenentladungen

Zur Betrachtung der Einkopplung elektromagnetischer Wellen in ein Plasma sollen folgende Annahmen gelten:

- Die geladenen Teilchen werden ausschließlich durch die elektrische Komponente  $\mathbf{E}$  des elektromagnetischen Feldes beschleunigt<sup>2</sup>.
- Die elektromagnetischen Felder wirken ausschließlich auf die Elektronen, da die Ionen aufgrund ihrer größeren Masse schnellen Feldänderungen nicht folgen.
- Elektromagnetische Felder sind harmonische Funktionen der Zeit und können als komplexe Vektoren wie  $\hat{\mathbf{E}} \cdot e^{i\omega t}$  dargestellt werden. Dabei stellt  $\omega$  die Kreisfrequenz und  $\hat{\mathbf{E}}$  die Vektoramplitude dar. Das messbare elektrische Feld  $\mathbf{E}(t)$  ergibt sich aus dem Realteil des komplexen Vektors:

$$\mathbf{E}(t) = \Re(\hat{\mathbf{E}} \cdot e^{i\omega t}) \quad (2.25)$$

#### 2.2.3.1 Mikrowelleneinkopplung ohne äußeres statisches Feld

Mit oben vereinbarten Annahmen lautet die Bewegungsgleichung für ein Elektron der Masse  $m_e$  mit der Geschwindigkeit  $\mathbf{v}(t)$  ohne ein äußeres statisches Feld unter Vernachlässigung der thermischen Eigenbewegung:

<sup>1</sup> Aufgrund der hohen Massenträgheit der Ionen gegenüber der der Elektronen genügt bei hochfrequenzangeregten Plasmen die Kenntnis der Elektronengeschwindigkeitsverteilungsfunktion [96].

<sup>2</sup> Die Kraft der magnetischen Komponente auf ein Teilchen ist von der Größenordnung  $eE \cdot v/c$  und wegen  $v \ll c$  vernachlässigbar.

$$\frac{d\mathbf{v}(t)}{dt} = -\frac{e}{m_e} \cdot \mathbf{E}(t) - \eta_{st} \cdot \mathbf{v}(t) \quad (2.26)$$

Der letzte Term in Gleichung (2.26) beinhaltet die geschwindigkeitsunabhängige<sup>1</sup> Elektronenstoßfrequenz  $\eta_{st}$  elastischer Stöße und berücksichtigt die Reibung, die durch Kollisionen der Elektronen mit schweren Teilchen entsteht (LANGEVIN-Kraft [97]). Gleichung (2.26) kann durch den Ansatz

$$\mathbf{v}(t) = \Re(\hat{\mathbf{v}} \cdot e^{i\omega t}) \quad (2.27)$$

gelöst werden. Die komplexe Geschwindigkeitsamplitude  $\hat{\mathbf{v}}$  ergibt sich daraus zu:

$$\hat{\mathbf{v}} = -\frac{e}{m_e} \cdot \hat{\mathbf{E}} \cdot \frac{1}{\eta_{st} + i \cdot \omega} \quad (2.28)$$

Die an einem Elektron verrichtete Arbeit ergibt sich aus der Multiplikation der elektrischen Kraft  $-e \cdot \mathbf{E}(t)$  und der Geschwindigkeit des Elektrons. Gemittelt über eine Periode ergibt sich daraus die pro Volumeneinheit mit der Elektronendichte  $n_e$  absorbierte Leistung  $\langle P_{abs} \rangle$  zu:

$$\langle P_{abs} \rangle = -e \cdot n_e \cdot \langle \mathbf{E}(t) \cdot \mathbf{v}(t) \rangle = \frac{e^2 \cdot n_e}{2 \cdot m_e} \cdot \frac{\eta}{\eta_{st}^2 + \omega^2} \cdot \langle \mathbf{E} \rangle^2 \quad (2.29)$$

$\langle \mathbf{E} \rangle$  stellt die ortsabhängige über eine Periode gemittelte elektrische Feldstärkenamplitude dar. Wenn die Elektronenstoßfrequenz  $\eta_{st}$  elastischer Stöße der Frequenz  $\omega$  der elektromagnetischen Welle entspricht, weist Gleichung (2.29) ein Maximum auf. Ist  $\eta_{st} = 0$  - das heißt, es finden keine elastischen Stöße und damit kein Übertrag von kinetischer Energie zwischen zwei Teilchen statt [96] - kann keine Leistung in das Plasma eingekoppelt werden. Nur die Anwesenheit elastischer Stöße ermöglicht es den Elektronen, die Energieaufnahme über mehrere Schwingungsperioden hinweg so zu steigern, dass ihre Energie ausreicht, über inelastische Wechselwirkungen Atome anzuregen, zu ionisieren oder Moleküle zu dissoziieren [91].

Für die Aktivierung der Feldionisation, der Ionisation von Neutralteilchen durch inelastische Stöße bei genügend hoher Feldstärke, müssen bereits vor der Einkopplung der elektromagnetischen Welle freie Elektronen im Gas zur Verfügung stehen. Diese Elektronen sind in jedem Gas durch die kosmische Höhenstrahlung und Photoionisation vorhanden [96][98]. Die genaue Beschreibung des Zündverhaltens des Plasmas ist in der Literatur beschrieben [99].

### 2.2.3.2 Mikrowelleneinkopplung mit äußerem statischem Magnetfeld

Liegt ein äußeres statisches Magnetfeld mit der magnetischen Flussdichte  $\mathbf{B}_0$  an, so ändert sich die Bewegungsgleichung in Gleichung (2.26) zu:

$$\frac{d\mathbf{v}(t)}{dt} = -\frac{e}{m_e} \cdot \mathbf{E}(t) - \eta_{st} \cdot \mathbf{v}(t) - \frac{e}{m_e} \cdot \mathbf{v}(t) \times \mathbf{B}_0 \quad (2.30)$$

Daraus ergibt sich ein dreidimensionales Problem, welches durch die Annahme  $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}_0$  vereinfacht werden kann. Dazu wird eine linear polarisierte elektromagnetische Welle  $\mathbf{E}(t)$  betrachtet. Diese lässt sich als Superposition zweier gegensätzlich zirkular polarisierender Wellen darstellen. Ein Elektron, das sich mit der Geschwindigkeit  $v_{\perp}$  senkrecht zum Magnetfeld bewegt, kreist (gyriert) aufgrund der LORENTZ-Kraft  $-e\mathbf{v} \times \mathbf{B}_0$  auf einer Bahn um die Magnetfeldlinien mit der Elektronenzyklotronfrequenz  $\omega_{ce}$  und dem LARMOR-Radius  $r_L$  [101]:

$$\omega_{ce} = \frac{e \cdot B_0}{m_e} \quad (2.31)$$

$$r_L = \frac{m_e \cdot v_{\perp}}{e \cdot B_0} \quad (2.32)$$

Aufgrund der rechtsläufigen Gyrationbewegung bezüglich des magnetischen Feldvektors erscheint die Frequenz des elektromagnetischen Feldes im Bezugssystem des Elektrons bei einer rechtszirkular polarisierten Welle um die Elektronenzyklotronfrequenz  $\omega_{ce}$  reduziert. Im Fall einer linkszirkular polarisierten Welle erscheint sie um  $\omega_{ce}$  erhöht. Die über eine Periode gemittelte pro Volumeneinheit absorbierte Leistung  $\langle P_{abs} \rangle$  ergibt sich somit zu:

$$\langle P_{abs} \rangle = \frac{e^2 \cdot N_e}{4 \cdot m_e} \cdot \left( \frac{\eta_{st}}{(\omega - \omega_{ce})^2 + \eta_{st}^2} + \frac{\eta_{st}}{(\omega + \omega_{ce})^2 + \eta_{st}^2} \right) \cdot \langle E \rangle^2 \quad (2.33)$$

Dabei trägt der erste Summand der rechts- und der zweite der linkszirkular polarisierten Welle Rechnung.

### 2.2.3.3 Der ECR-Effekt

Für  $\omega \rightarrow \omega_{ce}$  wird der Beitrag des rechtszirkular polarisierten Anteils in Gleichung (2.33) gegen den des linkszirkular polarisierten sehr groß. Die absorbierte Leistung wird reziprok zur Elektronenstoßfrequenz elastischer Stöße und die Leistungseinkopplung optimal. Es kommt zur Elektronenzyklotronresonanz (electron cyclotron resonance - ECR).

Zur genauen theoretischen Beschreibung des ECR-Effekts wird die relativistische VLASOV-Gleichung benötigt. Wichtige Schlüsse können jedoch auch aus einer einfachen nichtrelativistischen Betrachtung erzielt werden. Dazu bedarf es zusätzlich zu den oben aufgeführten einiger weiterer vereinfachender Annahmen [100]:

---

<sup>1</sup> Die Geschwindigkeitsunabhängigkeit des Reibungsfaktors ist nur für Wasserstoff und Helium gültig. Bei anderen Gasen kann sie jedoch aufgrund des geringen Einflusses vernachlässigt werden [91].



- Die magnetische Feldstärke  $\mathbf{B}_0$  besitzt nur eine z-Komponente parallel zum Ausbreitungsvektor  $\mathbf{k}$  einer linear polarisierten (Superposition aus links- und rechtszirkularer Polarisation) elektromagnetischen Welle ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}_0$ ).
- Der elektrische Feldstärkevektor steht stets senkrecht zum Magnetfeld ( $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}_0$ )
- Die Phasengeschwindigkeit der elektromagnetischen Welle ist groß gegenüber der thermischen Geschwindigkeit der Elektronen.
- Nichtlineare Effekte durch hohe elektrische Feldstärken werden ausgeschlossen.
- Die Elektronenstoßfrequenz  $\eta_{st}$  ist klein gegen die Frequenz der elektromagnetischen Welle.

Die einfache Beschreibung des ECR-Effekts erfolgt über die Betrachtung des Brechungsindex  $n_B$  des Plasmas für eine links- und eine rechtszirkular polarisierte Welle. Dazu wird die Plasmadielektrizitätsfunktion  $\epsilon_p$  eingeführt, die einen Realteil  $\epsilon_R$  und einen Imaginärteil  $\epsilon_I$  beinhaltet [101]:

$$\epsilon_p = \epsilon_R + i \cdot \epsilon_I = 1 + \frac{N_e \cdot e^2}{m_e \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{1}{\omega \cdot (i \cdot \eta_{st} - \omega)} \quad (2.34)$$

$\epsilon_0$  ist die elektrische Feldkonstante. Durch die Einführung der Plasmafrequenz der Elektronen  $\omega_{pe}$  [101],

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{N_e \cdot e^2}{m_e \cdot \epsilon_0}} \quad (2.35)$$

die die zeitlichen Raumladungsschwankungen aller Elektronen gegenüber den „ruhenden“ Ionen beschreibt und eine charakteristische Größe des Plasmas darstellt, wird die Plasmadielektrizitätsfunktion zu:

$$\epsilon_p = 1 - \left( \frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 \cdot \frac{1}{1 - i \cdot \frac{\eta_{st}}{\omega}} \quad (2.36)$$

Der komplexe Brechungsindex  $n_B$  mit dem Realteil  $n_R$  und dem Imaginärteil  $n_I$  ergibt sich daraus zu [101]:

$$n_B = n_R - i \cdot n_I = \sqrt{\mu \cdot \epsilon_p} \quad (2.37)$$

$\mu$  stellt die magnetische Permeabilität dar. Für sie gilt in Niedertemperaturplasmen  $\mu = 1$ .

Aus der Bewegungsgleichung (2.30) unter Berücksichtigung der Elektronenzyklotronfrequenz aus Gleichung (2.31) ergeben sich der Real- und Imaginärteil des Brechungsindex für eine rechts- und eine linkszirkular polarisierte Welle zu:

$$n_R^{l,r} = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 \cdot \left(1 \pm \frac{\omega_{ce}}{\omega}\right)}} \quad (2.38)$$

$$n_I^{l,r} = \frac{\omega_{pe}^2 \cdot \eta_{st}}{2 \cdot \omega \cdot (\omega \pm \omega_{ce})^{\frac{3}{2}} \sqrt{\omega \pm \omega_{ce} - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega}}} \quad (2.39)$$

Dabei entspricht die Anwendung des Additionszeichens dem Brechungsindex der links- und die des Subtraktionszeichens dem der rechtszirkular polarisierten Welle. Der Realteil des Brechungsindex der rechtspolarisierten Welle hat im ECR-Fall  $\omega = \omega_{ce}$  eine Polstelle. Die Welle ist mit den gyrierenden Elektronen in Phase und gibt kontinuierlich Energie an diese ab. Die linkszirkular polarisierte Welle hat keine Polstelle.

## 2.2.4 Plasmarandschicht

Der Übergang vom Plasma zur Plasmawand erfolgt nicht diskret, sondern kontinuierlich über die Plasmarandschicht, die eine gesonderte physikalische Beschreibung erfordert. Die Plasmarandschicht entsteht durch den Fluss der positiven und negativen Ladungsträger zu den Plasmawänden. Da die negativen Elektronen wesentlich schneller sind als die schwereren positiven Ionen, erscheint das Plasma elektropositiv ( $U = U_p$  Plasmapotential) gegenüber der Plasmawand. Der nicht neutrale Übergangsbereich zwischen Plasma und Plasmawand ist die Plasmarandschicht. Sie weist die Dicke  $\delta_{sh}$  auf.

Ist die Dicke der Plasmarandschicht viel kleiner als die mittlere freie Weglänge  $\Lambda_e$  der Elektronen, kommt es zu wenigen Stößen zwischen den Teilchen (Free Fall Sheath). Anderenfalls werden die Eigenschaften der Plasmarandschicht von Stoßprozessen bestimmt (stoßbedingte Plasmarandschicht) [102]. Im Folgenden wird nur der erste Fall betrachtet.

In Abb. 5 ist die Teilchendichte- und die Potentialverteilung in der Nähe der Plasmawand qualitativ dargestellt. Der Bereich, in dem das Plasmapotential zur Plasmawand abfällt, das Plasma jedoch noch als quasineutral<sup>1</sup> betrachtet werden kann, wird Plasmavorschicht genannt. Die Grenze zwischen Plasmavor- und Plasmarandschicht wird auf  $x = 0$  festgelegt. Das Potential hat hier den Wert  $U(0) = 0$ . Die Ionen haben bei  $x = 0$  die Dichte  $N_{is}$  und die Geschwindigkeit  $v_s$ . Diese errechnet sich aus dem BOHM-Kriterium [47]:

---

<sup>1</sup> Materie wird als quasineutral bezeichnet, wenn die Anzahl der Ionen in einem bestimmten Volumen der Zahl der freien Elektronen entspricht. Im Fall n-fach geladener Ionen muss die Zahl der Elektronen dem n-fachen der Ionen entsprechen. Makroskopisch erscheint die Materie in dem Volumen elektrisch neutral.

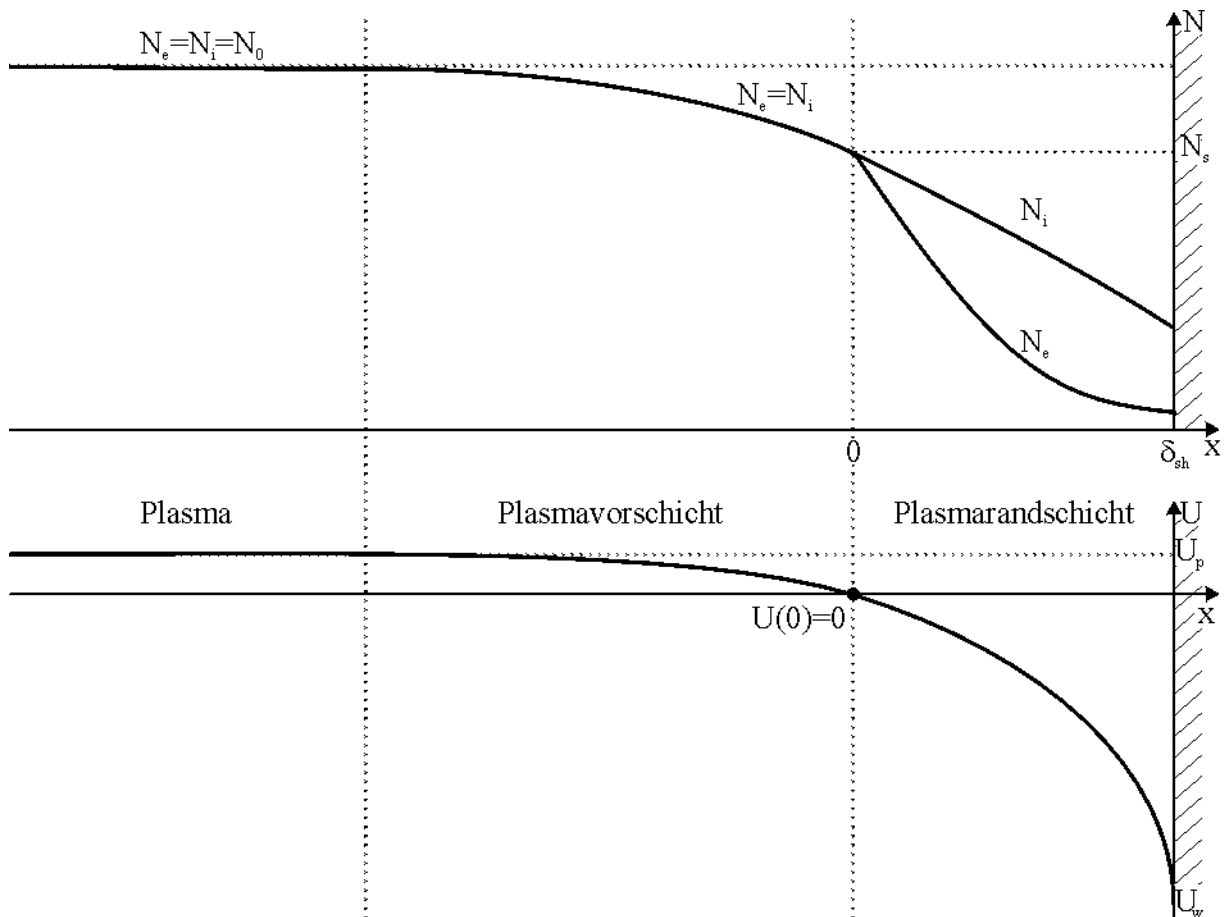


Abb. 5: Quantitatives Verhalten der Plasmavorschicht und der Plasmarandschicht im Kontakt mit der Plasmawand [47].

$$v_s \geq v_B = \sqrt{\frac{k_B \cdot T_e}{m_i}} \quad (2.40)$$

$v_B$  ist die BOHM-Geschwindigkeit. Die Energieerhaltungsgleichung lautet mit der Anfangsionenenergie  $e \cdot \Phi_{sh}$ :

$$\frac{1}{2} \cdot m_i \cdot v^2 = \frac{1}{2} \cdot m_i \cdot v_s^2 - e \cdot U(x) = e \cdot \Phi_{sh} - e \cdot U(x) \quad (2.41)$$

Unter Berücksichtigung der Kontinuitätsgleichung des Flusses

$$N_i(x) \cdot v(x) = N_{is} \cdot v_s \quad (2.42)$$

und der BOLTZMANN-Beziehung [47]

$$N_e(x) = N_s \cdot e^{\frac{e \cdot U(x)}{k_B \cdot T_e}} \quad (2.43)$$

mit der Elektronendichte  $N_{es} = N_{is} \equiv N_s$  bei  $U(0)$  ergibt sich durch Einsetzen in die POISSON-Gleichung

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{e}{\epsilon_0} \cdot (N_e - N_i) \quad (2.44)$$

die nichtlineare Gleichung:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{e \cdot N_s}{\epsilon_0} \cdot \left[ e^{\frac{e \cdot U}{k_B \cdot T_e}} - \left( 1 - \frac{U}{\Phi_{sh}} \right)^{-1/2} \right] \quad (2.45)$$

Das Randschichtpotential ist oft groß im Vergleich zu  $k_B T_e/e$  der Plasmaelektronen. Das Potential  $U$  ist in diesen Randschichten stark negativ bezüglich des Potentials bei  $x=0$ . Die Elektronendichte geht gegen Null und es existieren nahe der Plasmawand nur noch Ionen. Unter der Annahme, dass das zur Anfangsionenenergie äquivalente Potential  $\Phi_s$  vernachlässigbar ist, wird Gleichung (2.41) zu:

$$\frac{1}{2} \cdot m_i \cdot v^2 = -e \cdot U(x) \quad (2.46)$$

Gleichung (2.42) wird zu:

$$e \cdot N_i(x) \cdot v(x) = J_0 \quad (2.47)$$

$J_0$  steht für die konstante Ionenstromdichte. Auflösen nach  $N_i$  und Einsetzen in die POISSON-Gleichung (2.44) führt zu:

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -\frac{J_0}{\epsilon_0} \cdot \sqrt{\frac{m_i}{2 \cdot e \cdot U}} \quad (2.48)$$

Multiplikation mit  $dU/dx$  und Integration von 0 bis  $x$  mit der Randbedingung  $dU/dx = -E = 0$  bei  $x = 0$  bringt:

$$\left( \frac{d^2U}{dx^2} \right)^2 = 4 \cdot \frac{J_0}{\epsilon_0} \cdot \sqrt{\frac{m_i \cdot (-U)}{2 \cdot e}} \quad (2.49)$$

Nach erneuter Integration gilt:

$$-U^{3/4} = \frac{3}{2} \cdot \sqrt{\frac{J_0}{\epsilon_0}} \cdot \left( \frac{m_i}{2 \cdot e} \right)^{1/4} \cdot x \quad (2.50)$$

Setzt man an der Plasmawand die Randbedingung  $U(x=\delta_{sh}) = -U_0$  ergibt sich aus Gleichung (2.50) das CHILD-LANGMUIR-Gesetz der Raumladungsbegrenzung einer planaren Geometrie [103]:

$$J_0 = \frac{4}{9} \cdot \epsilon_0 \cdot \left( \frac{2 \cdot e}{m_i} \right)^{1/4} \cdot \frac{U_0^{3/2}}{\delta_{sh}^2} \quad (2.51)$$

Das CHILD-LANGMUIR-Gesetz gibt den Strom zwischen zwei Elektroden als Funktion der Spannung zwischen ihnen an. Die Ionenstromdichte ergibt sich ebenso aus dem Produkt der Ladung, der Ionendichte und der Ionengeschwindigkeit bei  $U(0)$ :

$$J_0 = e \cdot N_s \cdot v_B \quad (2.52)$$

Die Plasmarandschicht hat somit die Dicke:

$$\delta_{sh} = \frac{\sqrt{2}}{3} \cdot \lambda_D \cdot \left( \frac{2 \cdot U_0}{k_B \cdot T_e} \right)^{3/4} \quad (2.53)$$

Die DEBYE-Länge  $\lambda_D$  [47] stellt dabei den kleinsten Abstand zwischen zwei unterschiedlich polarisierten Ladungsträgern dar, bei dem das Plasma die COULOMB-Kräfte zwischen den Ladungsträgern abschirmt:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \cdot k_B \cdot T_e}{e^2 \cdot N_0}} \quad (2.54)$$

## 2.3 Grundlagen zur Ionenextraktion

### 2.3.1 Plasmastrahl

Eine Extraktion der Ionen aus der Plasmakammer ohne Ionenextraktionsoptik, kurz Ionenoptik (siehe Abschnitte 2.3.2 und 2.3.3), erfolgt mit Hilfe elektrischer oder magnetischer Felder. Die Quasineutralität im Plasmastrahl bleibt dabei weitgehend erhalten, da sowohl Ionen als auch Elektronen extrahiert werden.

Die Extraktion eines Plasmastrahls kann durch ein angelegtes divergentes Magnetfeld erreicht werden. Auf die sich thermisch bewegenden Elektronen des Plasmas wirkt die LORENTZ-Kraft, die proportional zum Magnetfeldgradienten ist [104]. Die LORENTZ-Kraft führt eine Verschiebung der Elektronenladung herbei, die ein inhomogenes elektrisches Feld bewirkt. Die positiv geladenen Ionen werden aufgrund ambipolarer Diffusion [105][106] in entgegengesetzter Richtung des Potentialgradienten beschleunigt und folgen somit den Elektronen. Typische den Ionen zugeführte kinetische Energien liegen im Bereich von 10 eV – 30 eV [13][107].

Weniger aufwendig ist die direkte Erzeugung eines elektrischen Feldes vor der Öffnung einer Plasmaquelle. Dieses Verfahren eignet sich zur plasmatechnischen Bearbeitung eines Targets aus elektrisch leitendem Material. Auf das Target kann eine negative Bias-Spannung  $-U_{\text{bias}}$  angelegt werden. Die Ionen werden in Richtung des Targets beschleunigt und treffen es unter Vernachlässigung des Plasmapotentials mit der kinetische Energie  $e \cdot U_{\text{bias}}$ . Aufgrund der Ladungsverschiebung entsteht eine inhomogene Verteilung der elektrischen Feldstärke. Daher folgen die Elektronen den Ionen in Richtung des Targets. Aufgrund des negativen Targetpotentials werden sie jedoch in Richtung der geerdeten Wände der Vakuumkammer abgelenkt.

### 2.3.2 Eingitterionenoptik

Ionenstrahlen lassen sich mit Hilfe einer Ionenoptik aus einer Plasmaquelle extrahieren. Diese Ionenoptiken bestehen in der Regel aus elektrisch leitenden Gittern, die auf unter-

schiedliche Potentiale gelegt werden. Die Eingitterionenoptik stellt dabei die einfachste Extraktionstechnik dar.

Durch den Einsatz einer Eingitterionenoptik vor dem Plasma werden die positiven Ionen zwischen dem Plasma, das auf dem Plasmapotential  $U_p$  liegt, und einem gegenüber dem Plasma negativ polarisiertem Gitter auf die Energie  $eU_p$  beschleunigt. Ein Teil der Ionen passiert das Gitter und fliegt mit der Geschwindigkeit  $v$  weiter:

$$v = \sqrt{\frac{2 \cdot e}{m_i} \cdot U_p} \quad (2.55)$$

Mit zunehmender Plasmapolarisierung erhöht sich aufgrund der Proportionalität zwischen der Ionenenergie und des Plasmapotentials der Ionenstrom. Dies bewirkt auch eine Verringerung der Divergenz, der Auffächerung des Strahls. Der höhere Ionenbeschuss führt jedoch auch zu einer höheren mechanischen Belastung des Extraktionsgitters und durch Erosion zur Vergrößerung der Gittermaschen. Die Maximalgröße der Maschendurchmesser oder -kantenlängen wird durch die DEBYE-Länge bestimmt (Gleichung (2.69)) und sollte ihr Zehnfaches nicht überschreiten. Liegt der Maschendurchmesser oberhalb dieses Grenzwerts, dringt Plasma durch die Gitteröffnungen hindurch. Das Extraktionsgitter ist dann zur Ionenextraktion nicht mehr geeignet.

### 2.3.3 Mehrgitterionenoptik

Die Mehrgitterionenoptik erlaubt eine Ionenstrahlextraktion mit hohem Ionenstrom bei niedriger Divergenz und Belastung der Extraktionsgitter. Eine Mehrgitterionenoptik besteht aus zwei oder drei gleichen elektrisch leitenden Gittern, die im Abstand ihrer Maschendurchmesser oder -kantenlängen kongruent hintereinander liegen. Die Funktion und Potentialbelegung ist in Abb. 6 dargestellt:

- **Plasmagitter:** Das Plasmagitter ist das dem Plasma zugewandte Gitter. Es liegt auf einem hohen positiven Potential  $U_{scr}$  ( $scr = screening$ ) und erhöht durch die Polarisierung des Plasmas das Plasmapotential. Die Ionen werden in der Plasmarandschicht durch das gegenüber dem Plasmagitter um den Betrag  $U_p$  höher liegende Potential beschleunigt. Ein Teil der Ionen passiert dabei die Maschen des Plasmagitters. Da die Ionenstromdichte der Elektronenstromdichte entspricht, wird die gleiche Anzahl Elektronen am Plasmagitter abgeleitet. Dadurch bleibt die Quasineutralität im Plasma bestehen. Um den Elektronen eine ausreichende Ableitfläche zu bieten, sollte die nicht aktive Fläche (Stege) der Gitter mindestens genauso groß sein wie die aktive Fläche (Summe der Maschenflächen).

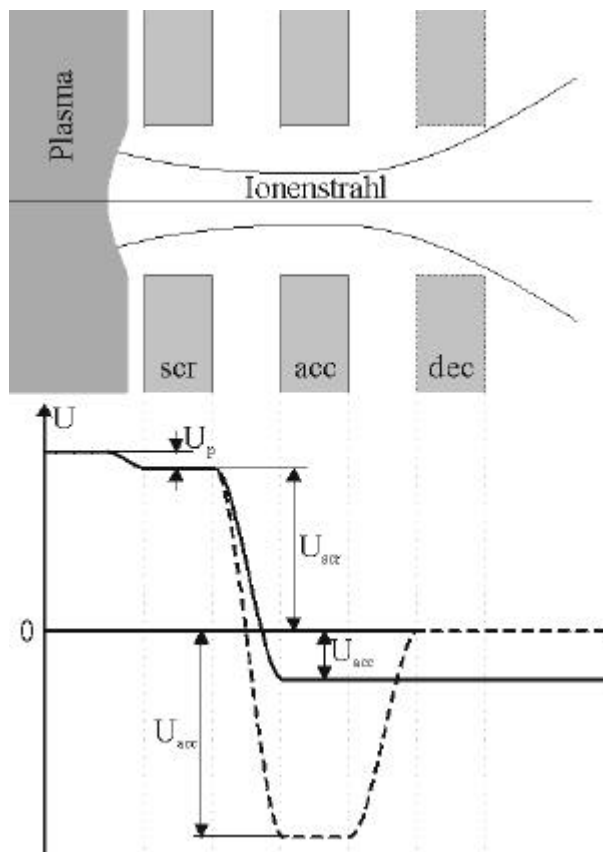


Abb. 6: Querschnitt durch die Apertur einer Mehrgitterionenoptik mit Potentialverlauf (— Zweigitterionenoptik, - - - Dreigitterionenoptik) [13]

- Beschleunigungsgitter: Die entscheidende Beschleunigung der Ionen erfolgt im Beschleunigungsbereich zwischen dem Plasma- und dem Beschleunigungsgitter. Dieses liegt auf einem geringen negativen Potential  $-U_{acc}$  (acc = acceleration). Den Ionen wird im Beschleunigungsbereich eine kinetische Energie  $e \cdot (U_{scr} + U_{acc})$  zugeführt.
- Bremsgitter: Das Bremsgitter minimiert die Divergenz des Ionenstrahls. Da es in der Regel geerdet ist, werden die Ionen auf eine Bahn nahezu parallel zur ionenoptischen Achse<sup>1</sup> gezwungen. Dabei verlieren die Ionen im Bereich zwischen dem Beschleunigungs- und Bremsgitter die kinetische Energie  $e \cdot U_{acc}$ .

In vielen Fällen wird auf den Einsatz eines Bremsgitters verzichtet. Die Abbremsung der Ionen erfolgt dann zwischen dem Beschleunigungsgitter und einem geerdeten Target. Andererseits kann den Ionen durch ein am Target angelegtes negatives Bias-Potential zusätzliche Energie zugeführt und die Divergenz verringert werden.

Der Ionenstrom des Ionenstrahls kann direkt über die an den zwei bzw. drei Gittern fließenden Ströme bestimmt werden. Da die Anzahl der am Plasmagitter abfließenden Elektronen der Anzahl der dieses Gitter passierenden Ionen entspricht, lässt sich der hier fließende Ionenstrom direkt anhand des messbaren am Gitter abfließenden Stroms  $I_{scr}$  messen. Zur Rekombination der Ionen, die zwar das Plasmagitter passiert haben, aber vom Beschleunigungs- oder Bremsgitter eingefangen werden, fließen diesen Gittern die Ströme  $-I_{acc}$  und  $-I_{dec}$  zu. Der Ionenstrom des Ionenstrahls entspricht somit dem Ableitstrom, der sich aus der Summe der an den Gittern fließenden Ströme ergibt:

$$I_{abl} = I_{scr} - I_{acc} - I_{dec} \quad (2.56)$$

<sup>1</sup> Die ionenoptische Achse ist die gedachte Gerade durch die Mittelpunkte der Gitter der Ionenoptik.

Die Ableitstromdichte  $J_{abl}$  errechnet sich aus dem Quotienten des Ableitstroms und der Fläche der Extraktionsgitter. Im Fall kreisförmiger Extraktionsgitter mit dem Radius  $r_{grid}$  beträgt sie:

$$J_{abl} = \frac{I_{abl}}{\pi \cdot r_{grid}^2} \quad (2.57)$$

Im Durchschnitt gelangt durch jede der  $n_{ap}$  gleichen Maschenöffnungen (Aperturen) der Fläche  $A_{ap}$  einer Mehrgitterionenoptik mit der Transparenz  $T_{trans}$  der Ionenstrom  $I_{ap}$ :

$$I_{ap} = \frac{I_{abl}}{n_{ap}} = \frac{J_{abl} \cdot A_{ap}}{T_{trans}} \quad (2.58)$$

Die Ionenquelle wird in der Regel bei einem Plasmagitterpotential betrieben, die einen stabilen Ableitstrom bzw. Ionenstrom gewährleisten. Ist die Ableitstromdichte bei Erhöhung des Plasmagitterpotentials konstant, so ist die Produktion der Ionen im Plasma erschöpft (Ionensättigungsbereich). Der Ionenstrom ist maximal (siehe auch Abschnitt 2.3.4.1). Bei Schwankungen des Plasmagitterpotentials im Ionensättigungsbereich bleibt er außerdem stabil. Unterhalb eines Schwellenpotentials  $U_h$  steigt die Ionenkonzentration im Plasma mit steigendem Plasmagitterpotential (Raumladungsbegrenzung). Der Ionenstrom wächst mit steigendem Potential am Plasmagitter an.

## 2.3.4 Charakteristika des Ionenstrahls

### 2.3.4.1 Perveanz und Poissance

Unter Vernachlässigung der Maschen bilden Plasma- und Beschleunigungsgitter zwei gegenüberliegende Flächen, die auf unterschiedlichem Potential liegen. Eine Zweigitterionenoptik kann daher als System aus zwei planaren Elektroden betrachtet werden. Im Bereich der Raumladungsbegrenzung gilt für den Ionenstrom zwischen den Gittern das CHILD-LANGMUIR-Gesetz (Gleichung (2.51)). Als Schichtdicke kann der Gitterabstand gesetzt werden. Der Ionenstrom und die Spannung  $U_{tot}$  zwischen den Gittern sind durch eine Konstante verknüpft:

$$\frac{I_{ap}}{U_{tot}^{3/2}} = \text{konst.} \quad (2.59)$$

Die Konstante charakterisiert den Ionenstrahler - das System aus Ionenoptik und Plasmaquelle - und wird CHILD-LANGMUIR-Perveanz  $P_{CL}$  genannt [108]. Sie berücksichtigt auch Ionenlinseffekte, die sich aus der Form der Apertur und der Aberration [109] der Optik ergeben. Ist der Ionenstrom durch Sättigungseffekte (z.B. im Ionensättigungsbereich) im Emissionsprozess begrenzt, so gilt:



$$\frac{I_{\text{ap}}}{U_{\text{tot}}^{3/2}} > P_{\text{cl}} \quad (2.60)$$

In diesem Fall charakterisiert die CHILD-LANGMUIR-Perveanz nur noch die Ionenoptik [110]. Die Raumladungseffekte werden durch die Größe  $I_{\text{ap}}/U_{\text{tot}}^{3/2}$  und die physikalischen Eigenschaften der Plasmapartikel beschrieben.

Die Einführung zweier Größen, der Poissonce  $\Pi$ , die die Raumladungseffekte beschreibt, und der Perveanz  $P$ , die die Geometrie der Ionenoptik unter Einbeziehung der Masse der Plasmateilchen charakterisiert, vereinfacht die Beschreibung des Ionenstrahlers [111]. Beide haben die Einheit  $AV^{-3/2} \equiv \text{perv}$  (Perveanz). Die Poissonce ergibt sich direkt zu [108]:

$$\Pi = \frac{I_{\text{ap}}}{U_{\text{tot}}^{3/2}} \quad (2.61)$$

Die Perveanz errechnet sich für einfach geladene Ionen aus dem CHILD-LANGMUIR-Gesetz mit dem Gitterabstand  $s$  zu [108]:

$$P = \frac{4 \cdot \epsilon_0}{9} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot e}{m_i}} \cdot \frac{A_{\text{ap}}}{s^2} \quad (2.62)$$

Im Fall einer optimalen Ionenextraktion im Bereich der Raumladungsbegrenzung haben  $\Pi$  und  $P$  den gleichen Wert. Die Effizienz der Ionenquelle, das Verhältnis des Ableitstroms zur angelegten Gitterspannung, gibt die normierte Perveanz  $\Pi/P$  an. Das obere Limit dieser Größe liegt bei 1.

#### 2.3.4.2 Halbwertsbreite, Strahlbreite und Homogenität

Die Charakteristik eines Ionenstrahls wird durch seine Ionenstromdichteverteilung bestimmt. Die Ionenstromdichte entspricht der Intensität des Ionenstrahls. Neben der maximalen Ionenstrahldichte  $J_{\text{max}}$  sind Größen entscheidend, die angeben, um welchen Prozentsatz die Intensität des Ionenstrahls abnimmt, wenn um eine Strecke  $x$  von der ionenoptischen Achse abweichend gemessen wird. Die Ionenstromdichte kann mit Hilfe eines FARADAY-Cups (siehe Anhang B.1) gemessen werden. Durch die Positionsvariation eines FARADAY-Cups in einem Ionenstrahl ergibt sich ermittelt sich die Ionenstromdichteverteilung.

Aussagen über die Strahlform geben die Halbwertsbreite und die Strahlbreite. Die Halbwertsbreite  $\Delta_{1/2}$  ist die Breite eines Signals, hier der Ionenstromdichteverteilung, an der die gemessene Größe die Hälfte des Maximalwerts  $J_{\text{max}}$  beträgt. Die Strahlbreite  $d_{\text{beam}}$  ist die Breite der Ionenstromdichteverteilung, an der sie 5 % des Maximalwerts beträgt.

Die Homogenität  $H$  einer Ionenstromdichteverteilung gibt die Fläche an, innerhalb der die Ionenstromdichte nicht unter 95 % des Maximalwerts fällt. Im Falle einer rotationssym-

metrischen Ionenstromdichteverteilung kann sie auch durch den Durchmesser  $H_x$  der Fläche, die die Homogenität beschreibt, angegeben werden.

### 2.3.4.3 Divergenz

Die Divergenz eines Ionenstrahls beschreibt die Verformung der Ionenstromdichteverteilung mit der Distanz  $z$  zur Ionenquelle. Dabei gibt der  $z$ -abhängige Divergenzwinkel im Falle eines defokussierten Ionenstrahls ein Maß für die Verbreiterung des Strahls. Er stellt einen Bezug zwischen der ursprünglichen Strahlbreite bei  $z=0$ , also dem Gitterdurchmesser  $2 \cdot r_{\text{grid}}$  im Fall einer runden Ionenoptik, und dem  $z$ -abhängigen Strahldurchmesser  $d_{\text{beam}}$  dar. Der Divergenzhalbwinkel  $\alpha_{\text{div}}$ , der die Verbreiterung des Strahls bezüglich der optischen Achse angibt, ist gegeben durch:

$$\alpha_{\text{div}} = \arctan\left(\frac{\frac{1}{2} \cdot d_{\text{beam}} - r_{\text{grid}}}{z}\right) \quad (2.63)$$

Da der Ionenstrahl aus der Summe vieler einzelner Ionenstrahlen, der Ionenstrahlen der einzelnen Aperturen, gebildet wird, wird seine Divergenz außer durch die COULOMB-

Abstoßung der Ionen nach Verlassen der Plasmaquelle auch durch die Divergenzeigenschaften der Einzelstrahlen an den Aperturen bestimmt. Der entscheidende Parameter, der diese Divergenzeigenschaften beeinflusst, ist die Gitterspannung an der Ionenoptik. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 7 dargestellt.

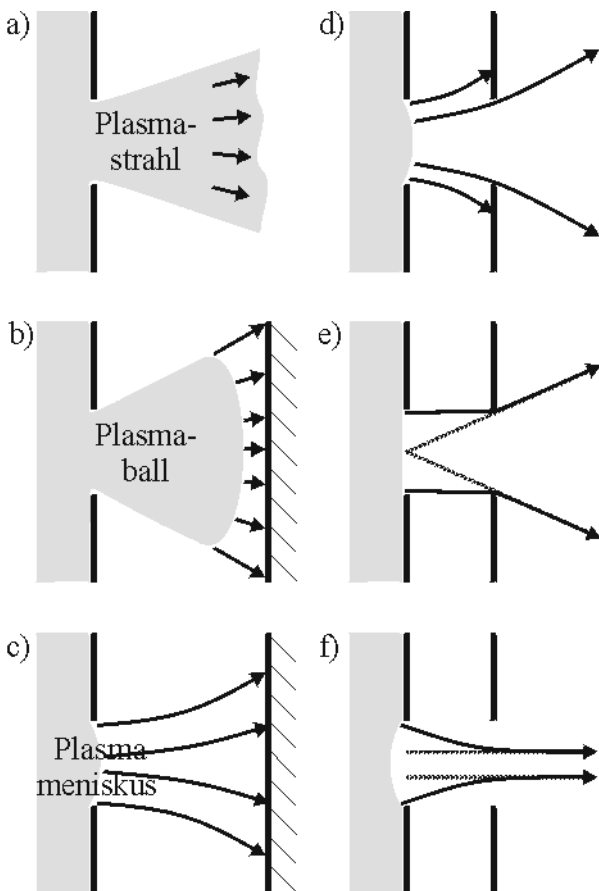


Abb. 7: Ionenextraktion durch eine Einzel- und eine Doppelgitterionenoptik

Abb. 7a-c zeigt den Einfluss der Gitterspannung auf die Eingitterextraktion anhand einer Einzelapertur. Ohne Gegenelektrode (a) strahlt das Plasma durch das Gitter in den Raum. Befindet sich hinter dem auf positivem Potential befindlichen Plasma eine geerdete Elektrode (b), bildet sich hinter der Apertur ein Plasmaball aus, aus dem positive Ionen zur Gegenelektrode heraustreten. Bei Erhöhung der Gitterspannung verkleinert sich der Plasmaball

zunehmend, bis ein Meniskus an der Apertur entsteht (c), aus dem Ionen heraustreten und auf die Gegenelektrode treffen.

Das Beschleunigungsgitter erhöht den Ionenstrom durch die Apertur und beschleunigt die positiven Ionen aus dem Plasma. Um dieses möglichst effektiv zu gewährleisten, sollte das Beschleunigungsgitter auf gegenüber dem Plasmagitter geringem negativen Potential  $U_{\text{acc}}$  liegen. Maximaler Ionenstrom wird erreicht, indem das Potential am Beschleunigungsgitter so eingestellt wird, dass die Divergenz minimal ist. Abb. 7d-f verdeutlicht dieses. Eine zu hohe Beschleunigungsspannung bewirkt aufgrund der elektrostatischen Anziehung eine große Divergenz. Die Ionen treffen teilweise auf das Beschleunigungsgitter und werden dort rekombiniert (d). Eine zu geringe Spannung verkleinert den Ionenstrom. Bei einem geraden unendlichen (e) oder negativen (f) Meniskusradius, durch Erhöhung des Plasmapotentials erzielt, ist es im Idealfall möglich, dass alle das Plasma verlassenden Ionen das Beschleunigungsgitter passieren (maximale Poissance).

#### 2.3.4.4 Ionenenergie

In Abschnitt 2.3.3 wird auf die Potentialverteilung in einer Mehrgitterionenoptik eingegangen. Aus dieser Potentialverteilung lässt sich die Energie der Ionen leicht berechnen, wenn man die Stöße zwischen den Partikeln im Ionenstrahl vernachlässigt.

In einer Zweigitterionenoptik beträgt das Plasmagesamtpotential  $U_{\text{scr}} + U_{\text{p}}$ . Durch das Beschleunigungsgitter wird einem einfach geladenem Ion die kinetische Energie entsprechend der Differenz des Plasmagesamtpotentials und des Potentials  $-U_{\text{acc}}$  zugeführt. Beim Verlassen der Ionenoptik oder beim Auftreffen auf ein ungeladenes dielektrisches Target hat das Ion die Energie:

$$E_{\text{ion}} = e \cdot (U_{\text{scr}} + U_{\text{p}} + U_{\text{acc}}) \quad (2.64)$$

Beim Einsatz eines geerdeten Bremsgitters oder beim Auftreffen des Ions auf ein geerdetes elektrisch leitendes Target ist das Bezugspotential Null.  $U_{\text{acc}}$  fällt dann im Summanden im Klammerausdruck in Gleichung (2.64) weg. Liegt ein Target auf dem Potential  $-U_{\text{bias}}$ , wird  $U_{\text{acc}}$  durch  $U_{\text{bias}}$  als Bezugspotential ersetzt.

Die genaue Ionenenergieverteilung in einem Ionenstrahl lässt sich mittels eines Retarding-Field-Analyzers (RFA) bestimmen. Der Aufbau und die Funktionsweise des RFA sind in Anhang B.2 aufgeführt.

## 2.4 Grundlagen zur Absorptionsspektroskopie

### 2.4.1 Lichtabsorption

Durchquert ein Lichtstrahl der Wellenlänge  $\lambda$  ein Medium, so kann es in diesem durch Anregung der Teilchen zur Absorption des Lichtstrahls kommen. Die Intensitätsabnahme  $dI$  des Lichts ist proportional zur Intensität  $I$  und zur durchlaufenen Strecke  $dx$ :

$$dI = -\alpha \cdot I \cdot dx \quad (2.65)$$

$\alpha$  stellt den wellenlängenabhängigen Absorptions- oder Extinktionskoeffizienten dar. Integration von Gleichung (2.65) führt zum LAMBERT-BEER-Gesetz, das die Intensität  $I$  des Lichtes mit der Ausgangsintensität  $I_0 = I(x=0)$  an der Stelle  $x$  angibt:

$$I = I_0 \cdot e^{-\alpha \cdot x} \quad (2.66)$$

Da Atome und Moleküle eine Vielzahl von Energiezuständen besitzen, bei denen Absorption auftreten kann, hängt die Größe des Absorptionskoeffizienten von der Art des Moleküls und der Symmetrie und Struktur der Energiezustände ab, zwischen denen bei der Absorption ein Übergang stattfindet [112]. Soll im Rahmen des klassischen Oszillatormodells der Absorptionskoeffizient mit speziellen Atom- oder Molekülübergängen verknüpft werden, müssen die Übergangswahrscheinlichkeiten eines Übergangs zwischen zwei Energiezuständen  $E_i$  und  $E_j$  berechnet werden. Dies ist jedoch nur mit Hilfe der Quantenmechanik möglich [113]. Durch die Einführung der messbaren Größe der Oszillatorstärke des Übergangs können quantenmechanische Berechnungen vermieden werden. Die Oszillatorstärke  $f_{ij}$  gibt den Anteil der Übergänge von einem Energiezustand  $E_i$  auf den Energiezustand  $E_j$  bezüglich aller möglichen Übergänge von  $E_i$  an, wenn Licht des gesamten Spektrums eingestrahlt wird. Zu den Energiezuständen  $E_j$  zählen auch die des Kontinuums. Die Summe aller zum Energieausgangszustand  $E_i$  gehörenden Oszillatorstärken ergibt dabei 1.

Der Imaginärteil des Brechungsindex eines absorbierenden Mediums kann beschrieben werden als [112]:

$$n_i = \frac{N_i \cdot e^2}{4\pi \cdot \epsilon_0 \cdot m} \cdot \sum_j \frac{v \cdot f_{ij} \cdot \gamma_{ij}}{(v_{ij}^2 - v^2)^2 + \gamma_{ij}^2 \cdot v^2} \quad (2.67)$$

Dabei ist  $N_i$  die Dichte der Teilchen im Zustand  $E_i$ ,  $m$  die Atommasse,  $v$  die Frequenz des eingestrahlten Lichts und  $v_{ij}$  die zur Energie  $E_j = h \cdot v_{ij}$  ( $h$  stellt das PLANCK'sche Wirkungsquantum dar) analoge Frequenz.  $\gamma_{ij}$  ist die zur Energieunschärfe korrespondierende Frequenz des Übergangs  $v_{ij}$  (siehe Abschnitt 2.4.2.1). Der Absorptionskoeffizient ist proportional zu  $n_i$  [112]:

$$\alpha = \frac{4\pi \cdot \nu}{c} \cdot n_i \quad (2.68)$$

Die Intensität einer Lichtwelle der Frequenz  $\nu$  ist definiert als Energie  $h\nu$  pro Flächen- und Zeiteinheit. Aus Gleichung (2.65) folgt daraus für die im Frequenzintervall  $d\nu$  und im Volumenelement  $dV = A dx$  mit der Querschnittsfläche  $A$  absorbierte Leistung  $dP$ :

$$dP d\nu = \alpha(\nu) \cdot I(\nu) \cdot A dx d\nu \quad (2.69)$$

Aus der Integration über alle Frequenzen, die zum Übergang  $E_i \rightarrow E_j$  beitragen, folgt die durch den Übergang pro Volumenelement absorbierte Leistung:

$$P_{ij} = \int \alpha_{ij}(\nu) \cdot I(\nu) d\nu dV \quad (2.70)$$

Liegt die Frequenz des einfallenden Lichts innerhalb der Absorptionslinienbreite und ist die Intensität  $I(\nu)$  über den Absorptionsbereich konstant (optisch dünnes Medium), so gilt  $I(\nu) = I(\nu_{ij})$  und:

$$P_{ij} = I(\nu_{ij}) \cdot \int_0^{\infty} \alpha_{ij}(\nu) d\nu dV \quad (2.71)$$

Die Wahrscheinlichkeit  $\Pi_{ij}$ , dass in einem Atom oder Molekül pro Zeiteinheit ein Übergang stattfindet, ist proportional zur Anzahl der Photonen der Energie  $h\nu$ , also der spektralen Energiedichte  $\rho(\nu)$  [112]:

$$\Pi_{ij} = 2\pi \cdot B_{ij} \cdot \rho(\nu) \quad (2.72)$$

Der Proportionalitätsfaktor  $B_{ij}$  ist der EINSTEIN-Koeffizient der Absorption. Aus Gleichung (2.72) folgt für die pro Volumen absorbierte Leistung:

$$P_{ij} = 2\pi \cdot h \cdot \nu \cdot N_i \cdot B_{ij} \cdot \rho(\nu) dV = 2\pi \cdot \frac{h \cdot \nu}{c} \cdot N_i \cdot B_{ij} \cdot I(\nu) dV \quad (2.73)$$

Aus der Kombination der Gleichungen (2.67), (2.68), (2.71) und (2.73) folgt für den EINSTEIN-Koeffizienten  $B_{ij}$  in der Umgebung der Übergangsfrequenz ( $\nu_{ij} \gg |\nu_{ij} - \nu|$ ):

$$B_{ij} = \frac{e^2 \cdot f_{ij}}{8\pi \cdot h \cdot \nu_{ij}^2 \cdot \epsilon_0 \cdot m} \cdot \int_0^{\infty} \frac{\nu \cdot \gamma_{ij}}{(\nu_{ij} - \nu)^2 + \left(\frac{\gamma_{ij}}{2}\right)^2} d\nu = \frac{e^2}{4 \cdot \epsilon_0 \cdot m \cdot h \cdot \nu^2} \cdot f_{ij} \quad (2.74)$$

### 2.4.2 Spektrallinien

Übergänge zwischen zwei Energieniveaus  $E_i$  und  $E_j$  treten nicht als streng monochromatische Spektrallinien mit der Differenz der Eigenfrequenzen - der Resonanzfrequenz  $\nu_0 = (E_i - E_j)/h$  - auf, sondern mit der endlichen Linienbreite  $\Delta\nu$ . Die Form der Spektrallinie wird durch eine Linienformfunktion  $g(\nu)$  beschrieben.

Besteht ein absorbierendes oder emittierendes Medium aus identischen Atomen oder Molekülen, die sich im identischen energetischen Zustand befinden, weisen sie die gleiche Resonanzfrequenz  $\nu_0$  mit der gleichen Energieunschärfe  $\Delta E$  auf und tragen somit mit gleicher Wahrscheinlichkeit zur Absorption oder Emission einer Frequenz  $\nu$  bei [114]. Spontane Emission [115], desaktivierende Stöße [117] und andere Prozesse begrenzen die Lebensdauer eines atomaren oder molekularen Zustands. Frequenz- und phasenändernde Stöße etc. verursachen schnelle statistische Niveauabstandsschwankungen. Diese Prozesse führen für jedes atomare oder molekulare System zu einer eigenen Resonanzfrequenz, die von  $\nu_0$  abweicht. Es kommt zur Spektrallinienverbreiterung, die als homogene Linienverbreiterung bezeichnet wird. Prozesse, die zu einer zeitlich konstanten (z.B. STARK-Effekt in Festkörpern [115]) oder zu einer langsam fluktuierenden (DOPPLER-Effekt in verdünnten Gasen) Verteilung der Resonanzfrequenzen führen, bewirken eine Streuung der Resonanzfrequenzen der einzelnen atomaren oder molekularen Systeme. Dieses führt zur sogenannten inhomogenen Linienverbreiterung.

Die Halbwertsbreite der homogenen Linienverbreiterung, die durch die endliche Lebensdauer oder Zerfallszeit von Zuständen verursacht wird, steht im direkten Zusammenhang mit der HEISENBERG'schen Unschärferelation [118]-[120]. Diese besagt, dass bei einem Zustand der Lebensdauer  $\tau$  die Energie  $E$  nur bis auf  $\Delta E = h/\tau$  zu bestimmen ist. Die Unschärfe der Frequenz ergibt sich daraus zu  $\Delta \nu = 1/\tau$ . Treten in einem Absorptions- oder Emissionsprozess mehrere homogene Verbreiterungen der Zerfallszeiten  $\tau_i$  und der entsprechenden Halbwertsbreiten  $\Delta \nu_i$  auf, so können die Halbwertsbreiten addiert werden [114].

#### 2.4.2.1 Natürliche Linienbreite

Die klassische Strahlungsdämpfung [121] ist eine homogene Linienverbreiterung, die bei jedem Atom oder Molekül umgebungsunabhängig auftritt. Sie ist durch die natürliche Linienbreite  $\Delta \nu_0$  und die entsprechende Zerfallszeit der spontanen Emission  $\tau_{sp}$  gekennzeichnet. Eine klassische Berechnung der Linienbreite führt zu [121]:

$$\Delta \nu_0 = \frac{1}{2\pi \cdot \tau_{sp}} = \frac{A_{ji}}{2\pi} \quad (2.75)$$

Dabei ist  $A_{ji}$  der EINSTEIN-Koeffizient der spontanen Emission eines Photons aufgrund des Übergangs eines Elektrons vom Niveau  $j$  zum Niveau  $i$ .

Quantenmechanisch entspricht die Strahlungsdämpfung einer Störung des Atoms oder des Moleküls durch die im Vakuum stets vorhandenen Nullpunktschwankungen des elektromagnetischen Felds [122][123].

### 2.4.2.2 Laserlinienbreite

Die Laserlinienbreite ist die Breite des Strahlungsprofils des vom Laser emittierten Lichts. Wenn der Laserstrahl als absorptionsspektroskopisches Werkzeug eingesetzt wird, bestimmt die Laserlinienbreite die Auflösung von Absorptionslinien.

Um aus dem gemessenen Absorptionsprofil die tatsächliche Linienbreite des Übergangs zu erhalten, müssen die sich überlagernden Profile des Laserlinienprofils und des Absorptionsprofils entfaltet werden. Im Falle zweier GAUSS-Verteilungen mit der Laserlinienbreite  $\Delta v_L$  und der gemessenen Linienbreite  $\Delta v_M$  ergibt sich die Linienbreite  $\Delta v$  des Absorptionsprofils aus:

$$\Delta v = \sqrt{\Delta v_M^2 - \Delta v_L^2} \quad (2.76)$$

### 2.4.2.3 Druckverbreiterung

Die Druckverbreiterung ist die homogene Linienverbreiterung, die durch elastische Stöße der Teilchen, deren Anzahl mit zunehmendem Druck  $p$  steigt, verursacht wird. Zur groben Abschätzung der Druckverbreiterung wird ein ruhendes Atom betrachtet, das mit einem anderen Teilchen unter dem klassischen atomaren Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{kl} = \pi \cdot r_{at}^2$  stößt ( $r_{at}$  = Teilchenradius) [124]. Dieses hat die Geschwindigkeit  $v$  und stößt mit dem ruhenden Atom in der Zeit  $t$ , wenn es sich im gedachten Zylinder mit dem Volumen  $\sigma_{kl} \cdot v$  befindet. Bei  $n$  stoßenden Teilchen pro Volumen errechnet sich die Stoßrate zu  $n\sigma_{kl} \cdot v$ . Der Kehrwert der Stoßrate entspricht der Zeit  $\tau_{ww}$ , während der das Teilchen mit dem elektromagnetischen Feld wechselwirken kann. Die homogene Druckverbreiterung ergibt sich dann zu:

$$\Delta v_p = \frac{1}{\pi \cdot \tau_{ww}} = n \cdot v \cdot r_{at}^2 \quad (2.77)$$

Mit der Geschwindigkeitsverteilung der kinetischen Gastheorie (Gleichung (2.22)) und der Zustandsgleichung idealer Gase  $p = n \cdot k_B \cdot T$  ergibt sich die Druckverbreiterung zu [114]:

$$\Delta v_p = 8 \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi \cdot m \cdot k_B \cdot T}} \cdot p \cdot r_{at}^2 \quad (2.78)$$

### 2.4.2.4 DOPPLER-Verbreiterung

Die inhomogene DOPPLER-Verbreiterung ist eine Folge des DOPPLER-Effekts. Im Bezugssystem eines Teilchens, das sich mit der nichtrelativistischen Geschwindigkeitskomponente  $v_x \ll c$  entgegen dem Ausbreitungsvektor der elektromagnetischen Strahlung

bewegt, erscheint die Wellenlänge der Strahlung verkürzt. Die Frequenz der Strahlung beträgt dann:

$$v = v_0 \cdot \left(1 + \frac{v_x}{c}\right) \quad (2.79)$$

Im Fall eines Gases mit Atomen oder Molekülen der Masse  $m$  und der absoluten Temperatur  $T$  ergibt sich aus Gleichung (2.21) unter der Betrachtung der Geschwindigkeitskomponente  $v_x$  die MAXWELL-Geschwindigkeitsverteilung:

$$\frac{dN(v_x)}{N} = \sqrt{\frac{m}{2\pi \cdot k_B \cdot T}} \cdot e^{-\frac{m \cdot v_x^2}{2 \cdot k_B \cdot T}} dv_x \quad (2.80)$$

Es gilt:

$$\frac{v_x}{c} = \frac{\Delta v}{v_0} = -\frac{\Delta \lambda}{\lambda_0} \quad (2.81)$$

Daher lässt sich Gleichung (2.80) durch die Frequenz ausdrücken. Die Intensität des Lichtes bei der Frequenz  $v$  ist proportional zu  $dN(v)$ . Es ergibt sich die GAUSS-Verteilung:

$$I_v = I_0 \cdot e^{-\frac{m(v_0 - v)^2}{2 \cdot k_B \cdot T \cdot v_0^2}} \quad (2.82)$$

$I_0$  ist die Lichtintensität bei der Frequenz  $v_0$ . Die DOPPLER-Breite  $\Delta v_D$  ergibt sich zu [114]:

$$\Delta v_D = 2 \cdot \sqrt{\ln 2 \cdot \frac{k_B \cdot T}{m \cdot c^2}} \cdot v_0 \quad (2.83)$$

Sind die zu untersuchenden Teilchen nicht MAXWELL-verteilt, sondern unterliegen der von THOMPSON beschriebenen Verteilung in Gleichung (2.19), so ergibt sich die Geschwindigkeitsverteilung mit  $dN \sim dY$  unter der Betrachtung der Geschwindigkeitskomponenten  $v_x$  zu:

$$\frac{dY}{d\Omega} \propto \frac{dN(v_x)}{N} \propto \frac{v_x}{(v_x^2 + v_b^2)^3} dv_x \quad (2.84)$$

Mit Gleichung (2.81) lässt sich daraus analog zu Gleichung (2.82) die Intensität des Lichts bei der Frequenz  $v$  berechnen. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, dass die Intensität des Lichts von der Teilchendichte im Messvolumen abhängt, also vom Produkt aus  $d^2Y/d\Omega dv$  und der Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Teilchens in diesem Volumen. Letztere ist proportional zu  $v^{-1}$ . Somit ist die Intensität des Lichts der Frequenz  $v$  proportional zu  $v dY$ . Es ergibt sich:

$$I_v \propto \frac{1}{\left( (v_0 - v)^2 + \left( \frac{v_b}{c} \cdot v_0 \right)^2 \right)^3} \quad (2.85)$$

Bezogen auf die Wellenlänge hat damit ein normiertes Wellenprofil die Form:



$$f(\lambda)d\lambda = \frac{8 \cdot \lambda_0 \cdot \lambda_b^5}{3\pi \cdot c} \cdot \frac{1}{(\lambda^2 + \lambda_b^2)^3} d\lambda \quad (2.86)$$

$\lambda_0$  ist die der Übergangsfrequenz entsprechende und  $\lambda_b$  die zur Oberflächenbindungsenergie korrespondierende Wellenlänge:

$$\lambda_b = \frac{v_b}{c} \cdot \lambda_0 = \frac{\lambda_0}{c} \cdot \sqrt{\frac{2}{M_t} \cdot E_B} \quad (2.87)$$

#### 2.4.2.5 Sättigungsverbreiterung

Eine in ein absorbierendes Medium eingestrahlte elektromagnetische Welle bewirkt eine Sättigung der Besetzungsdichten der betrachteten Zustandsänderungen. Ein Atom, das durch die Absorption eines Photons eine Zustandsänderung erfahren hat, steht für die Absorption eines weiteren Photons nicht zur Verfügung, wenn keine Relaxation zurück in den Ausgangszustand stattgefunden hat. Da die Absorption für Photonen der Frequenz  $\nu = \nu_0$  am wahrscheinlichsten ist, ist hier der Effekt der Sättigung am größten und nimmt mit wachsendem  $|\nu_0 - \nu|$  ab. Dadurch ergibt sich eine Stauchung und somit eine Verbreiterung des Linienprofils. Die Linienbreite errechnet sich für ein Zweiniveausystem (nur Absorption und Relaxation zwischen zwei Niveaus) aus der natürlichen Linienbreite zu [112]:

$$\Delta\nu_s = \Delta\nu_0 \cdot \sqrt{1 + S_{ij}} \quad (2.88)$$

$S_{ij}$  gibt dabei den Sättigungsparameter, den Quotienten aus der Absorptionsrate und der Relaxationsrate des Übergangs  $i \rightarrow j$  an. Mit den EINSTEIN-Koeffizienten der Absorption  $B_{ij}$ , der spontanen und induzierten Emission  $A_{ji}$  und  $B_{ji}$  sowie der spektralen Leistungsdichte  $\rho(\nu)$ , beträgt der Sättigungsparameter [125]:

$$S_{ij} = \frac{B_{ij} + B_{ji}}{A_{ji}} \cdot \rho(\nu) \quad (2.89)$$

Die EINSTEIN-Koeffizienten sind zueinander proportional [115][116]:

$$B_{ij} = \frac{g_j}{g_i} \cdot \frac{\lambda_0^3}{8\pi \cdot h} \cdot A_{ji} \quad (2.90)$$

$$B_{ji} = \frac{\lambda_0^3}{8\pi \cdot h} \cdot A_{ji} = \frac{g_i}{g_j} \cdot B_{ij} \quad (2.91)$$

$g_k$  sind die statistischen Gewichtungen der Zustände  $k$ , die sich aus dem Grad ihrer Entartung ergeben. Gleichung (2.89) wird zu:

$$S_{ij} = \frac{\lambda_0^3}{8\pi \cdot h} \left( 1 + \frac{g_j}{g_i} \right) \cdot \rho(\nu) \quad (2.92)$$

Die spektrale Leistungsdichte  $\rho_L = \rho(\nu)$  ergibt sich für einen eingestrahnten monochromatischen Lichtstrahl der Energie  $E_L$ , der Querschnittsfläche  $A_L$ , der Pulsdauer  $\tau_p$  und der Linienbreite  $\Delta\nu_L$  zu:

$$\rho_L = \frac{E_L}{A_L \cdot \tau_p \cdot c \cdot \Delta\nu_L} \quad (2.93)$$

## 2.5 Funktionsprinzip der Cavity-Ringdown-Spectroscopy (CRDS)

### 2.5.1 Absorptionskoeffizient

Die Cavity-Ringdown-Spectroscopy (CRDS) ermöglicht es, Teilchendichten extrem dünner gasförmiger Medien ( $N < 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ) absorptionsspektroskopisch zu messen. Der Absorptionskoeffizient  $\alpha(\lambda)$  in einem Medium, ergibt sich aus dem Produkt der Teilchendichte  $N$  und dem Absorptionsquerschnitt  $\sigma(\lambda)$ . Die geringe Teilchendichte der zu untersuchenden Medien macht die Anwendung der Absorptionsspektroskopie mit einmaliger Durchquerung eines Lichtstrahls aufgrund des geringen Unterschieds zwischen Eingangs- und Ausgangsintensität, der unterhalb der Messbarkeit für diese Methode liegt, unbrauchbar. Bei der CRDS wird die Absorption eines analysierenden Laserstrahls vergrößert, indem er mehrfach das absorbierende Medium durchquert. Dazu wird ein Laserpuls in einen CRD-Resonator bestehend aus zwei hochreflektierenden Spiegeln (engl. cavity) eingekoppelt. An einem der Spiegel wird die Ausgangsintensität des Laserstrahls gemessen, die aufgrund der Absorption im Medium und der Verluste an den Spiegeln mit jedem Resonatordurchgang abnimmt. Aufgetragen gegen die Zeit ergibt sich ein typisches exponentiell abklingendes (engl. ringdown) Signal.

In Abb. 8 ist das Funktionsprinzip der CRDS in einer Skizze dargestellt. Der Laserpuls mit der Intensität  $I_{\text{ein}}$  eines durchstimmbaren Lasers wird in einen CRD-Resonator der Länge  $L$  bestehend aus zwei hochreflektierenden Spiegeln (Reflektivität  $R > 99,5\%$ ) eingekoppelt. Am zweiten Spiegel wird mit einem geeigneten Detektor, wie einem Photomultiplier, außerhalb des Resonators ein wesentlich schwächerer Lichtpuls registriert. Die Intensität des Lichtpulses beträgt für den Fall, dass sich kein absorbierendes Medium im Resonator befindet,  $I_0 = (1-R)^2 \cdot I_{\text{ein}}$ . Der größte Teil der eingekoppelten Intensität wird reflektiert und bei jedem Umlauf um den Faktor  $R^2$  abgeschwächt. Nach  $n$  Umläufen beträgt die am Detektor registrierte Intensität  $I_n$  des Signals:

$$I_n = I_0 \cdot R^{2n} = I_0 \cdot e^{2n \cdot \ln R} \quad (2.94)$$

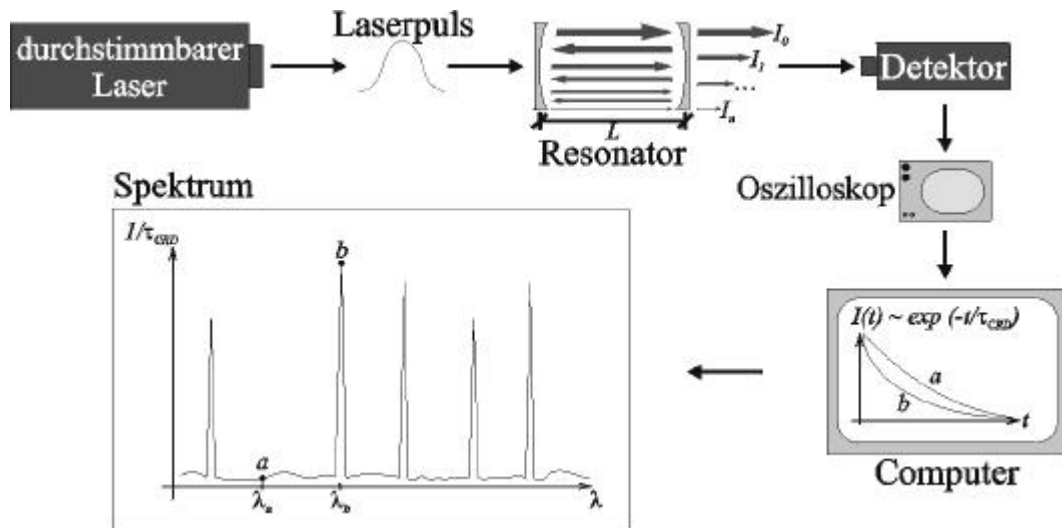


Abb. 8: Prinzipskizze der CRDS

Die Zeit  $t$ , die das Licht für  $n$  Umläufe im Resonator benötigt, beträgt:

$$t = 2 \cdot L \cdot \frac{n}{c} \quad (2.95)$$

Wird die diskrete Größe  $n$  durch die kontinuierliche Größe  $t$  in Gleichung (2.94) ersetzt, ergibt sich:

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-2\Gamma t} \quad (2.96)$$

Dabei ist  $\Gamma$  der Intensitätsverlust pro CRD-Resonatorumlauf, der unter Vernachlässigung von Diffraktionsverlusten [126] beschrieben werden kann als:

$$\Gamma = \frac{-c \cdot \ln R}{2 \cdot L} \quad (2.97)$$

Die mit der Zeit exponentielle Abnahme der Intensität in Gleichung (2.96) wird von einem am Detektor angeschlossenen Oszilloskop aufgenommen und kann an einem Computer ausgewertet werden. Die Abklingzeit  $\tau_{CRD}$  – die Zeit in der das Abklingsignal vom Maximum auf dessen 1/e-ten Wert abgefallen ist – beträgt:

$$\tau_{CRD} = \left| \frac{1}{2 \cdot \Gamma} \right| = \frac{L}{c \cdot |\ln R|} \approx \frac{L}{c \cdot (1 - R)} \quad (2.98)$$

Wird der Resonator mit einem absorbierenden Medium gefüllt, durchquert der Laserstrahl pro Umlauf das Medium zweimal, und bei der Berechnung der ausgekoppelten Intensität ist das LAMBERT-BEER-Gesetz in Gleichung (2.66) zu berücksichtigen. Gleichungen (2.94) und (2.96) verändern sich zu:

$$I_n = I_0 \cdot (R \cdot e^{-\alpha L})^{2n} \quad (2.99)$$

$$I(t) = I_0 \cdot e^{-\frac{\alpha L + |\ln R|}{L} c \cdot t} \quad (2.100)$$

Dabei wird angenommen, dass die Streuverluste des Laserlichts durch die Gaspartikel des Mediums RAYLEIGH-Streuung [113][112] und MIE-Streuung [127] gegenüber den Verlusten an den Spiegeln vernachlässigbar sind [22]. Die Abklingzeit der Intensität verringert sich gegenüber der des leeren Resonators zu:

$$\tau_{\text{CRD}}(\lambda) = \left[ \alpha(\lambda) \cdot c + (1 - R(\lambda)) \cdot \frac{c}{L} \right]^{-1} \quad (2.101)$$

Auflösen der Gleichung (2.101) nach  $\alpha(\lambda)$  ergibt:

$$\alpha(\lambda) = \frac{1}{c \cdot \tau_{\text{CRD}}(\lambda)} + \frac{1 - R(\lambda)}{L} \quad (2.102)$$

Wird die Wellenlänge variiert, ergibt sich durch das Auftragen der Abklingzeit über die Wellenlänge das Absorptionsspektrum des Mediums. Der zweite Summand in Gleichung (2.102) kann durch Umrechnung gemäß Gleichung (2.98) durch die Abklingzeit des leeren Resonators (bzw. Abklingzeit  $\tau_0$  bei Laserwellenlängen ohne Absorption) ersetzt werden. Ist die Ausdehnung des absorbierenden Mediums in Ausbreitungsrichtung des Laserpulses (Absorptionslänge  $d$ ) geringer als die Länge des Resonators, muss in Gleichung (2.102) der Faktor  $L/d$  hinzugefügt werden. Der Absorptionskoeffizient eines Energieübergangs in einem Atom oder Molekül ergibt sich somit aus der Integration über ein Absorptionssignal zu:

$$\alpha = \frac{L}{d \cdot c} \cdot \int \left( \frac{1}{\tau_{\text{CRD}}(\lambda)} - \frac{1}{\tau_0} \right) d\lambda \quad (2.103)$$

## 2.5.2 Abklingsignal

In einem CRD Resonator treten Modeneffekte auf, die je nach Experiment störend wirken oder bei der Auswertung des Abklingsignals ausgenutzt werden können. Der Einfluss der Modeneffekte auf des Abklingsignal hängt von der Laserpulslänge und der Länge des CRD-Resonators ab.

Ein genaues mathematisches Modell der Zeit- und Laserfrequenzabhängigkeit des Abklingsignals wurde von HODGES et al. [126] unter Anwendung einer Eigenmodenanalyse entwickelt. Demnach besitzt der CRD-Resonator transversal elektromagnetische Moden  $\text{TEM}_{qmn}$ , die durch GAUSS-hermitsche Polynome der Ordnung  $(m,n)$  beschrieben werden. Die Indizes  $(m,n)$  repräsentieren die Anzahl der Knoten des transversalen elektromagnetischen Felds und  $q$  gibt die Anzahl der Knoten der stehenden Welle parallel zur CRD-Resonatorachse an. Die Eigenfrequenzen  $\nu_{qmn}$  eines leeren CRD-Resonators der Länge  $L$  mit dem Konkavradius  $R_s$  der Spiegel sind gegeben durch [128][129]:

$$v_{qmn} = \frac{c}{2 \cdot L} \left[ q + \frac{2}{\pi} \cdot \arctan \left( \frac{1}{\sqrt{L \cdot (2 \cdot R_s - L)}} \right) \cdot (m + n + 1) \right] \quad (2.104)$$

Das Zeit-abhängige CRD-Signal  $E(t)$  eines leeren CRD-Resonators hat mit der Amplitude  $E_0$  der eingekoppelten zeitlich kohärenten Welle die Form [126]:

$$E(t) = 2\pi \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \cdot \frac{E_0^2}{\gamma} \cdot \Gamma^2 \cdot e^{-2\Gamma t} \cdot \sum_{mn} |C_{mn}|^2 \cdot \left[ \sum_{q=q_{\min}}^{q_{\max}} e^{-\frac{2\pi^2}{\gamma}(v_{qmn}-v_c)^2} + 2 \cdot \sum_{q=q_{\min}}^{q_{\max}-1} \sum_{q'=q+1}^{q_{\max}} e^{-\frac{\pi^2}{\gamma}(v_{qmn}-v_c)^2} \cdot e^{-\frac{2\pi^2}{\gamma}(v_{q'mn}-v_c)^2} \cdot \cos(2\pi \cdot (v_{qmn} - v_{q'mn}) \cdot t) \right] \quad (2.105)$$

$\mu_0$  ist die magnetische Feldkonstante,  $C_{mn}$  der räumliche Kopplungskoeffizient [130]-[133],  $\Gamma$  der Intensitätsverlust pro CRD-Resonatorumlauf aus Gleichung (2.97) und  $v_c = v_{000}$  die Nullmodenfrequenz. Der Koeffizient  $\gamma$  berücksichtigt die Dauer  $\tau_p$  des Laserpulses:

$$\gamma = \frac{2 \cdot \ln 2}{\tau_p} \quad (2.106)$$

Die Anzahl der Longitudinalmoden, die zum Signal beitragen, ist proportional zum Verhältnis  $\eta_f$  des Doppelten der zur Laserpulslänge korrespondierenden Frequenzbreite  $\gamma^{1/2}/(2\pi)$  zum Longitudinalmodenabstand des CRD-Resonators  $c/(2L)$  [126]:

$$\eta_f = \frac{2 \cdot \sqrt{\gamma} \cdot L}{\pi \cdot c} \quad (2.107)$$

Für unterschiedliche Anwendungen der CRDS lassen sich verschiedene Designs des CRDS-Systems wählen, mit denen sich unterschiedlich stark modenbeeinträchtigte Abklingsignale generieren lassen. Die Art des Abklingsignals hängt von der Zahl  $\eta_f$  ab und lässt sich in drei generelle Typen einteilen, die in Abb. 9 dargestellt sind.

Im Fall eines kurzen CRD-Resonators ( $\eta_f \ll 1$ , Abb. 9a) ist eine longitudinale Mode jeder Transversalmode dominant. Die durch den CRD-Resonator transportierte Energie hängt stark von der Laserwellenlänge ab. Die Anregung einer einzelnen Mode erzeugt solange einen

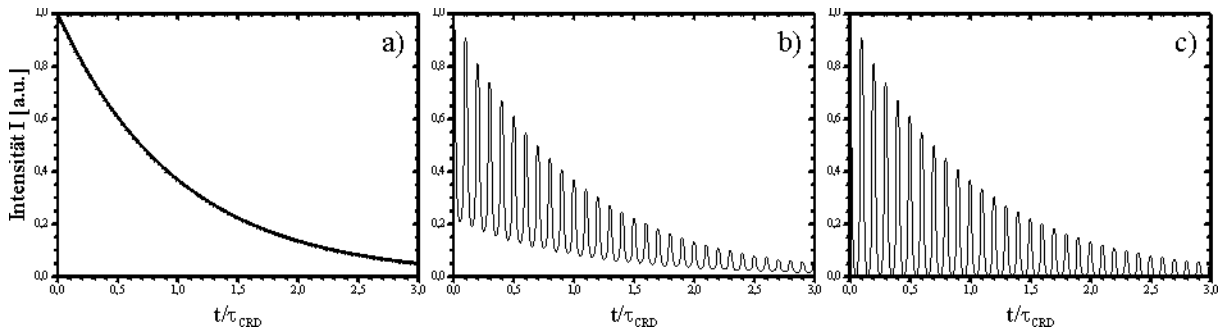


Abb. 9: Abklingsignale berechnet nach der Theorie von HODGES et al. für einen kurzen, mittleren und langen CRD-Resonator [126]

exponentiellen Abfall, wie die Orthogonalität gewahrt ist und die Verluste unabhängig von der Ordnung der Transversalmoden sind. Ein kurzer Resonator eignet sich für quantitative, hochsensible Absorptionsmessungen [134]-[137].

Im entgegengesetzten Fall eines langen CRD-Resonators ( $\eta_f > 1$ , Abb. 9c) werden mehrere Longitudinalmoden ohne Berücksichtigung der Laserwellenlänge angeregt. Das Abkling-signal hat die Form einer Serie von Einzelpulsen der Länge, die das Licht für die zweimalige Durchquerung des CRD-Resonators benötigt. Die Amplitude der Pulse fällt dabei exponentiell mit der Zeit ab. Der lange CRD-Resonator eignet sich für spektroskopische Messungen, bei denen keine hochsensible Frequenzauflösungen erforderlich sind [138][139].

Wird ein CRD-Resonator benutzt (Abb. 9b), dessen Länge die zwischen der der Extremfälle liegt (mittlere Länge), sinkt die Intensität des Abklingsignals moduliert mit Longitudinal- und Transversalmoden. Die Modulation hängt von der Laserwellenlänge und der Longitudinalmodenanzahl  $\eta_f$  ab. Mit einem mittellangen CRD-Resonator kann seine hohe Frequenzauflösung ausgenutzt werden [140].

## 2.6 Teilchendichteermittlung von Silizium mit CRDS

### 2.6.1 Das Si I ( $3s^23p^2 \rightarrow 3s^23p4s$ )-Multiplett

Wie bereits erwähnt ergibt sich der Absorptionskoeffizient eines Energieübergangs aus dem Produkt seines wellenlängenabhängigen Wirkungsquerschnitts  $\sigma(\lambda)$  und der Dichte der betrachteten Teilchen im Ausgangsenergiezustand  $E_i$ . Die Teilchendichte  $N_i$  ergibt sich somit aus einem Absorptionsprofil zu:

$$N_i = \frac{\int \alpha(\lambda) d\lambda}{\int \sigma(\lambda) d\lambda} \quad (2.108)$$

Bei der Absorption eines Photons durch ein Atom wird ein Elektron von einem unteren Niveau  $i$  auf ein höheres Niveau  $j$  angehoben. Der Wirkungsquerschnitt dieser Wechselwirkung beträgt [116][141]:

$$\sigma(\lambda) = \frac{e^2 \cdot \lambda_0^2}{4 \cdot m_e \cdot \epsilon_0 \cdot c^2} \cdot f_{ij} \cdot P(\lambda) = \frac{\lambda_0 \cdot g_j}{8\pi \cdot c \cdot g_i} \cdot B_{ij} \cdot P(\lambda) \quad (2.109)$$

$\lambda_0$  stellt dabei die Wellenlänge der maximalen Absorption und  $P(\lambda)$  das normierte Absorptionslinienprofil dar. Unter Anwendung der Gleichungen (2.103) und (2.109) ergibt sich Gleichung (2.108) zu:

Zustand	Gesamtbahndrehimpulsquantenzahl J	$g_i = 2J+1$	Anregungsenergie $E_i$ [eV]
$^3P_0$	0	1	0
$^3P_1$	1	3	0,010
$^3P_2$	2	5	0,028
$^1D_2$	2	5	0,782
$^1S_0$	0	1	1,909

Tab. 2: Gesamtdrehimpulsquantenzahl und Anregungsenergie zu den Triplet- und Singulettzuständen des Silizium I [141][142]

$$N_i = \frac{4 \cdot m_e \cdot \epsilon_0 \cdot c}{e^2 \cdot \lambda_0^2 \cdot f_{ij}} \cdot \int \left( \frac{1}{\tau_{\text{CRD}}(\lambda)} - \frac{1}{\tau_0} \right) d\lambda \quad (2.110)$$

Um die Gesamtdichte einer Atomspezies zu ermitteln, muss die Summe aller in unterschiedlichen Ausgangszuständen  $i$  befindlichen Atomdichten gebildet werden. In Abb. 10 ist das Termschema des ( $3s^23p^2 \rightarrow 3s^23p4s$ )-Multipletts von Silizium I dargestellt. Silizium hat im Grundzustand zwei 3p-Elektronen in der p-Unterschale, die den Drehimpuls des Siliziums bestimmen. Die zwei äquivalenten Elektronen können die Triplet- bzw. Singulettzustände  $^3P_{0,1,2}$ ,  $^1D_2$  und  $^1S_0$  bilden. Der Zustand  $^3P_0$  bildet den Grundzustand [115]. Die zu den Zuständen gehörenden Werte sind in Tab. 2 aufgeführt.

Die Singulettzustände sind im Temperaturbereich unterhalb 1.000 K kaum besetzt und können vernachlässigt werden [23]. Da ebenfalls die Besetzung anderer angeregter Niveaus

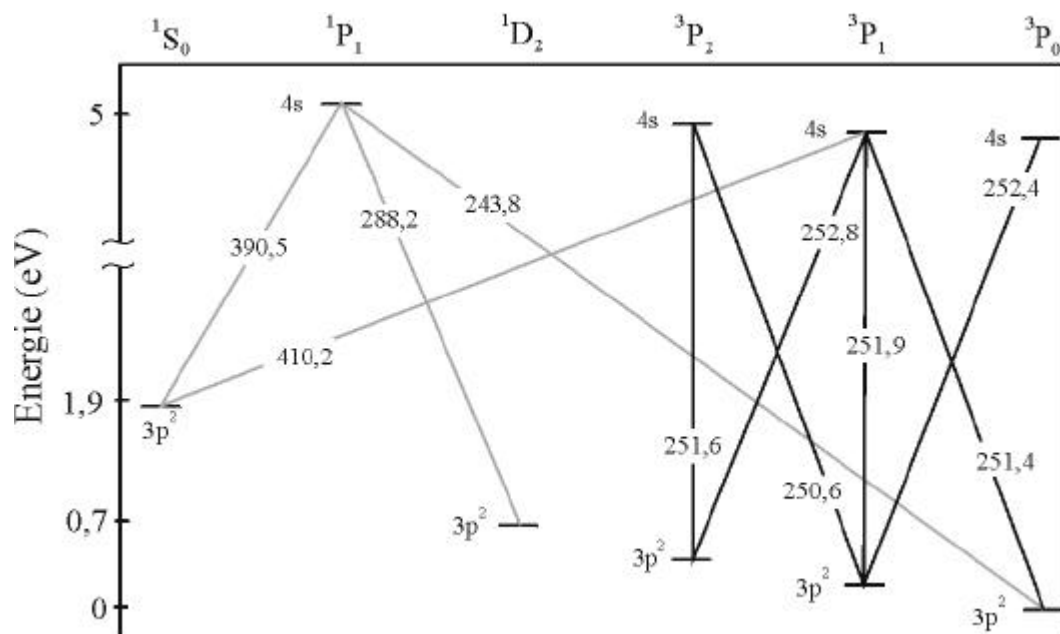


Abb. 10: Termschema des Si I ( $3s^2 3p^2 \rightarrow 3s^2 3p 4s$ )-Multipletts. Die Übergangsenergien sind in Werten der korrespondierenden Wellenlänge [nm] angegeben [23].

$\lambda_0$	Übergang	$E_i$ [cm <sup>-1</sup> ]	$E_j$ [cm <sup>-1</sup> ]	$g_i$	$g_j$	$A_{ji}$ [10 <sup>8</sup> s <sup>-1</sup> ]	$f_{ij}$	$\sigma$ [10 <sup>-12</sup> cm <sup>2</sup> ]
250,690	<sup>3</sup> P <sub>1</sub> → <sup>3</sup> P <sub>2</sub>	77,115	39955,050	3	5	0,466	0,065	0,58
251,432	<sup>3</sup> P <sub>0</sub> → <sup>3</sup> P <sub>1</sub>	0	39760,285	1	3	0,61	0,157	1,4
251,611	<sup>3</sup> P <sub>2</sub> → <sup>3</sup> P <sub>2</sub>	223,157	39955,050	5	5	1,21	0,115	1,0
251,920	<sup>3</sup> P <sub>1</sub> → <sup>3</sup> P <sub>1</sub>	77,115	39760,285	3	3	0,456	0,0402	0,36
252,411	<sup>3</sup> P <sub>1</sub> → <sup>3</sup> P <sub>0</sub>	77,115	39683,163	3	1	1,81	0,053	0,47
252,851	<sup>3</sup> P <sub>2</sub> → <sup>3</sup> P <sub>1</sub>	223,157	39760,285	5	3	0,77	0,0394	0,35

Tab. 3: Daten der relevanten Multiplettübergänge des Silizium I [141][142]

vernachlässigt werden kann, besteht die Teilchendichte eines Siliziumgases lediglich aus der Summe der in den Zuständen des Triplets befindlichen Teilchendichten.

Das Termschema in Abb. 10 zeigt insgesamt 6 Übergänge  $3s^23p^2 \rightarrow 3s^23p4s$  ausgehend von den Triplettzuständen, die im der Anregungsenergie entsprechendem Wellenlängenbereich zwischen 250 – 253 nm liegen. Die Eigenschaften der Übergänge sind in Tab. 3 aufgeführt. Die Umrechnung der Einheiten der Energie von  $E_k$  [cm<sup>-1</sup>] (KAISER) nach  $E_k$  [eV] erfolgt gemäß:

$$E_k [\text{eV}] = 100 \cdot \frac{h[\text{J/s}] \cdot c[\text{m/s}]}{e[\text{C}]} \cdot E_k [\text{cm}^{-1}] \quad (2.111)$$

Die Berechnung des EINSTEIN-Koeffizienten der Absorption  $B_{ij}$  aus dem der spontanen Emission  $A_{ji}$  ergibt sich aus Gleichung (2.90).

## 2.6.2 Empfindlichkeit der CRDS

Die Empfindlichkeit der CRDS erfolgt aus der Stärke  $\delta\tau_{\text{CRD}}$  des Rauschens bezüglich der Abklingzeit  $\tau_{\text{CRD}}$ . Die Größe  $\delta\tau_{\text{CRD}}$  stellt dabei die minimale meßbare Abklingzeitänderung dar. Nach den Gleichungen (2.102) und (2.103) ergibt sich der Quotient aus beiden Größen zu:

$$\frac{\delta\tau_{\text{CRD}}}{\tau_{\text{CRD}}} = \frac{\alpha_{\text{min}} \cdot d}{|\ln R|} \quad (2.112)$$

$\alpha_{\text{min}}$  gibt den kleinsten messbaren Absorptionskoeffizienten an. Der genaue Reflexionsgrad  $R$  der Spiegel kann mit Hilfe der gemessenen Abklingzeit  $\tau_0$  aus Gleichung (2.98) berechnet werden:

$$R = e^{\frac{L}{c \cdot \tau_0}} \approx 1 - \frac{L}{c \cdot \tau_0} \quad (2.113)$$



Die kleinste mit CRDS messbare Atomdichte  $N_{\min}$  errechnet sich somit mit dem Photoabsorptionswirkungsquerschnitt aus Gleichung (2.109) zu:

$$N_{\min} = \frac{\alpha_{\min}}{\sigma} \quad (2.114)$$

### 2.6.3 Gültigkeit der CRDS

Um die Absorption eines zu untersuchenden Mediums quantitativ zu bestimmen und daraus die Teilchendichten zu ermitteln, müssen in dem CRDS-System einige Bedingungen erfüllt sein. So sollte die Bandbreite des Lasers nicht die Breite der Absorptionslinien überschreiten, da das Abklingensignal multiexponentiell zur Zeit abfällt [143][144]. Ein linearer Fit auf einer logarithmischen Skala führt dann zu einem fehlerhaften Ergebnis.

Des Weiteren sollte die Intensitätsabnahme durch die Absorption im Medium weit unterhalb der Intensitätsverluste durch die Spiegel liegen, d.h. die durch die Absorption verursachte Änderung der Abklingzeit soll gegenüber der Abklingzeit ohne Absorption gering sein. Außerdem ist es vorteilhaft, wenn das Zeitintervall zur Messung der Abklingzeit unmittelbar nach dem Ende des Laserpulses beginnt und nicht viel größer als die Abklingzeit ist [143][144].

Wird eine zu hohe Laserleistung in den Resonator eingekoppelt, können nicht-lineare optische Effekte auftreten. Diese entstehen dadurch, dass durch die hohe Intensität des Lichts zu viele Atome oder Moleküle angeregt werden (siehe auch Abschnitt 2.4.2.5). Ein bereits angeregtes Teilchen steht für die Absorption eines weiteren Photons nicht zur Verfügung, wenn es nicht zuvor relaxiert ist. Es kommt zu einer Besetzungsinversion, d.h. zu einer Überbesetzung der angeregten Niveaus bei gleichzeitiger Unterbesetzung der Grundniveaus. Da die Intensität im Verlauf der Abklingphase nachlässt, nehmen die eventuell vorhandenen Sättigungseffekte stetig ab, was zu einer Verfälschung der exponentiellen Abhängigkeit der gemessenen Intensität zur Zeit führt [145][146]. Eine Besetzungsinversion im absorbierenden Medium sollte somit vermieden werden, um einen konstanten Absorptionskoeffizienten zu erhalten. Dies ist gewährleistet, wenn die optische Pumprate  $\rho(\nu)B_{ij}$  wesentlich kleiner als die Relaxation  $R_{ji}$  zwischen den Niveaus  $i$  und  $j$  oder der Abklingzeit  $\tau_0$  des Signals ist [147]:

$$\rho(\nu) \cdot B_{ij} \ll R_{ji} \quad ; \quad \rho(\nu) \cdot B_{ij} \ll 1/\tau_0 \quad (2.115)$$

Die Relaxation errechnet sich aus der Summe der induzierten und der spontanen Emission zu:

$$R_{ji} = A_{ji} + B_{ji} \cdot \rho(\lambda) = \left( 1 + \frac{\lambda_0^3}{8\pi \cdot h} \cdot \rho(\lambda) \right) A_{ji} \quad (2.116)$$



## Kapitel 3: Experimentelle Anordnung

Im Folgenden werden die für die Versuchsdurchführung benutzten Komponenten sowie die für die einzelnen experimentellen Schritte unterschiedlichen benötigten Versuchsanordnungen vorgestellt. Dabei wird zunächst auf die Änderungen und Ergänzungen der Plasmaquelle ECR-SLAN zur Nutzung als Ionenquelle eingegangen. Bezugnehmend auf diese Ionenquelle werden in Abschnitt 5.4 Abschätzungen bzgl. der Lebensdauer der Plasmawand sowie der Ionenoptik vorgenommen. Es folgt die Vorstellung der Integrierung der Ionenquelle in die Gesamtaufbauten. Diese dienen zum einen zur Charakterisierung der Ionenstrahls und zum anderen zur Dichtemessung gesputterten Siliziums sowie dessen räumlicher Verteilung.

### 3.1 Ionenquelle

#### 3.1.1 Plasmaquelle ECR-SLAN

Die Mikrowellenplasmaquelle (2,45 GHz) ECR-SLAN ist eine großvolumige (3,5 l) Plasmaquelle [16]-[18]. Aufgrund eines Rings von zehn Einzelmagneten, die in einer Multicusp-Geometrie um die Plasmakammer angeordnet sind, kann die Mikrowelle unter Ausnutzung des ECR-Effekts ständig Energie an das Plasmagas abgeben. Dies ermöglicht eine sehr effiziente Plasmaanregung. Es können bei einem Arbeitsdruck im Bereich von  $10^{-4}$  -  $10^{-2}$  mbar bei einer Mikrowellenleistungseinkopplung von maximal 2 kW Ionendichten von bis zu  $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  erreicht werden.

In der Skizze in Abb. 11 ist der Querschnitt der ECR-SLAN dargestellt. Die 2,45 GHz-Mikrowelle wird über einen R26-Hohlleiter zu einer Koppelantenne geleitet. Die Antenne koppelt die Mikrowelle in einen Ringresonator ein. Zur optimalen Einkopplung kann die

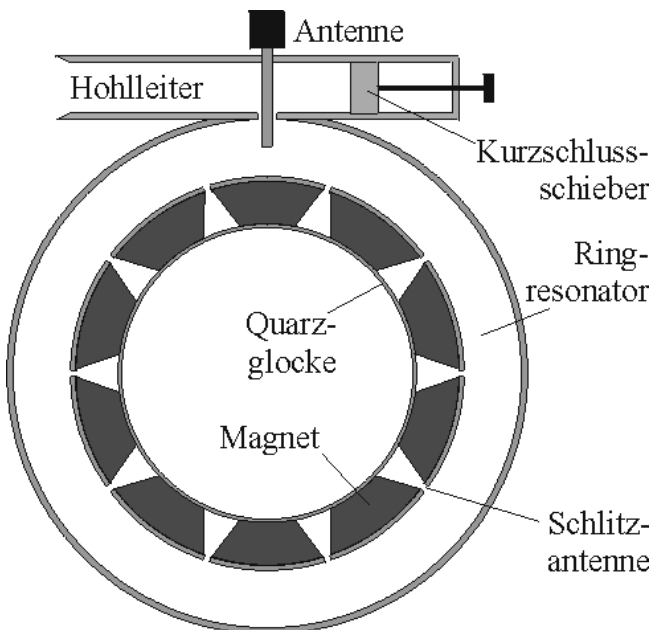


Abb. 11: Querschnitt einer ECR-SLAN-Plasmaquelle

Die Plasmakammer selbst besteht aus einer Quarzglocke (Innendurchmesser 152 mm, Länge 200 mm) die an ihrem offenen Ende über eine Dichtung mit einem ISO-K290-Flansch (Basisflansch) abschließt. Der ECR-Effekt wird durch zehn Permanentmagneten (87,5 mT) erzeugt, die zwischen dem Ringresonator und der Plasmakammer äquidistant jeweils zwischen zwei Schlitzantennen angebracht sind. Abb. 12 zeigt die Verteilung des Magnetfelds in der Plasmakammer. Die Magnete befinden sich in einer Multicusp-Anordnung, so dass abwechselnd Nord- und Südpol zur Plasmakammer weisen. Die Magnetfeldlinien durchdringen daher jeweils zwei benachbarte Magnete und bilden in der

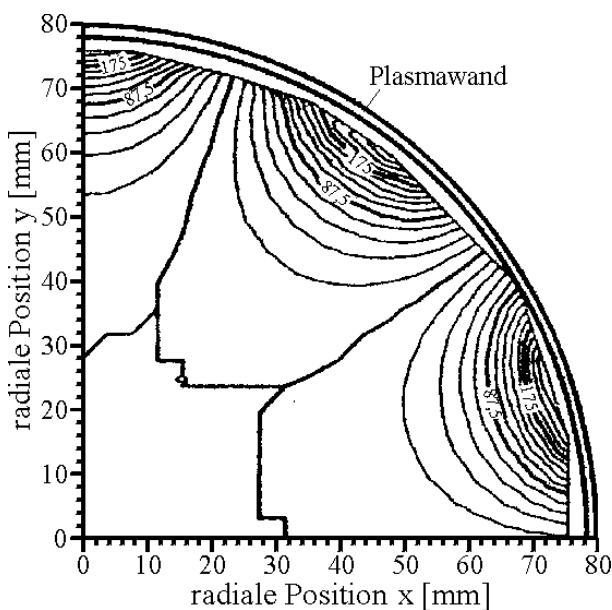


Abb. 12: Magnetfeld in der ECR-SLAN (Angaben der magnetischen Induktion in mT) [17][18]

Eindringtiefe der Antenne und damit die Impedanz variiert werden. Ein Kurzschlussschieber am Ende des Rechteckhohlleiters ermöglicht es, die Länge des Hohlleiters und damit die Impedanz zu variieren. An der Innenseite des Ringresonators befinden sich zehn äquidistante Schlitzantennen, über die die Mikrowelle in die Plasmakammer eingestrahlt wird.

Die Plasmakammer selbst besteht aus einer Quarzglocke (Innendurchmesser 152 mm, Länge 200 mm) die an ihrem offenen Ende über eine

Plasmakammer einen Bogen.

Der Gaszufluss in die Plasmakammer erfolgt bei der Standardversion der ECR-SLAN über Löcher im Basisflansch, in den das Gas über ein Röhrchen einströmen kann. Die Kühlung der ECR-SLAN erfolgt über zwei Lüfter an der rückwertigen Seite der Plasmaquelle.

Die Mikrowelle wird mit einem 2 kW-Generator (Mügge) über ein an den Rechteckhohlleiter angebrachtes Magnetron erzeugt. Zwischen Magnetron und Koppelantenne befindet sich am Recht-

eckhohlleiter ein Zirkulator, der die reflektierte nicht genutzte Leistung in eine Wasserlast ableitet.

### 3.1.2 Ionenstrahlextraktion mit einer Silizium-Doppelgitterionenoptik

Ionenoptiken können aus unterschiedlichen Materialien gefertigt werden. Aufgrund der Stabilität werden oft Ionengitter aus Metall gewählt. Aufgrund ihres relativ großen Wärmeausdehnungskoeffizienten ist jedoch die Ionenstrahlextraktion bei Temperaturschwankungen instabil. Bei großflächigen Gittern mit kleinen Aperturen verschieben sich diese bei einer Mehrfachionenoptik unter Erhöhung der Temperatur so stark, dass sie nicht kongruent übereinander liegen, sondern sich teilweise oder sogar ganz bedecken. Außerdem führen bei geringen Gitterabständen entstehende Unebenheiten und elektrische Anziehung zum Kontakt zwischen den Gittern, wodurch unterschiedliche Potentiale nicht aufrecht zu erhalten sind.

Silizium hat einen geringen Wärmeausdehnungskoeffizienten ( $2,6 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ) und lässt sich zudem per Ätztechnik in jede gewünschte Gitterform bringen. Kleinere Ionenoptiken mit runden Siliziumgittern im Radius  $r_{\text{grid}} = 22 \text{ mm}$  wurden bisher erfolgreich in der Hochfrequenzplasmaquelle HFQ eingesetzt [13][15]. Dabei wurden Aperturen mit 1 mm Kantenlänge generiert. Da die Maschengröße das Zehnfache der DEBYE-Länge  $\lambda_D$  nicht überschreiten sollte (siehe Abschnitt 2.3.2), muss zur Generierung des Gitters zunächst eine Abschätzung der minimalen DEBYE-Länge im Plasma nach Gleichung (2.54) erfolgen. Das Ergebnis dieser Abschätzung beträgt  $50 \text{ }\mu\text{m}$  und ist später durch Messungen bestätigt worden. Somit sind Ionengitter mit Radius  $r_{\text{grid}} = 44 \text{ mm}$  und quadratischen Aperturen der Kantenlänge  $0,3 \text{ mm}$  hergestellt worden.

### 3.1.3 Erstellung der Siliziumionenoptik

Die Herstellung der Gitter erfolgt durch ein kombiniertes Lithographie- und Ätzverfahren aus einem  $0,5 \text{ mm}$  dicken einkristallinen (Orientierung  $[1\ 0\ 0]$ ) Siliziumwafer [149] mit einem Radius von  $49,8 \text{ mm}$ . Dabei wird der an der Oberfläche oxidierte Wafer gleichmäßig beidseitig mit einer dünnen Fotolackschicht bedeckt. Anschließend wird auf einer Seite eine positive Gittermaske mit  $0,15 \text{ mm}$  starken Gitterstrichen aufgelegt und der Wafer mit einer Lampe belichtet. Auf der anderen Seite hat die Maske die Form eines Rings mit Innenradius  $r_{\text{grid}}$ . Nach einem Entwicklungsbad des Wafers bildet der Lack auf einer Seite ein positives Gitterbild und auf der anderen Seite ein Abbild des Rings. In einem Flusssäurebad (HF) wird die Oxidschicht des Wafers an den Stellen, die nicht mit Fotolack bedeckt sind, weggeätzt. Nach Entfernen des restlichen Fotolacks mit Aceton wird der Wafer in eine starke Kalilauge

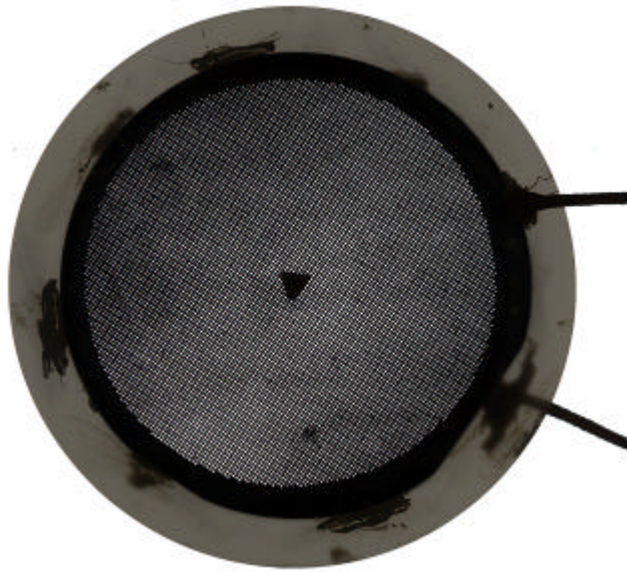


Abb. 13: Ionenoptik (Gitterradius  $r_{\text{grid}} = 44 \text{ mm}$ ; Gitterabstand  $d_{\text{grid}} = 0,3 \text{ mm}$ ; Kantenlänge der Aperturen  $a_{\text{ap}} = 0,3 \text{ mm}$ ; Anzahl der Aperturen  $n_{\text{ap}} = 9.313$ )

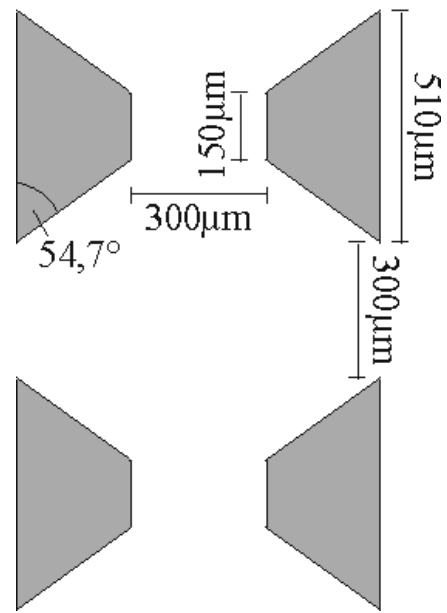


Abb. 14: Gitterapertur

(KOH) gelegt, um das nicht durch die Oxidschicht geschützte Silizium zu ätzen. Dabei wird auf der Seite, auf der die Ringmaske aufgelegt wurde, die Stärke des Siliziums auf 0,25 mm verringert. Aufgrund der Kristallstruktur des Siliziums erfolgt das Ätzen mit einem Ätzwinkel von  $\arctan\sqrt{2} = 54,7^\circ$ , wodurch auf der anderen Seite ein Gitter mit der Stegbreite von 0,51 mm entsteht. Nach etwa 20 Stunden kann das fertige Siliziumgitter aus dem Ätzbad genommen werden.

Nach ihrer Erstellung werden jeweils zwei Gitter mit einem hitzebeständigen Kleber beidseitig kongruent auf einen Aluminiumnitridring (ALN) mit dem Innenradius 47 mm, dem Außenradius 60 mm und der Dicke 0,3 mm geklebt. Zusätzlich wird zur Stabilisierung ein etwa 20 mm<sup>2</sup> großes Plättchen aus ALN gleicher Dicke in die Mitte zwischen die Gitter platziert. Abschließend werden Kupferlitzen zur Spannungsversorgung an die Gitter geklebt. In Abb. 13 ist eine fertige Ionenoptik dargestellt. Abb. 14 zeigt die Seitenansicht einer einzelnen Gitterapertur.

Da der Isolator ALN einen dem Silizium ähnlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten besitzt, eignet sich dieses Material besonders. Erhitzungen des Gitters führen so kaum zu Spannungen. Die nahezu identischen Wärmeleitfähigkeiten sorgen für einen gleichmäßigen Wärmeabfluss. Einige Materialeigenschaften von Silizium und ALN sind in Tab. 4 aufgeführt.

Materialeigenschaft	Silizium (Si)	Aluminiumnitrid (AlN)
Wärmeleitfähigkeit $\Lambda$ (20°C) [W/m K]	150	140 - 170
Wärmeausdehnungskoeffizient $\gamma_a$ (20 – 200°C) [10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> ]	2,6	3,5
spezifischer elektrischer Widerstand $\rho$ [W cm]	$\approx 0,1$	$> 10^{11}$

Tab. 4: Materialeigenschaften von Silizium [150] und Aluminiumnitrid [151]

### 3.1.4 Ionenoptikparameter

Zum Betrieb der Ionenquelle werden Zweigitter-Siliziumionenoptiken mit den in Tab. 5 aufgeführten Eigenschaften benutzt. Die angegebenen Fehler ergeben sich aus Abschätzungen zur Herstellungsgenauigkeit der einzelnen Größen. Die Lebensdauer der Ionenoptik kann bei sorgfältiger Herstellung und Behandlung mehrere hundert Stunden betragen.

### 3.1.5 Veränderungen gegenüber dem Standardaufbau der ECR-SLAN

Die Installation der Ionenoptik vor den Basisflansch außerhalb der ECR-SLAN erfordert eine Abdeckung der Metallkomponenten des Basisflansches mit Isolatormaterial. Ansonsten ist eine Anhebung des Plasmapotentials durch das Plasmagitter der Ionenoptik nicht möglich, da das Plasma durch die geerdeten Metallkomponenten Kontakt zum Erdpotential besitzt. Aufgrund des Gaseinlasses, der sich im Basisflansch befindet, ist eine Abdeckung nicht möglich, da sonst der Gaszufluss gestört ist.

Optimal ist eine Installation der Ionenoptik in die Quarzglocke der Plasmaquelle, um einen Kontakt des Plasmas mit geerdeten Metallkomponenten der ECR-SLAN auszuschließen. In diesem Fall kann die Gaszufuhr jedoch nicht durch den Basisflansch erfolgen, da diese durch die Ionenoptik beeinträchtigt würde. Somit wird eine Gaszufuhr durch die Quarzglocke unvermeidbar. Daher wird eine Veränderung an der Quarzglocke vorgenommen, indem ein Loch mittig in das geschlossene der Öffnung gegenüber liegenden Ende gebohrt wird, um ein Quarzglasröhrchen mit dem Innendurchmesser von 1 mm senkrecht aufzuschmelzen.

Größe	Kürzel	Wert
Gittermaterial		Silizium
Gitterradius	$r_{\text{grid}}$	44 mm
Anzahl der Maschen	$n_{\text{ap}}$	$9313 \pm 93$
Kantenlänge der Maschen	$a_{\text{ap}}$	$(300 \pm 60) \mu\text{m}$
Transparenz	$T_{\text{trans}}$	$(18 \pm 3) \%$
Gitterabstand	s	$(300 \pm 15) \mu\text{m}$

Tab. 5: Gitterparameter der Zweigitter-Siliziumionenoptik

Zur Gaszufuhr wird nun ein flexibler, hitzeunempfindlicher Gasschlauch an das Quarzglasröhrchen angebracht, der mit einem Stahlröhrchen, das durch das Gehäuse nach außen führt, verbunden ist. Hier wird über ein Ventil, das auch zur Einstellung des Drucks dient, das Gas eingelassen.

Aufgrund der rückwärtigen Gaszufuhr entsteht am hinteren Teil der ECR-SLAN ein erhöhter Platzbedarf. Daher wird der vordere Lüfter, der sich im Standardaufbau im Gehäuse der Plasmaquelle befindet, wie der hintere Lüfter durch Gewindestangen außerhalb des Gehäuses angebracht.

### 3.1.6 Fixierung der Ionenoptik

Die Fixierung der Ionenoptik erfolgt durch zwei Ringe aus Polytetrafluorethylen (Teflon<sup>®</sup>), deren Außenradius dem Radius der Querschnittsfläche der Quarzglocke (152 mm) entspricht. Der Innenradius der Teflonringe beträgt 50 mm. Die Ionenoptik wird durch die Teflonringe so eingeklemmt, dass sich die Öffnungen der Teflonringe mit den Gitterflächen decken. Zur Stabilisierung wird an der der Plasmaquelle abgewandten Außenseite zwischen der Teflonscheibe und der Ionenoptik ein Metallring gleicher Größe in das „Sandwich“ integriert. Die Teflonringe und der Metallring sind jeweils mit sechs kreisförmig angebrachten

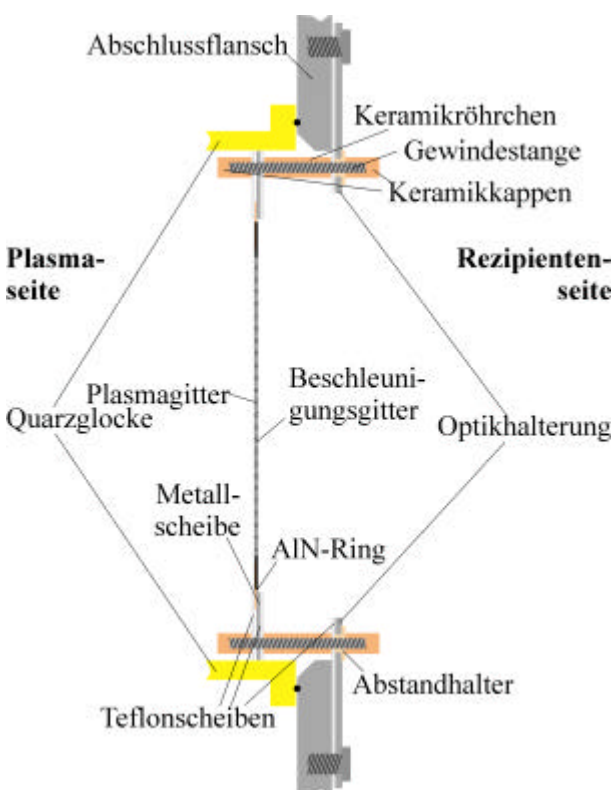
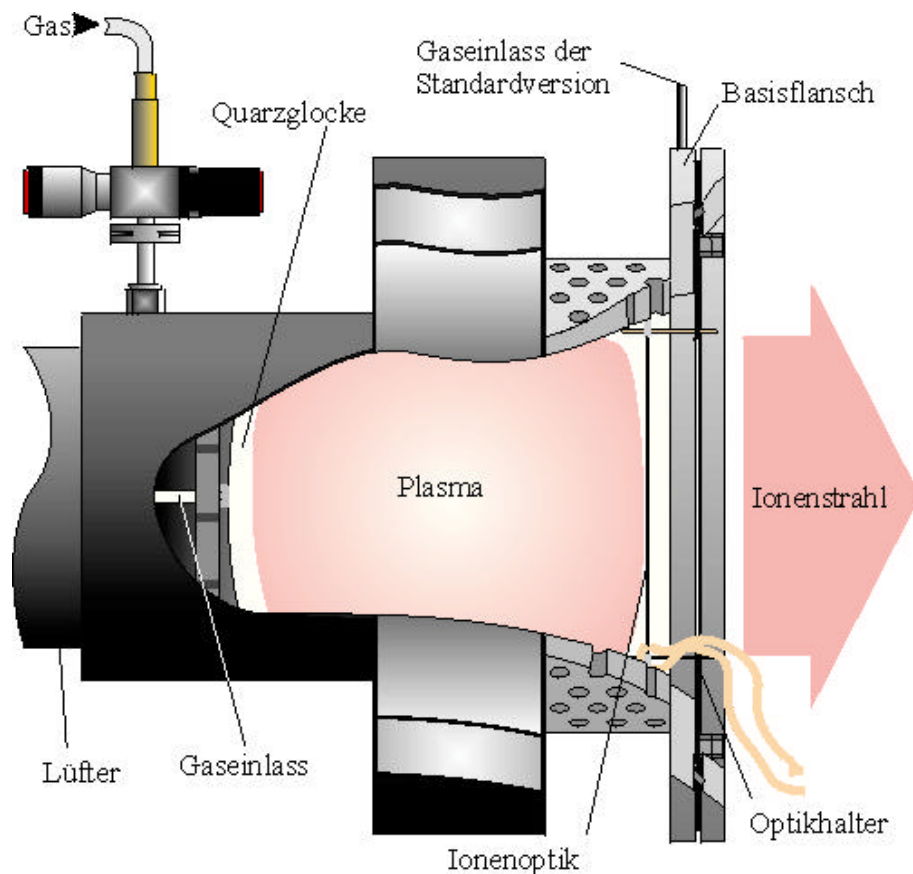


Abb. 15: Aufbau der Ionenoptikfixierung in der Quarzglocke

Bohrungen versehen, durch die Gewindestangen aus Metall geführt werden. Auf der Außenseite werden Keramikplatten aus Macor<sup>®</sup> aufgeschraubt. Auf der Rezipientenseite werden 20 mm lange Macorröhrchen auf die Gewindestangen als Abstandhalter zu einer Optikhalterung geschoben.

Die Optikhalterung besteht aus einer runden Metallscheibe mit einem Radius von 112,5 mm, die im Zentrum eine kreisförmige Öffnung mit einem Radius von 60 mm enthält. Im Abstand von 105 mm vom Zentrum der Scheibe befinden sich in äquidistanten Winkelabständen kreisförmig angeordnete Boh-





rungen. Mit diesen Bohrungen kann die Optikhalterung mit dem Basisflansch der Plasmaquelle an den hier angebrachten Innengewinden verschraubt werden.

Durch weiter innen befindliche im gleichen Winkelabstand angebrachte Bohrungen können die Winkelstangen, die zur Ionenoptik führen, hindurchgelegt werden. Um einen elektrischen Kontakt zwischen der Optikhalterung und den Gewindestangen zu vermeiden, werden runde mit einem Loch versehene Abstandhalter aus Macor in die Bohrungen eingeführt, durch die die Gewindestangen führen. Außen werden die Gewindestangen mit Macormuttern fixiert. Zur Plasmaseite kann die Optikhalterung zur zusätzlichen Abschirmung mit einer Teflonscheibe gleicher Abmessungen abgedeckt werden. Eine Skizze des Aufbaus der Fixierung der Optik in der Quarzglocke befindet sich in Abb. 15.

Die Kupferzuleitungen ermöglichen es, die Gitter extern über zwei Spannungsquellen auf verschiedene Potentiale zu setzen. Um den Einfluss der auf den Kupferzuleitungen liegenden Potentiale auf die Flugrichtung der extrahierten Ionen zu verhindern, werden die Kupferzuleitungen mit Macor verkleidet. Der Aufbau der Ionenquelle ist in Abb. 16 dargestellt.

## 3.2 Versuchsstand

### 3.2.1 Vakuumkammer mit Ionenquelle

In der vorliegenden Arbeit ist die ECR-SLAN mit der Ionenoptik seitlich an einen quaderförmigen Rezipienten mit 30 cm Kantenlänge angeflanscht (Abb. 17). An dem unteren Ende des Rezipienten befindet sich eine Turbomolekularpumpe (Leyboldt Turbovac 1500) mit einer vorgeschalteten Drehschieberpumpe (Leyboldt Trivac). Mit diesem Pumpensystem kann im Rezipienten ein Druck von  $10^{-6}$  mbar erzeugt werden. Die vier übrigen seitlichen Rezipientenwände stehen zur Anbringung des Sichtfensters, der Vakuumdurchführungen für die Zuleitungen und der Geräte zur Diagnostik für die unterschiedlichen Experimente zur Verfügung. Dabei werden zur Druckmessung eine Messröhre für den Druckbereich über  $10^{-3}$  mbar (Thermovac Leyboldt PR 35) und eine Messröhre für den Druckbereich unter  $10^{-3}$  mbar (Leyboldt TR 206) angebracht.

### 3.2.2 Druckgradient

Wie bereits in Abschnitt 3.2.1 erwähnt, sind die Messröhren zur Druckmessung an dem Rezipienten angeflanscht. Eine Druckmessung in der Plasmaquelle selbst ist aufgrund des Aufbaus der Versuchsanlage nicht möglich. Aus der Druckmessung im Rezipienten kann der

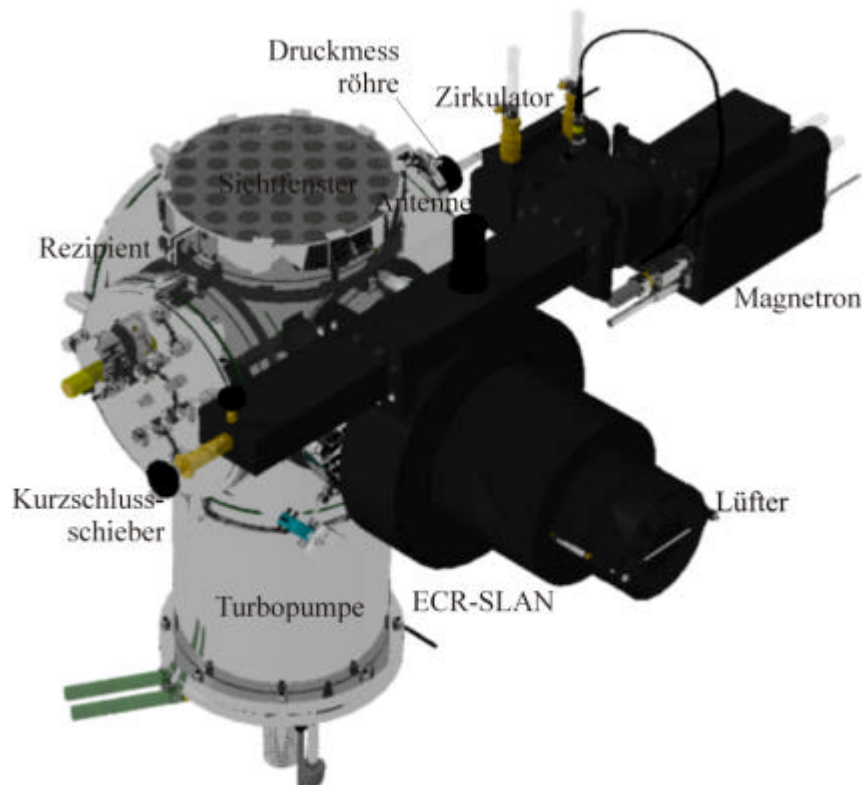


Abb. 17: Versuchsstand mit ECR-SLAN

Druck in der Plasmakammer berechnet werden. Durch die unterschiedlichen Komponenten des Versuchsstands zwischen Plasmaquelle und Turbomolekularpumpe – vor allem durch die Ionenoptik – ergibt sich zwischen Plasmaquelle und Rezipient ein Druckgradient, der von der Form und der Größe dieser Bauteile abhängt.

Eine Abschätzung des Druckgradienten  $p_{\text{quell}}/p_{\text{rez}}$  und damit des Drucks in der Plasmaquelle ergibt sich direkt aus dem Verhältnis der Saugleistung der Pumpe an der Plasmaquelle zu der an dem Rezipienten:

$$\frac{P_{\text{quell}}}{P_{\text{rez}}} = \frac{S_{\text{rez}}}{S_{\text{quell}}} \quad (3.1)$$

Die Saugleistung  $S_V$  an einem Teilvolumen des Versuchsaufbaus wird durch die Strömungswiderstände  $W$  der Verbindungselemente verringert. Als Verbindungselemente werden alle Komponenten des Versuchsaufbaus bezeichnet, die sich zwischen der zu untersuchenden Komponente und der Pumpe befinden. Dies sind z.B. Rohre, Schläuche, Blenden, Hähne, Ventile, etc. Die Saugleistung an den Teilvolumina errechnet sich aus der Saugleistung  $S_P$  der Pumpe und den Strömungsleitwert  $L$  der Verbindungselemente, der aus dem Kehrwert des Strömungswiderstandes gebildet wird [152]:

$$\frac{1}{S_V} = \frac{1}{S_P} + \frac{1}{L} = \frac{1}{S_P} + W \quad (3.2)$$

Die Saugleistung der Pumpe ist abhängig von der im System befindlichen Gasart und wird vom Pumpenhersteller angegeben. Die Strömungsleitwerte  $L_i$  parallel angeordneter Verbindungselemente addieren sich. Die einzelner seriell angebrachter Verbindungselemente addieren sich über ihre Kehrwerte [152]:

$$\frac{1}{L} = \sum_i \frac{1}{L_i} \quad (3.3)$$

Die Berechnung der Strömungsleitwerte unterschiedlicher Verbindungselemente erfordert die Berücksichtigung der Art der Strömung, die vom Druck abhängt. Die Gültigkeit einer Berechnungsformel wird durch die KNUDSEN-Zahl  $K_n$  bestimmt. Die KNUDSEN-Zahl ist ein Kriterium dafür, ob eine Strömung viskos oder molekular ist. Sie ist definiert als das Verhältnis der mittleren freien Weglänge  $\Lambda$  zu einer charakteristischen Dimension  $d_{\text{dim}}$  des Verbindungselements (z.B. des Rohrdurchmessers) [152]:

$$K_n = \frac{\Lambda}{d_{\text{dim}}} \quad (3.4)$$

Es gilt:

- $K_n < 0,01$                       viskose oder turbulente Strömung
- $0,01 \leq K_n \leq 1,0$               Strömung im Zwischengebiet
- $K_n > 1,0$                          molekulare Strömung

Viskose oder turbulente Strömungen werden durch Flüssigkeitsmodelle beschrieben. Bei molekularen Strömungen erfahren die Gasmoleküle fast ausschließlich Stöße mit den Gefäßwänden des Vakuumsystems. Beschreibungen der Strömungen im Zwischengebiet erfordern eine Kombination der viskosen und der molekularen Beschreibung.

Die mittlere freie Weglänge ist gegeben durch den Kehrwert des Produkts aus Teilchendichte  $N$  und dem totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}}$  der Teilchen:

$$\Lambda = \frac{1}{N \cdot \sigma_{\text{tot}}} \quad (3.5)$$

Die Teilchendichte wird näherungsweise über die Zustandsgleichung idealer Gase bestimmt:

$$N = \frac{p}{k_B \cdot T} \quad (3.6)$$

$p$  ist der Gasdruck. Der totale Wirkungsquerschnitt entspricht bei idealen Gasen der Querschnittsfläche des Teilchens.

Ist die mittlere freie Weglänge größer als die Abmessungen der Verbindungselemente, genügt zur Berechnung der Strömungsleitwerte die einfache Beschreibung der molekularen Strömungen. Bei Drücken von  $p_{\text{rez}} \leq 10^{-3}$  mbar und Temperaturen von unter 500 K, was für den Zustand in der Vakuumanlage während der Versuchsdurchführung der Fall ist, beträgt die mittlere freie Weglänge mehrere Zentimeter bis Meter und liegt damit im Bereich der Abmessungen der Vakuumkomponenten oder darüber. Es können somit molekulare Strömungen betrachtet werden.

Der Strömungsleitwert  $L_i$  eines Verbindungselements ist in diesem Fall proportional zur mittleren Teilchengeschwindigkeit  $\bar{v}$  der Gasmoleküle, die sich aus der MAXWELL-Verteilung in Gleichung (2.22) ergibt. Die direkte Messung der Gastemperatur  $T$  im Plasma ist aufgrund des Versuchsaufbaus nicht möglich. Anhand der Verformung von Polyamid-schrauben (Nylon<sup>®</sup>), die sich zur zusätzlichen Abschirmung von Metallteilen in dem Plasma befinden, lässt sich eine Abschätzung der Temperatur vornehmen. Da sich die Schrauben im Plasma verformen, aber nicht schmelzen, liegt die Temperatur des Plasmas zwischen der Verformungs- (80°C) und der Schmelztemperatur (140°C) von Nylon (Angaben des Herstellers). Mittelwertbildung mit Annahme der Extremalwerte als Fehlerwerte führt zur gesuchten Temperatur ( $T = (383 \pm 30)$  K). Außerhalb der Plasmaquelle wird die Raumtemperatur angenommen.

Die Strömungsleitwerte einfacher geometrischer Körper sind in der Literatur beschrieben [152]-[158]. Die Aufstellung der Verbindungselemente mit der Berechnung der Leitwerte sind im Anhang C aufgeführt. Tab. 6 zeigt die Ergebnisse der Berechnungen für die Saug-

	Ionenquelle	Plasmaquelle Downstream
Argon	$S_{\text{quell}} = (43,0 \pm 5,8) \text{ l/s}$ $p_{\text{quell}}/p_{\text{rez}} = 18,5 \pm 2,6$	$S_{\text{quell}} = (505,7 \pm 19,4) \text{ l/s}$ $p_{\text{quell}}/p_{\text{rez}} = 1,57 \pm 0,09$
Sauerstoff	$S_{\text{quell}} = (48,1 \pm 6,5) \text{ l/s}$ $p_{\text{quell}}/p_{\text{rez}} = 19,4 \pm 2,8$	$S_{\text{quell}} = (583,6 \pm 22,6) \text{ l/s}$ $p_{\text{quell}}/p_{\text{rez}} = 1,60 \pm 0,09$

Tab. 6: Ergebnisse der Berechnungen der Saugleistungen  $S_{\text{quell}}$  an der Plasmaquelle und der Druckgradienten  $p_{\text{quell}}/p_{\text{rez}}$  zwischen Plasmaquelle und Rezipienten

leistung an der Plasmaquelle  $S_{\text{quell}}$  sowie den daraus entstehenden Druckgradienten  $p_{\text{quell}}/p_{\text{rez}}$  zwischen Plasmaquelle und Rezipienten für die Gase Argon und Sauerstoff an der Ionenquelle und der Plasmaquelle im Downstream-Betrieb (ohne Ionenoptik). Die Saugleistung am Rezipienten errechnet sich zu  $S_{\text{rez}} = (793,7 \pm 32,5) \text{ l/s}$  für Argon und  $S_{\text{rez}} = (933,3 \pm 38,2) \text{ l/s}$  für Sauerstoff.

### 3.3 Messinstrumente zur Charakterisierung des Plasmas und des Ionenstrahls

Durch den Einsatz einer Ionenoptik wird die Elektronentemperatur und infolge davon die Ionendichte erhöht [29]. Der Anstieg der Elektronentemperatur durch den Einsatz der Ionenoptik hat zwei Gründe. Zum einen hat das Plasma keinen direkten Kontakt zur geerdeten Komponenten mehr. Um die Elektronenenergieverteilung zu beschreiben, eignet sich die Elektronenenergieverteilungsfunktion (electron energy probability function EEPF) [159]. Der Verlauf der EEPF besteht im Falle einer MAXWELL-Verteilung im Wesentlichen aus einem exponentiellen Abfall für steigende Elektronenenergien ausgehend von einem Wahrscheinlichkeitsmaximum bei kleinen Elektronenenergien. Bei einem semilogarithmischen Auftrag der Kurve entspricht der exponentielle Abfall einer geraden Linie. Das Integral über die EEPF führt direkt zur Elektronentemperatur. Näherungsweise kann sie auch über den linearen Abfall der Kurve im semilogarithmischen Auftrag bestimmt werden. Wenn das Plasma einer geerdeten Wand zugewandt ist, ist die EEPF im Bereich hoher Elektronenenergien gegenüber der MAXWELL-Verteilung unterbesetzt. Dieser Effekt wird hauptsächlich durch das Ableiten der hochenergetischen Elektronen an der Wand verursacht [159][160]. Durch den Einsatz der Ionenoptik besteht kein Kontakt des Plasmas zu den geerdeten Wänden des Rezipienten. Die hochenergetischen Elektronen gehen daher nicht verloren.

Der zweite Grund für eine Erhöhung der Elektronentemperatur ist die höhere Leistungsdichte in der Plasmakammer, die durch die Einkopplung der gleichen Mikrowellenleistung in ein kleineres Volumen verursacht wird, wodurch ihre Effizienz gesteigert wird.

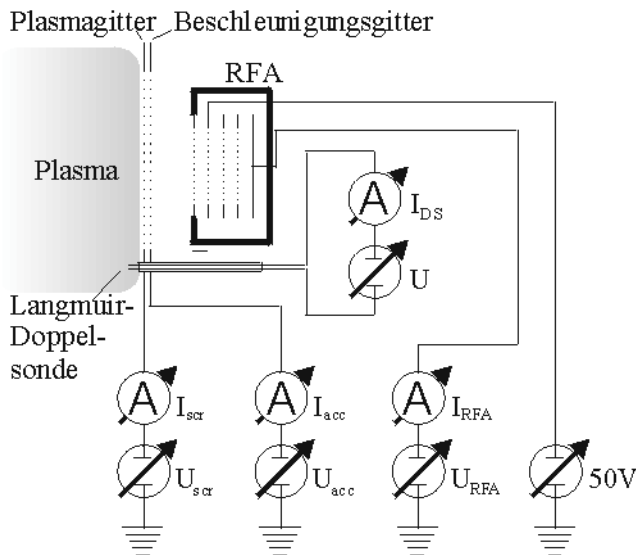


Abb. 18: Verschaltung der Ionenoptik, der Langmuir-Doppelsonde und des RFA

Aufgrund der Änderung der Elektronentemperatur und der Ionendichte ist es zur Charakterisierung des Ionenstrahls notwendig, LANGMUIR-Doppelsondenmessungen (siehe Anhang A.1) in der Plasmaquelle während des Betriebs als Ionenquelle durchzuführen. Eine Messung vor der Ionenoptik auf der Plasmaseite ist jedoch aufgrund des Aufbaus nicht möglich (vgl. Abb. 16). Jedoch lassen sich Messungen unterhalb der Ionenoptik im Plasma durchführen. Die

Ionenoptik selbst kann als Sonde aus zwei planaren Elektroden betrachtet werden (vgl. Abschnitt 2.3.4.1). Unter der Annahme einer räumlich konstanten Elektronentemperatur im Plasma und der Berücksichtigung der aktiven Fläche der Ionenoptik nach Gleichung (2.58) ergibt sich die Teilchendichte vor der Ionenoptik aus Gleichung (A.3) zu [13]:

$$N_i = \frac{J_{abl}}{e \cdot T_{trans}} \cdot \sqrt{\frac{2\pi \cdot m_i}{k_B \cdot T_e}} \quad (3.7)$$

Die Ionendichte lässt sich somit aus dem an der Ionenoptik gemessenen Ionenstrom mit der durch die LANGMUIR-Doppelsondenmessung bestimmten Elektronentemperatur errechnen. Im Fall des Sauerstoffplasmas existieren im Wesentlichen zwei Ionenspezies:  $O_2^+$ - und  $O^+$ -Ionen (siehe Anhang A.2). In diesem Fall kann die Ionenmasse  $m_i$  durch die in Gleichung (A.11) ermittelte effektive Masse  $m_i^{eff}$  ersetzt werden. Die Installation und elektrische Verschaltung der LANGMUIR-Doppelsonde in die Versuchsanordnung ist in Abb. 18 dargestellt. Ebenso enthält die Zeichnung die Verschaltung der Ionenoptik sowie die des RFA (vgl. Anhang B2), der zur Messung der Ionenenergie eingesetzt wird.

Mit dem FARADAY-Cup (vgl. Anhang B1) wird die räumliche Verteilung der Ionenstromdichte aufgenommen. Dazu wird er auf den Kopf eines 3d-Verfahrtisches montiert. Dieser ermöglicht eine Ionenstromdichtemessung im Ionenstrahl bei Entfernungen zwischen 92 mm und 210 mm zur Ionenoptik und bis 150 mm in positive und negative vertikale und horizontale Richtung senkrecht zur ionenoptischen Achse. Die Steuerung des 3d-Verfahrtisches erfolgt über eine externe Steuereinheit, die von einem PC kontrolliert wird. Ebenso übernimmt der PC die Aufnahme der Messungen.

Der RFA wird zur Messung der Ionenenergie durch eine Halterung am oberen Flansch des Rezipienten mittig vor die Ionenquelle positioniert. Die Verschaltung zu den externen Geräten zur Spannungsversorgung und Strommessung wird gemäß der Skizze in Abb. 18 vorgenommen. Die Auswertung erfolgt direkt an einem PC.

## 3.4 Versuchsaufbau zur Dichtemessung gesputtertem Siliziums mit CRDS

### 3.4.1 Lasersystem

#### 3.4.1.1 Pumplaser

Als Pumpstrahl für das Farbstofflasersystem dient ein Festkörperlaserstrahl eines Nd:YAG-Lasers (Spectra Physics GCR-170). In dem Laser werden Yttrium-Aluminium-Granat-Kristalle (YAG), in denen Neodymatome eingebettet sind, durch transversal eingestrahletes von Blitzlampen generiertes Licht gepumpt. Die im Resonator eingebauten Kristalle dienen bei einer Wellenlänge von 1.064 nm als verstärkendes Medium. Um eine möglichst hohe Lasergüte zu erreichen, schwingt der Laser erst an, wenn durch das optische Pumpen die höchst mögliche Besetzungsinversion im Lasermedium erreicht ist (Q-Switch [114]). Dies wird durch eine Pockelszelle [114] im Resonator gewährleistet. Die maximal erreichbare Pulsenergie liegt bei 895 mJ. Die Pulslänge beträgt 6 ns bei einer Repetitionsrate von 10 Hz.

Um die zum Pumpen des Farbstofflasers benötigte Wellenlänge von 355 nm zu erreichen, passiert der Primärstrahl des Nd:YAG-Lasers einen Frequenzverdopplerkristall (KD\*P-Kristall - Kalium-Dideuterium-Phosphat). Die Frequenzverdopplung - und somit Halbierung der Wellenlänge - wird zweifach ausgeführt. Eine Mischung der so entstehenden Wellenlänge von 266 nm mit der des Primärstrahls führt zur aus dem Laser ausgekoppelten Strahlung von 355 nm. Der Laserpuls besitzt eine maximale Energie von 220 mJ. Die Intensität kann über ein Steuergerät geregelt werden.

#### 3.4.1.2 Farbstofflaser

Der Farbstofflaser ermöglicht die Emission eines Laserstrahls variabler Wellenlänge. Er ist über einen großen Spektralbereich, dessen zentrale Wellenlänge von dem eingefüllten Farbstoff abhängt, durchstimmbar. Dies beruht darauf, dass die optisch gepumpten organischen Farbstoffmoleküle im verstärkenden Medium aufgrund ihrer sehr dicht beieinanderliegenden Eigenniveaus eine sehr breitbandige Fluoreszenz aufweisen. Die Emissionsprofile der Übergänge zwischen verschiedenen Rotations- und Schwingungsniveaus überlagern sich und

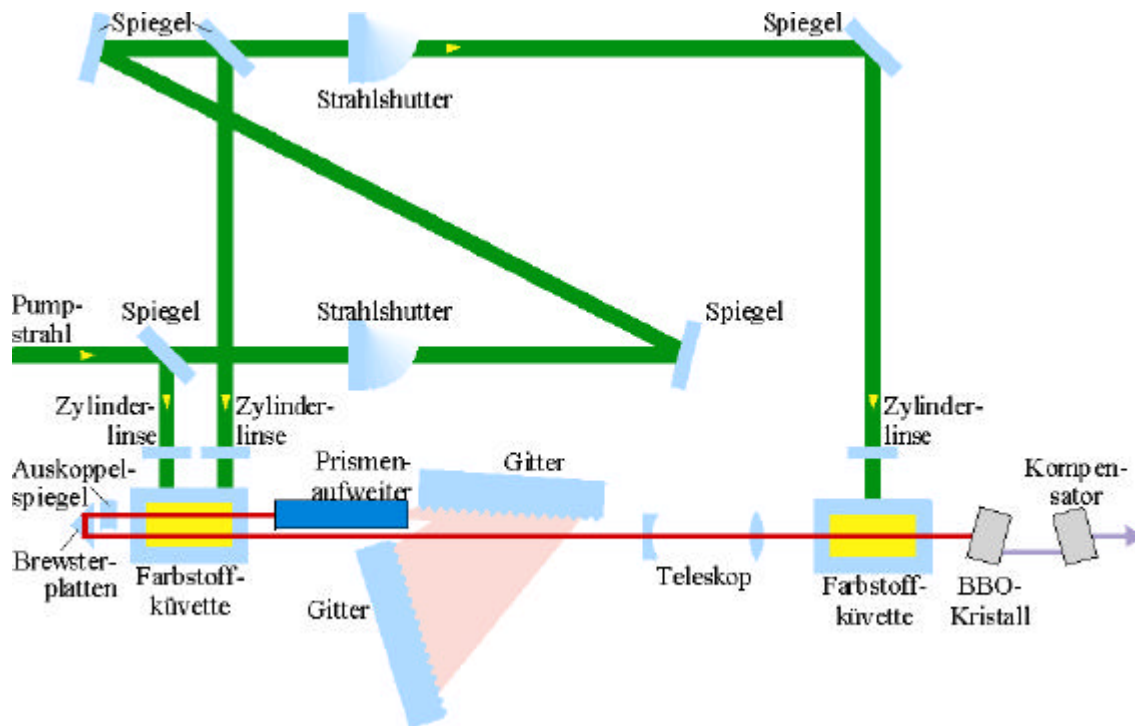


Abb. 19: Aufbau und Strahlengang des Farbstofflasers

bilden ein Kontinuum innerhalb eines breiten Frequenzbereichs. Durch Veränderung der Resonatoreigenfrequenzen im Laser wird eine gewünschte Frequenz durch induzierte Emission verstärkt und ausgekoppelt.

Abb. 19 zeigt den Aufbau und den Strahlengang des Farbstofflasers (Sirah PrecisionScan System). Der Pumpstrahl des Nd:YAG-Lasers trifft auf einen halbdurchlässigen Spiegel, der als Strahlteiler fungiert. Ein Teilstrahl wird über eine Zylinderlinse in eine mit der Farbstofflösung gefüllte Quarzküvette fokussiert. Der Farbstoff wird über ein Schlauchsystem und eine externe Pumpe ständig umgewälzt. Der Pumpstrahl erzeugt in den Farbstoffmolekülen eine Besetzungsinversion. Ein Prismenaufweiter weitet die entstehende Fluoreszenzstrahlung auf, welche auf ein reflektierendes Gitter (3.000 Striche/mm) gelenkt wird. Die Beugungsstrahlung erster Ordnung wird auf ein zweites baugleiches Gitter gelenkt. Dieses Gitter dient als Endspiegel des Resonators. Es reflektiert die erste Beugungsordnung auf das erste Gitter zurück. Das Licht gelangt in die Quarzküvette zurück und erzeugt induzierte Emission. Ein Auskoppelspiegel jenseits der Quarzküvette bildet das zweite Ende des Resonators. Hier wird das Laserlicht ausgekoppelt. Durch Rotation des Endgitters um das erste Gitter lässt sich die emittierte Wellenlänge verändern.

Der zweite Teilstrahl des Pumpstrahls gelangt über zwei Umlenkspiegel in einen weiteren Strahlteiler. Ein von hier ausgehender Teilstrahl wird wiederum über eine Zylinderlinse in die Quarzküvette fokussiert. Der Fokus liegt über dem des Primärteilstrahls und dient als



Verstärkerzone für den am Auskoppelspiegel ausgekoppelten Primärstrahl. Der andere am zweiten Strahlteiler entstandene Teilpumpstrahl wird über einen Umlenkspiegel und eine Zylinderlinse in eine zweite Quarzküvette fokussiert. Ebenso gelangt der Laserstrahl über BREWSTER-Platten und ein Teleskop in die zweite Quarzküvette. Dadurch wird der Laserstrahl ein weiteres Mal verstärkt. Die Konzentration des Farbstoffs in der zweiten Quarzküvette beträgt 50% gegenüber der Primärkonzentration in der ersten Quarzküvette.

Zur Verdopplung der entstandenen Laserfrequenz (Halbierung der Wellenlänge) gelangt der Laserstrahl durch einen BBO-Kristall (Beta-Barium-Borat). In ihm findet analog zum KD\*P-Kristall die Frequenzverdopplung statt. Der Primärstrahl wird von dem frequenzverdoppelten Strahl durch einen Prismenseparator in einem Kompensator getrennt.

Um Laserlicht zu erzeugen, das vom Silizium absorbiert werden kann, werden laut Abb. 10 Wellenlängen im UV-Bereich von 250 nm bis 253 nm benötigt. Dies entspricht ohne Frequenzverdopplung einem Wellenlängenbereich von 500 nm bis 506 nm. Dieser Wellenlängenbereich wird optimal durch die Laserstrahlung abgedeckt, die durch eine Lösung des Farbstoffs Coumarin 47 in Isopropanol (Primärkonzentration 0,33 g/l) erzeugt wird.

#### 3.4.1.3 Strahlführung

Der Laserstrahl wird nach Verlassen des Farbstofflasers über ein System bestehend aus zwei Prismen, die mit Mikrometerschrauben verstellbar sind, in Richtung des Einkoppelspiegels des CRD-Resonators gelenkt (siehe Abb. 8). Um eine möglichst hohe Abklingzeit im CRD-Resonator zu erreichen, muss der Laserstrahl zentral durch Ein- und Auskoppelspiegel (Durchmesser 15 mm, Konkavradius 6 m) des CRD-Resonators führen. Diese sind in Halterungen angebracht, in denen sie sich über drei Verstellerschrauben so ausrichten lassen, dass der Strahl optimal auf den jeweils anderen Spiegel reflektiert wird. Die Spiegel haben einen Abstand von 1,7 m und sind mit ihren Halterungen an einem Ende je eines Rohres angebracht, die gegenüberliegend seitlich auf gleicher Höhe an den Rezipienten angeflanscht sind (Abb. 20).

Zwischen Prismensystem und Einkoppelspiegel befindet sich eine Lochblende, die den Randbereich des Strahls ausblendet. Um während der Messung Sättigungsverbreiterung im Absorptionsprofil zu vermeiden, kann ein Graufilter vor den Einkoppelspiegel in den Strahlengang gebracht werden, der die Strahlintensität auf 12% der Ausgangsintensität (15 – 25 mJ pro Puls) vermindert.

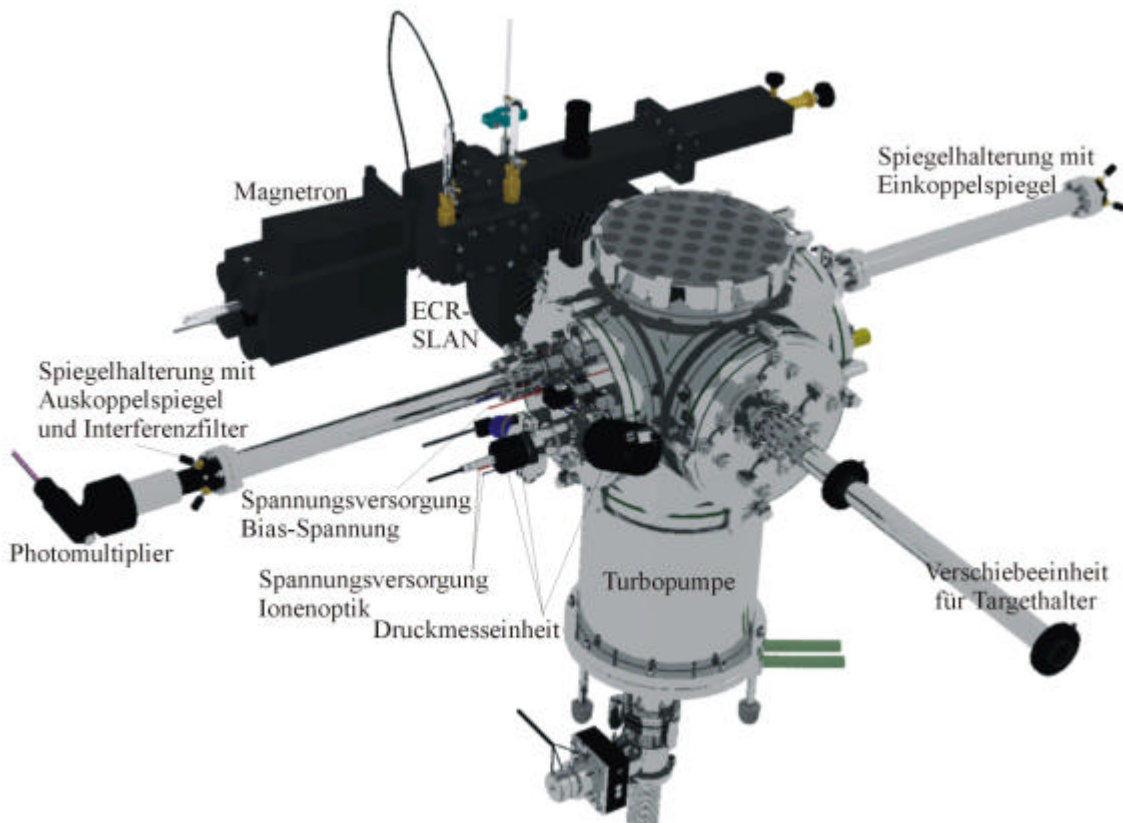


Abb. 20: Außenansicht der Sputteranlage mit CRD-Resonator und Photomultiplier

Hinter dem Auskoppelspiegel ist ein Interferenzfilter angebracht, der lediglich Licht im Bereich der Laserwellenlänge passieren lässt. Dadurch wird die Zählung der Photonen des Eigenleuchtens des Plasmas im Photomultiplier verhindert.

### 3.4.2 Sputteranlage

In Abb. 20 und Abb. 21 ist die Sputteranlage dargestellt. Das Target ist mittig vor der Ionenoptik im Rezipienten positioniert. Dabei ist die Flächennormale des Targets um den Winkel  $\alpha_{\text{inc}}$  gegenüber der ionenoptischen Achse geneigt. Dieser Winkel bestimmt den Einfallswinkel der Ionen im Experiment. Die Position des Targets kann mit Hilfe einer Verschiebeeinheit verändert werden, ohne den Rezipienten zu öffnen. Dabei ist der Targethalter an einer Stange befestigt, die in einem der Ionenquelle gegenüberliegend am Rezipienten angebrachten Rohr an einer Metallführung fixiert ist. Die lineare Position und der Drehwinkel der Metallführung kann über einen extern am Rohr angebrachten Magneten variiert werden. Die Entfernung des Targets zum diagnostizierenden Laserstrahl, dessen Ausbreitungsrichtung in Abb. 21 senkrecht zur Zeichenebene liegt, kann also durch Veränderung der Targetposition variiert werden. Ebenso verhält es sich mit der Stellung der Flächennormalen des Targets zur Ebene, die von Laserstrahl und Ionenachse aufgespannt wird.

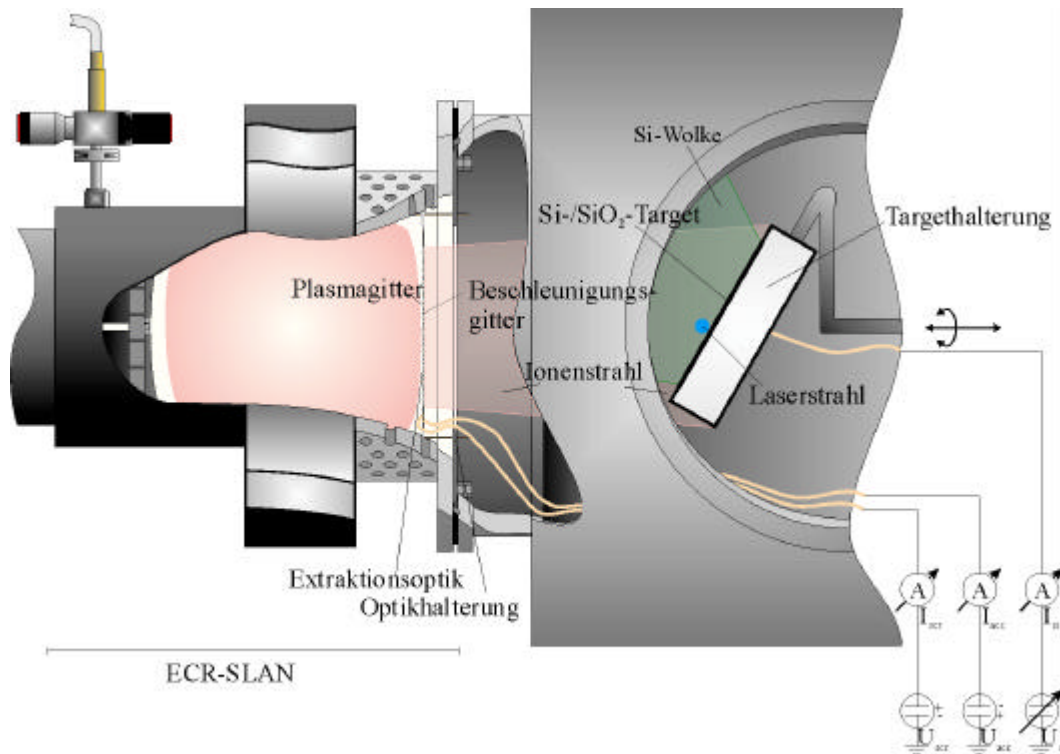


Abb. 21: Darstellung der Sputteranlage mit senkrecht einfallenden Laserstrahl zur Diagnostik

### 3.4.3 Targetmaterial

In Tab. 7 sind einige relevante physikalische Eigenschaften der Targetmaterialien Silizium und Quarz angegeben.

Material	Symbol	Silizium Si	Quarz SiO <sub>2</sub>
Durchmesser	d	76,2 mm	80 mm
Dicke	D	375 $\mu\text{m}$	3 mm
Dichte bei 293 K	$\rho_D$	2,33 g/cm <sup>3</sup>	2,2 g/cm <sup>3</sup>
Dotierung		n-dotiert (Phosphor)	-
Spezifischer elektrischer Widerstand bei 293 K	$\rho$	3,9 $\Omega$ cm	$5 \times 10^{18}$ $\Omega$ cm
Orientierung		[1 0 0]	amorph

Tab. 7: Physikalische Eigenschaften der Targetmaterialien ([148] Angaben des Herstellers Silchem GmbH)

### 3.4.4 Messung der räumlichen Verteilung des Siliziums mittels CRDS

Um die Teilchenenergie des gesputterten Siliziums und daraus den Sputteryield zu ermitteln, ist es notwendig, die Siliziumdichteverteilung vor dem Target zu kennen. Aufgrund des starren Versuchsaufbaus, der in der starren Position des Lasersystems bezüglich der Sputteranlage – insbesondere des CRD-Resonators – begründet ist, ist es nicht möglich, die Siliziumverteilung durch horizontale Verschiebung der Sputteranlage zum diagnostizierenden

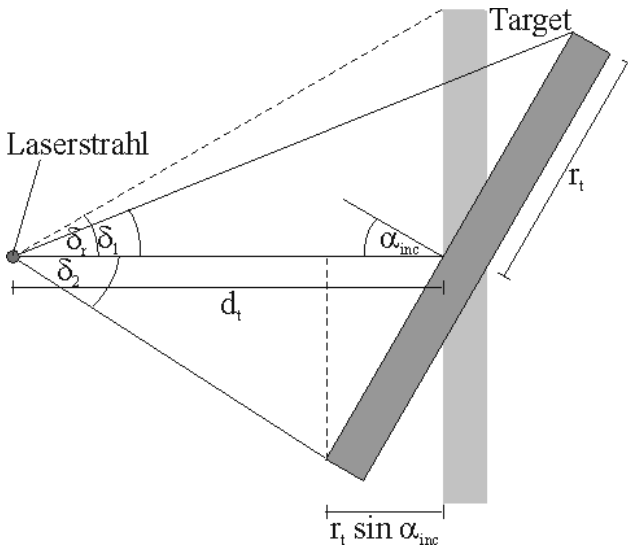


Abb. 22: Definition der Winkel zur Ermittlung der Siliziumdichteverteilung

Laser zu messen. Jedoch ist die Möglichkeit gegeben, das Target in Richtung der ionenoptischen Achse zu variieren. Die damit verbundene Varianz des Abstandes zwischen dem Target und dem parallel zur Targetoberfläche gerichteten Laserstrahl führt mit der in Abschnitt 2.1.3 erläuterten Theorie zur Winkelverteilung des gesputterten Materials zu einem geometrischen Problem, dessen Lösung eine Abschätzung der Siliziumdichteverteilung ermöglicht.

Zur Abschätzung gelten die in Abb. 22 dargestellten Abhängigkeiten. Ohne Winkelstellung des Targets ist der Halbwinkel vom Mittelpunkt vor dem Target mit Radius  $r_t$  im Abstand  $d_t$  zwischen Target und Laserstrahl zum Rand des Wafers:

$$\delta_r = \arctan \frac{r_t}{d_t} \quad (3.8)$$

Mit Winkelstellung  $\alpha_{inc}$  gilt vom selben Punkt für den kleineren Winkel:

$$\delta_1 = \arctan \frac{r_t \cdot \cos \alpha_{inc}}{d_t + r_t \cdot \sin \alpha_{inc}} = \arctan \frac{\cos \alpha_{inc}}{\frac{d_t}{r_t} + \sin \alpha_{inc}} \quad (3.9)$$

Für den größeren Winkel gilt:

$$\delta_2 = \begin{cases} \arctan \frac{r_t \cdot \cos \alpha_{inc}}{d_t - r_t \cdot \sin \alpha_{inc}} = \arctan \frac{\cos \alpha_{inc}}{\frac{d_t}{r_t} - \sin \alpha_{inc}} & \text{für } d_t > r_t \cdot \sin \alpha_{inc} \\ \frac{\pi}{2} + \arctan \frac{r_t \cdot \sin \alpha_{inc} - d_t}{r_t \cdot \cos \alpha_{inc}} = \frac{\pi}{2} + \arctan \frac{\sin \alpha_{inc} - \frac{d_t}{r_t}}{\cos \alpha_{inc}} & \text{für } d_t < r_t \cdot \sin \alpha_{inc} \end{cases} \quad (3.10)$$

Bei Betrachtung eines Einzelionenstrahls befindet sich in Richtung des Hauptsputterwinkels  $\zeta$  ein Maximum der Anzahl  $n$  gesputterter Teilchen. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 23 schematisch dargestellt. Wird in einem um den Winkel  $d\Omega$  zu  $\zeta$  verschobenen Winkel gemessen, geht die Verteilungsformpotenz  $q$  mit Gleichung (2.10) in die Betrachtung ein. Für den Winkel  $\delta$  zwischen der optischen Achse und der Linie zwischen dem Laserstrahl und

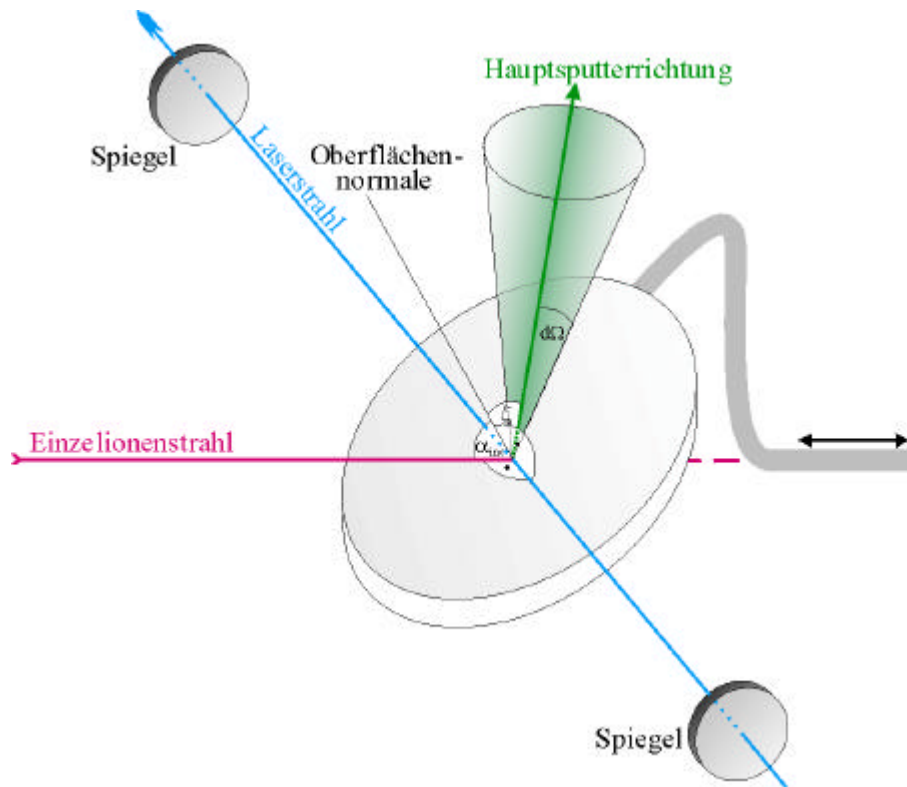


Abb. 23: Winkelabhängigkeiten bei Betrachtung eines Einzelionenstrahls.

einem Punkt  $r$  auf der Targetoberfläche in der von der optischen Achse und der Targetoberflächennormalen aufgespannten Ebene gilt:

$$\Omega(\delta) = \arctan\left(\frac{r(\delta)}{d_t}\right) \quad (3.11)$$

$$r(\delta) = d_t \cdot \sqrt{\tan^2 \delta + \tan^2 \delta \cdot \tan^2 \alpha_{inc}} \quad (3.12)$$

Um die Verteilung von Teilchen zu messen, die durch einen breiten Ionenstrahl gesputtert werden, muss über die Fläche des Targets integriert werden. Die horizontale Richtung braucht nicht berücksichtigt werden, da mit dem Laserstrahl an allen Punkten einer Horizontalen gemessen wird. Mit Vernachlässigung der Neigung des Targets (Projektion auf eine zur ionenoptischen Achse senkrechten Ebene) gilt:

$$n \propto \int_{-\delta_s}^{\delta_s} \cos\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{r'(\delta)}{r'_t}\right) \cdot \cos^p(\zeta - \Omega(\delta)) d\delta \quad (3.13)$$

Dabei gilt:

$$r' = r \cdot \cos \alpha_{inc} \quad \text{und} \quad r'(\delta) = r(\delta) \cdot \cos \alpha_{inc} \quad (3.14)$$

Der erste Faktor im Integral in Gleichung (3.13) trägt der Kreisform des Targets Rechnung.

Je größer der Abstand der Messgeraden (Laserstrahl) zur Oberfläche des Targets ist, desto größer ist der Anteil des gesputterten Materials, das vor Überwindung des Messabstandes  $d_t$  die Rezipientenwand in der Entfernung  $d_{rez}$  von der Targetmitte erreicht hat und damit

bei der Messung nicht berücksichtigt wird. Unter Vernachlässigung der räumlichen Ausdehnung des Targets ist dies der Fall, wenn ein Teilchen das Target unter dem Winkel  $\phi$  zur Targetoberfläche in der von der ionenoptischen Achse und dem Laserstrahl aufgespannten Ebene verlässt:

$$\phi = \arctan\left(\frac{2 \cdot d_t}{d_{\text{rez}}}\right) \quad (3.15)$$

Unter der Voraussetzung einer um die Hauptsputterrichtung achsensymmetrischen Winkelverteilung des gesputterten Materials eines Einzelionenstrahls ergibt sich:

$$n \propto \cos^q \phi \cdot \int_{-\delta_2}^{\delta_1} \cos\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{r'(\delta)}{r'_t}\right) \cdot \cos^q(\zeta - \Omega(\delta)) d\delta \quad (3.16)$$

Die Integration erfolgt numerisch in den Intervallen  $[-\delta_2;0]$  und  $[0;\delta_1]$  aufgrund der unterschiedlichen Winkelabhängigkeiten:

$$\tan \delta = \frac{\cos \alpha_{\text{inc}}}{\frac{d_t}{r} \mp \sin \alpha_{\text{inc}}} \quad \text{und} \quad \tan \delta_{1,2} = \frac{\cos \alpha_{\text{inc}}}{\frac{d_t}{r_t} \mp \sin \alpha_{\text{inc}}} \quad (3.17)$$

Dabei gilt das Subtraktionszeichen für  $[-\delta_2;0]$  und das Additionszeichen für  $[0;\delta_1]$ .

Mit der Proportionalität in Gleichung (3.16) lässt sich das Verhältnis der Teilchenzahlen  $n$  für unterschiedliche Entfernungen zwischen dem Laserstrahl und dem Target berechnen. Durch Variation der Verteilungsformpotenz  $q$  und des Hauptsputterwinkels  $\zeta$  erfolgt ein Fit an die im Experiment ermittelten Daten. Bei bekannter Verteilungsformpotenz erfolgt ebenso numerisch die Ermittlung des Hauptverteilungswinkels  $\xi$ , der dem Öffnungswinkel entspricht, in den die Hälfte aller Teilchen um den Hauptsputterwinkel gesputtert werden.

## Kapitel 4: Charakterisierung des Ionenstrahls

Die Charakterisierung des Ionenstrahls ist aus mehreren Gründen äußerst wichtig. Zum einen gibt sie Aufschluss über die Bedingungen (Ionenfluss und Ionenenergie), unter denen ein Target in einem bestimmten Abstand von der Ionenoptik geputtert wird. Die Charakterisierung unter unterschiedlichen Parametereinstellungen bietet die Möglichkeit im späteren Sputterexperiment Druck und Gitterpotential so zu variieren, dass eine gewünschte Ionenstrahlcharakteristik generiert werden kann. Des Weiteren wird ein Vergleich des Sputterexperiments mit den Sputtervorgängen in einer Ionenquelle ermöglicht. Dies bezieht sich sowohl auf das Sputtern der Plasmawand durch die in der Plasmarandschicht beschleunigten Ionen als auch auf die Sputterwirkung an der Ionenoptik, die aufgrund der Divergenz des Ionenstrahls auftritt (vergl. Abschnitt 2.3.4.3). Außerdem geben die Messungen zur Ionenstrahlcharakteristik Aufschluss über die Leistungsfähigkeit der neuentwickelten Ionenquelle.

### 4.1 Versuchsparameter

#### 4.1.1 Gasart

Zum Betrieb der Ionenquelle sind die Gase Argon (Ar) und Sauerstoff (O<sub>2</sub>) jeweils unvermischt in die Plasmaquelle eingelassen worden. Argon ist als Edelgas unreaktiv. Sauerstoff ist dagegen sehr reaktiv. Einige Eigenschaften der beiden Gase sind in Tab. 8 aufgeführt.

#### 4.1.2 Druck

Vor Inbetriebnahme der Ionenquelle wird die Anlage auf einen Druck von  $10^{-6}$  mbar im Rezipienten abgepumpt. Die Zündung des Plasmas erfolgt bei einem Druck von etwa

Gasart		Argon	Sauerstoff
Symbol		Ar	O
Ordnungszahl	Z	18	8
Relative Atommasse	$M_A$	39,948	15,999
1. Ionisierungsenergie	$E_{1i}$	15,8 eV	13,6 eV
Dissoziationsenergie	$E_d$	-	5,1 eV (O <sub>2</sub> )
Elektronenaffinität	$E_{af}$	+0,4 eV	-1,5 eV
Elektronegativität	$e_-$	-	3,5

Tab. 8: Auflistung einiger chemischer und physikalischer Eigenschaften von Argon und Sauerstoff [161]

$10^{-2}$  mbar in der Quelle. Der Arbeitsdruck liegt zwischen diesen Werten. Der Druck in der Plasmaquelle errechnet sich jeweils aus den in Tab. 6 aufgeführten Druckgradienten.

### 4.1.3 Mikrowellenleistung

Die in die Plasmaquelle eingekoppelte Mikrowellenleistung ist entscheidend für die Charakteristik des Plasmas und somit auch für die des Ionenstrahls. An dem Mikrowellengenerator kann eine Mikrowellenleistung von bis zu 2,0 kW eingestellt werden.

### 4.1.4 Potential

Über zwei Spannungsquellen können die Extraktionsgitter der Ionenoptik auf unterschiedliche Potentiale gelegt werden. Das Potential am Plasmagitter, das das Plasmapotential bestimmt, kann zum Langzeitbetrieb bis 800 V betragen. Bei höherem Potential können elektrostatische Anziehung und mechanische Spannungen zwischen den Gittern in Verbindung mit der Materialbelastung durch die Teilchen des Ionenstrahls zu Instabilitäten führen. Herausbrechende Gitterstege führen dann zum Kontakt und damit zum Kurzschluss zwischen den Gittern. Dennoch kann bei langsamer Spannungserhöhung zur Ionenextraktion kurzzeitig ein Potential am Plasmagitter von über 1 kV eingestellt werden.

Vorversuche haben gezeigt, dass unabhängig vom Plasmapotential eine geringe Divergenz des Ionenstrahls erreicht wird, wenn die Beschleunigungsspannung  $-20\%$  des Plasmapotentials beträgt. Bei allen im Folgenden beschriebenen Versuchen ist dieser Wert eingestellt worden.



## 4.2 Messergebnisse

### 4.2.1 Ionenstromdichte

#### 4.2.1.1 Druckabhängigkeit der Ableitstromdichte

In Abb. 24 ist die Ableitstromdichte gegen den Druck im Rezipienten für ein Argonplasma für unterschiedliche Mikrowellenleistungen aufgetragen. Die Gitterspannungen sind bei allen Messungen konstant.

Die Kurven weisen jeweils Maxima im Bereich zwischen  $10^{-4}$  und  $2 \times 10^{-4}$  mbar auf. Nur bei 200 W liegt es bei  $4 \times 10^{-5}$  mbar. Rechts und links der Maxima fallen die Kurven ab. Bei zu kleinem Druck erlischt das Plasma und die Kurve reißt ab. Für höhere Drücke ( $> 2 \times 10^{-4}$  mbar für 1.400 W und  $> 10^{-3}$  mbar für 200 W) lässt sich kein konstanter Ionenstrom mehr einstellen. Die Verläufe der Kurven zu den Mikrowellenleistungen 1.000 W und 1.400 W liegen dicht beieinander. Es wird eine Ableitstromdichte von über  $2 \text{ mA/cm}^2$  erreicht. Unter Berücksichtigung der Druckgradienten entspricht die Lage des Maximums einem Druck in der Plasmaquelle von  $p_{\text{Quell}} = 2,7 \cdot 10^{-3}$  mbar. Die Maximalionenstromdichte fällt mit sinkender Mikrowellenleistung auf einen Wert von  $350 \mu\text{A/cm}^2$  bei 200 W.

Die in Abb. 25 dargestellten Ergebnisse der Druckabhängigkeit der Ionenstromdichte bei Betrieb der Ionenquelle mit Sauerstoff zeigen ein ähnliches Verhalten, wie die mit Argon

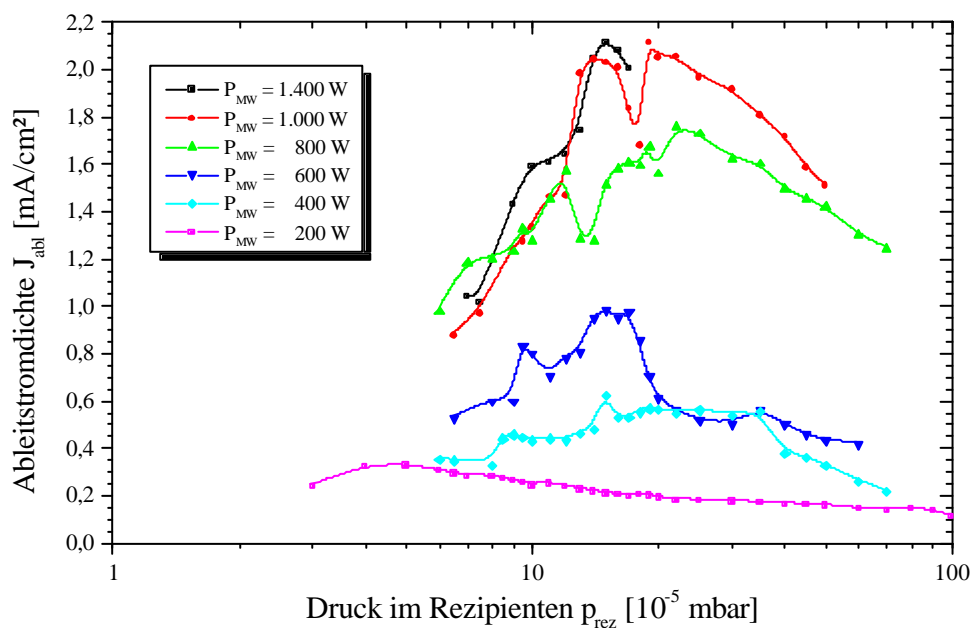


Abb. 24: Ableitstromdichte in Abhängigkeit des Drucks für verschiedene Mikrowellenleistungen  $P_{\text{MW}}$  (Argon;  $U_{\text{scr}} = 500 \text{ V}$ ;  $U_{\text{acc}} = -100 \text{ V}$ )

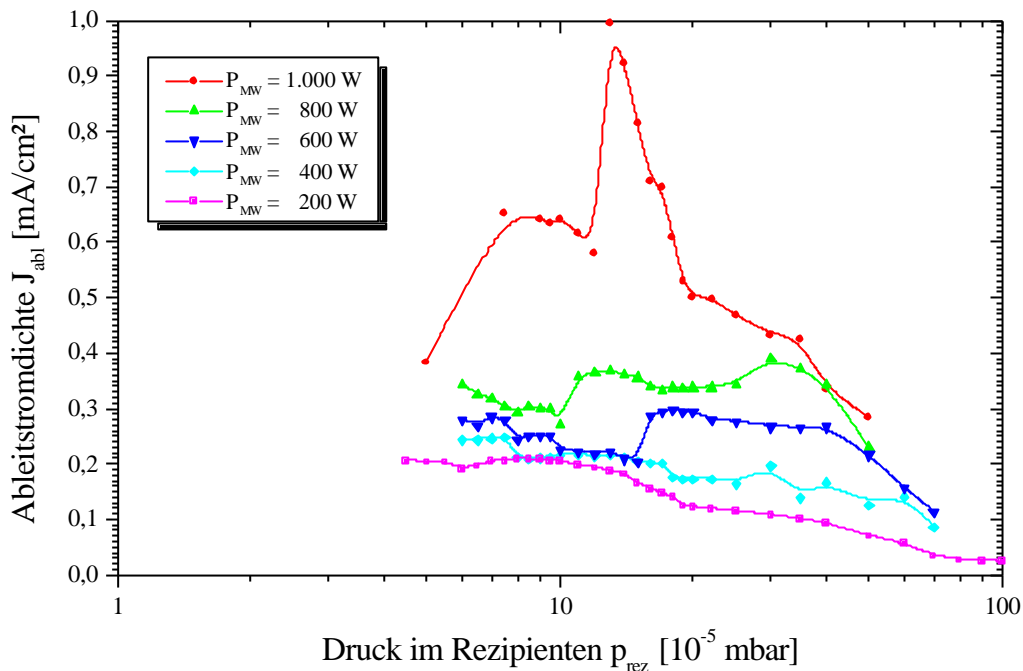


Abb. 25: Ableitstromdichte in Abhängigkeit des Drucks für verschiedene Mikrowellenleistungen  $P_{MW}$  (Sauerstoff;  $U_{scr} = 500$  V;  $U_{acc} = -100$  V)

erzielten Ergebnisse. Allerdings werden nicht so hohe Ableitstromdichten erzielt. Sie liegen für eine Mikrowellenleistung von 1.000 W bei  $1,0 \text{ mA/cm}^2$  im Maximum bei  $p_{rez} = 1,3 \times 10^{-4}$  mbar ( $p_{quell} = 2,5 \times 10^{-3}$  mbar).

Bei Veränderungen des Versuchsaufbaus, wie dem Einbau einer Plasmaglocke einer geringfügig veränderten Form oder dem Einbau von Diagnostiken im Rezipienten, kann sich die Lage des Maximums geringfügig verändern, liegt jedoch in der Regel immer im Bereich zwischen  $1 \times$  und  $2 \times 10^{-4}$  mbar. Soll die Ionenquelle bei maximaler Ionenstromdichte betrieben werden, empfiehlt sich zur optimalen Einstellung – im Folgenden als optimaler Druck bezeichnet – die behutsame Variation des Drucks bei gleichzeitiger Beobachtung des Ionenstroms.

#### 4.2.1.2 Spannungsabhängigkeit der Ableitstromdichte

Abb. 26 zeigt die Ergebnisse der Messungen der Spannungsabhängigkeit der Ionenstromdichte eines Argonionenstrahls. Dabei ist der optimale Druck eingestellt worden. Wird keine Spannung an die Gitter gelegt, stellt sich eine negative Ableitstromdichte ein. Hier fließt kein Strom vom Plasmagitter ab, während am Beschleunigungsgitter bereits ein geringer Strom zu messen ist. Durch das Plasmarandschichtpotential liegt das Plasma auf einem geringfügig höherem Potential als das Beschleunigungsgitter. Wenige Ionen werden bereits

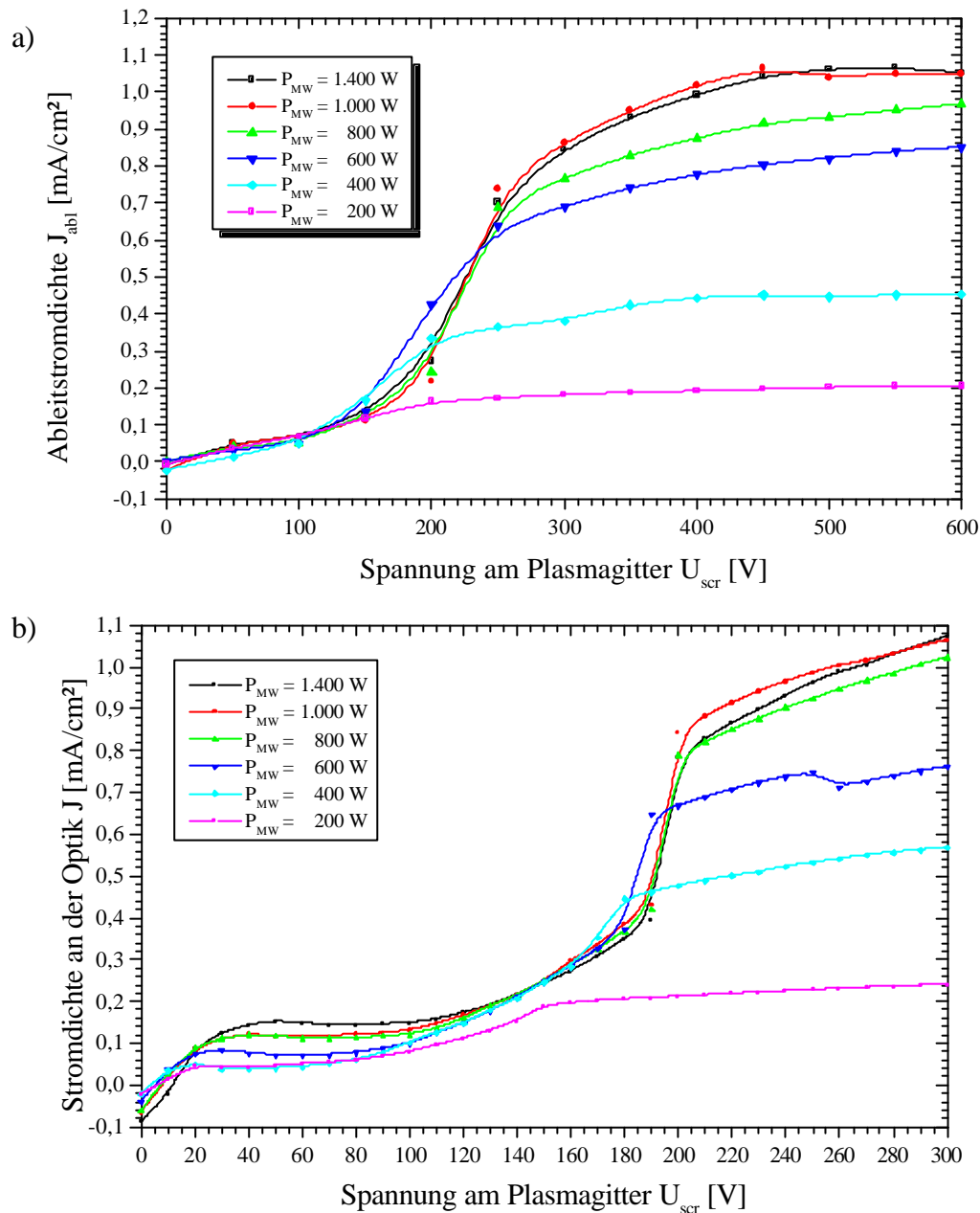


Abb. 26: Ableitstromdichte in Abhängigkeit der Gitterspannung a) für den gesamten und b) den unteren Spannungsbereich für verschiedene Mikrowellenleistungen  $P_{MW}$  (Argon;  $U_{acc} = -0,2U_{scr}$ ; optimaler Druck)

durch das Beschleunigungsgitter angezogen und am Gitter neutralisiert, wodurch ein geringer Strom entsteht.

Bei Einstellung eines geringen Potentials an den Gittern stellt sich bereits ein positiver Ableitstrom ein und die Ionenextraktion setzt ein. Die Ableitstromdichte erhöht sich mit der Spannung, wie es nach der Theorie der Raumladungsbegrenzung zu erwarten ist. Eine  $J_{abl} \sim U_{tot}^{3/2}$ -Abhängigkeit nach dem CHILD-LANGMUIR-Gesetz ist zu erkennen (siehe Anhang A).

Ab einer Spannung von etwa 140-200 V am Plasmagitter geht bei weiterer Erhöhung die Steigung der  $J_{abl}(U_{scr})$ -Kurve zurück (Schwellenspannung). Hier setzt die Ionensättigung ein. Die Steigung der Kurve geht in einen nahezu konstanten Wert über. Diese Schwellenspannung steigt mit der Erhöhung der Mikrowellenleistung und der dadurch erreichbaren höheren Ionenstromdichte aufgrund des CHILD-LANGMUIR-Gesetzes an.

Im Bereich der Schwellenspannung ist die Poissance maximal. Die Ionenquelle produziert bei möglichst geringer Gitterspannung möglichst viele beschleunigte Ionen. Die maximale Poissance liegt zwischen 0,5 pperv für 200 W Mikrowellenleistung und 1,5 pperv für 1.000 W. Daraus ergibt sich eine mit der Mikrowellenleistung ansteigende maximale normierte Perveanz (Quotient aus Poissance und Perveanz) für Argon zwischen 0,06 und 0,17.

Es fällt auf, dass eine Steigerung der Mikrowellenleistung ab einem Wert von etwa 1.000 W bei der vorliegenden Messung keinen Einfluss auf die Ionenstromdichte hat. Das entspricht den Ergebnissen der Messungen zur Druckabhängigkeit in Abschnitt 4.2.1.1. Hier ist die Sättigung in der Ionenproduktion im Plasma erreicht. Eine Erhöhung der Ionenextraktion ist daher nicht möglich.

Der Plasmameniskus (siehe Abb. 7) sollte so geformt sein, dass möglichst viele Ionen das Beschleunigungsgitter passieren und somit wenige Ionen am Beschleunigungsgitter rekombinieren. Der Materialabtrag und die Materialbelastung durch die Ionen an der Ionenoptik

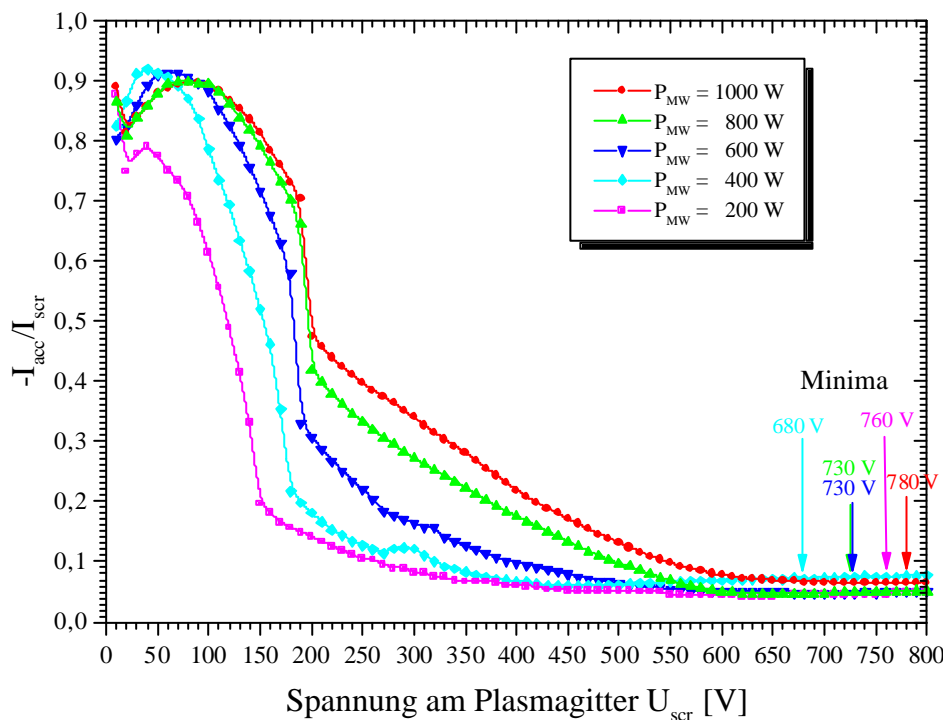


Abb. 27: Quotient aus den Strömen am Beschleunigungs- und am Plasmagitter  $-I_{acc}/I_{scr}$  in Abhängigkeit der Plasmagitterspannung für verschiedene Mikrowellenleistungen  $P_{MW}$  (Argon;  $U_{acc} = -0,2U_{scr}$ , optimaler Druck)

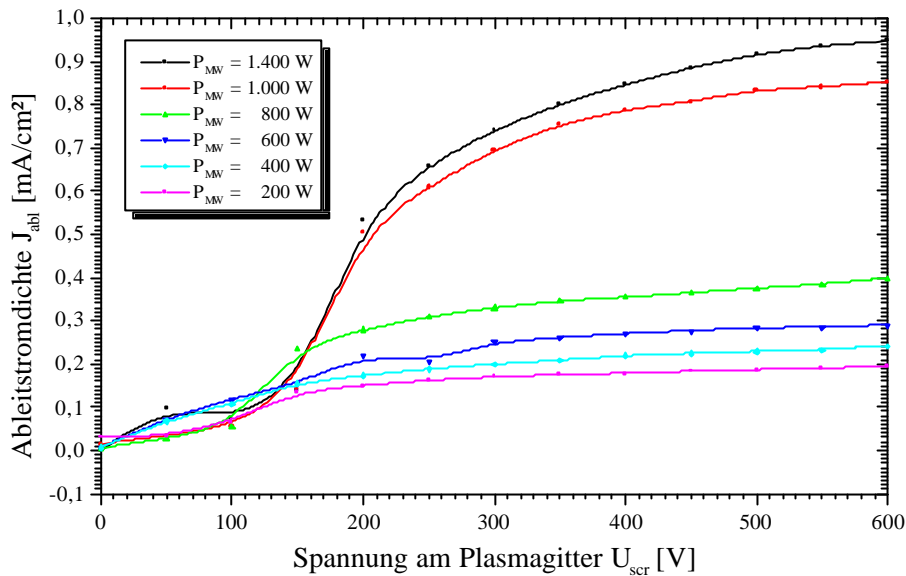


Abb. 28: Ableitstromdichte in Abhängigkeit der Gitterspannung für verschiedene Mikrowellenleistungen  $P_{MW}$  (Sauerstoff;  $U_{acc} = -0,2U_{scr}$ , optimaler Druck)

wird auf diese Weise minimiert. Dies ist der Fall, wenn der Quotient der Ströme am Beschleunigungs- und am Plasmagitter minimal wird. Abb. 27 zeigt, dass dies bei Spannungen am Plasmagitter um 700 V gegeben ist. Bereits ab Spannungen um 400 V liegt der Wert des Quotienten bereits unter 0,1.

Der Graph in Abb. 28 zeigt die zu den in Abb. 26a analogen Ergebnisse der Messungen an einem Sauerstoffionenstrahl. Die Kurven zeigen einen ähnlichen Verlauf. Bei Erhöhung der Mikrowellenleistung ergibt sich ein sehr großer Sprung in der Ableitstromdichte von  $0,30 \text{ mA/cm}^2$  auf  $0,85 \text{ mA/cm}^2$  bei 600 V zwischen 800 W und 1.000 W. Für niedrigere Mikrowellenleistungen ist die Ionenstromdichteerhöhung durch den Einfluss der Mikrowellenleistungen geringer. Jedoch steigt im Gegensatz zum Argonplasma die Ionenstromdichte bei Erhöhung auf 1.400 W geringfügig weiter an.

## 4.2.2 Räumlich aufgelöste Ionenstromdichtemessungen

### 4.2.2.1 Dreidimensionale Faraday-Cup-Messungen

Die räumlichen Ionenstromdichteverteilungen sind mit einem auf den Kopf einer 3-d-Verfahrenheit montierten FARADAY-Cup aufgenommen worden. In Abb. 29 sind die Ergebnisse der Messungen in der x-z-Ebene für verschiedene Mikrowellenleistungen dargestellt. Die Streifen in einigen Graphen, die eine geringe Ionenstromdichte in Bereichen höherer Ionenstromdichte angeben, rühren von Fehlfunktionen der Motoren her, die die 3-d-Verfahrenheit antreiben und stellenweise durch den Einfluss des Ionenstrahls gestört worden

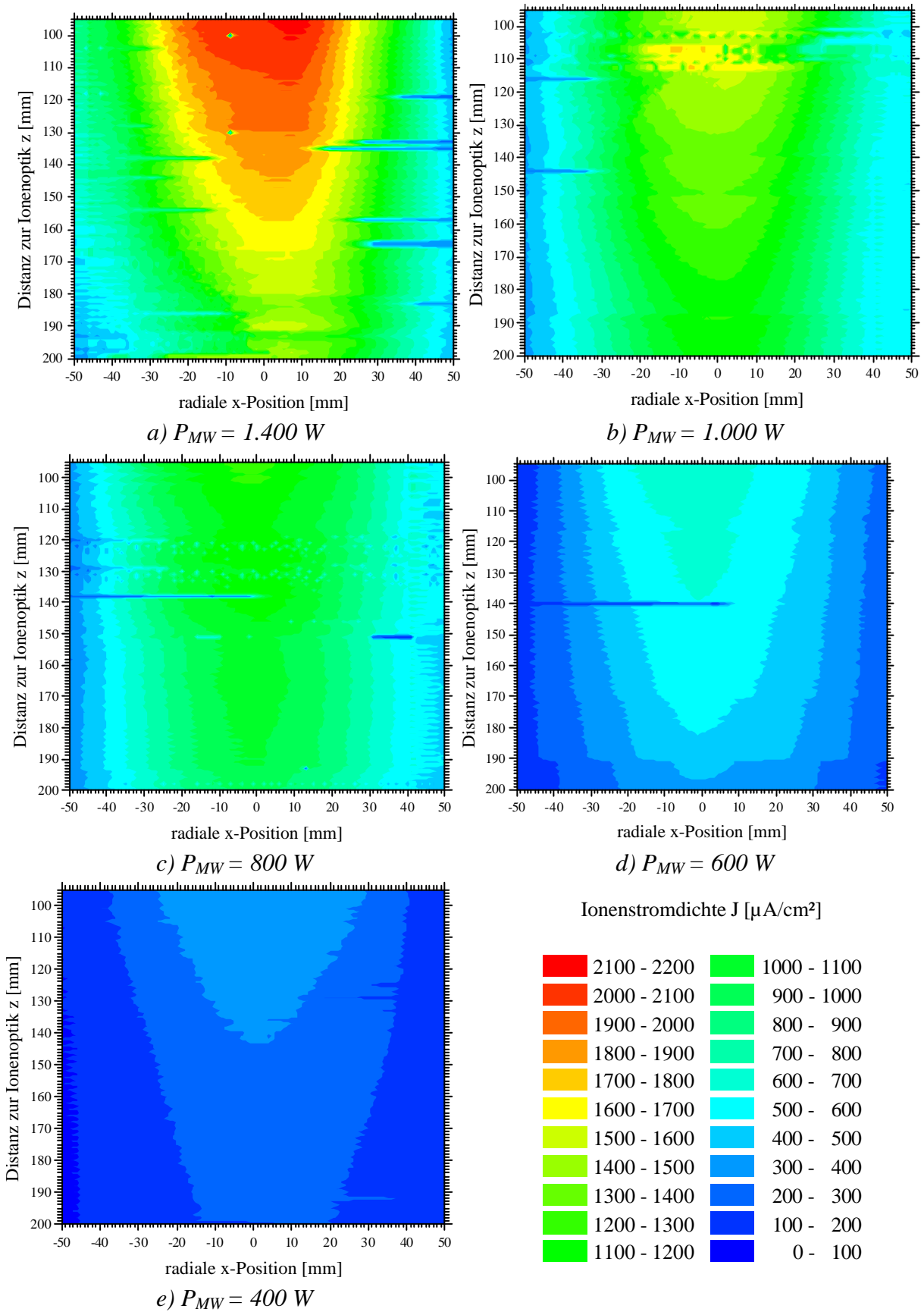


Abb. 29: Verteilung der Ionenstromdichte in der x-z-Ebene für verschiedene Mikrowellenleistungen  $P_{MW}$  (Argon;  $y = 0 \text{ mm}$ ,  $U_{scr} = 500 \text{ V}$ ;  $U_{acc} = -100 \text{ V}$ , optimaler Druck)

sind. Die teilweise etwas gezackte Struktur in den Graphen hat seine Ursache darin, dass der Ionenstrahl von dem sich bewegenden und auf Erdpotential liegenden Gehäuse des FARADAY-Cups angezogen worden sind. Da sich bei jeder Änderung der z-Position die Richtung der Bewegung auf der x-Achse umkehrt, wird der Ionenstrahl in unterschiedliche Richtungen abgelenkt.

Die Graphen zeigen analog zu den Ableitstrommessungen (Abschnitt 4.2.1) ein mit fallender Mikrowellenleistung am jeweiligen Ort abnehmende Ionenstromdichte. Mit zunehmender Entfernung von der Ionenoptik nimmt das Ionenstromdichtemaximum auf der ionenoptischen Achse ab. Über die gemessene Distanz liegt die Abnahme mikrowellenleistungsunabhängig bei  $(40 \pm 5) \%$ .

Die nahezu konstante Ionenstromdichte bei großen radialen Entfernungen von der ionenoptischen Achse weisen bei abnehmendem Ionenstromdichtemaximum auf eine zunehmende Halbwertsbreite der Ionenstromdichteverteilung und damit auf Divergenz des Ionenstrahls hin.

Die maximal gemessene Ionenstromdichte liegt bei Entfernung  $z = 100$  mm zur Ionenoptik für 1.400 W über  $2,1 \text{ mA/cm}^2$ . Die Ionenstromdichteverteilungen bei konstanter Messentfernung weisen in guter Übereinstimmung die Form einer GAUSS-Verteilung auf, wie

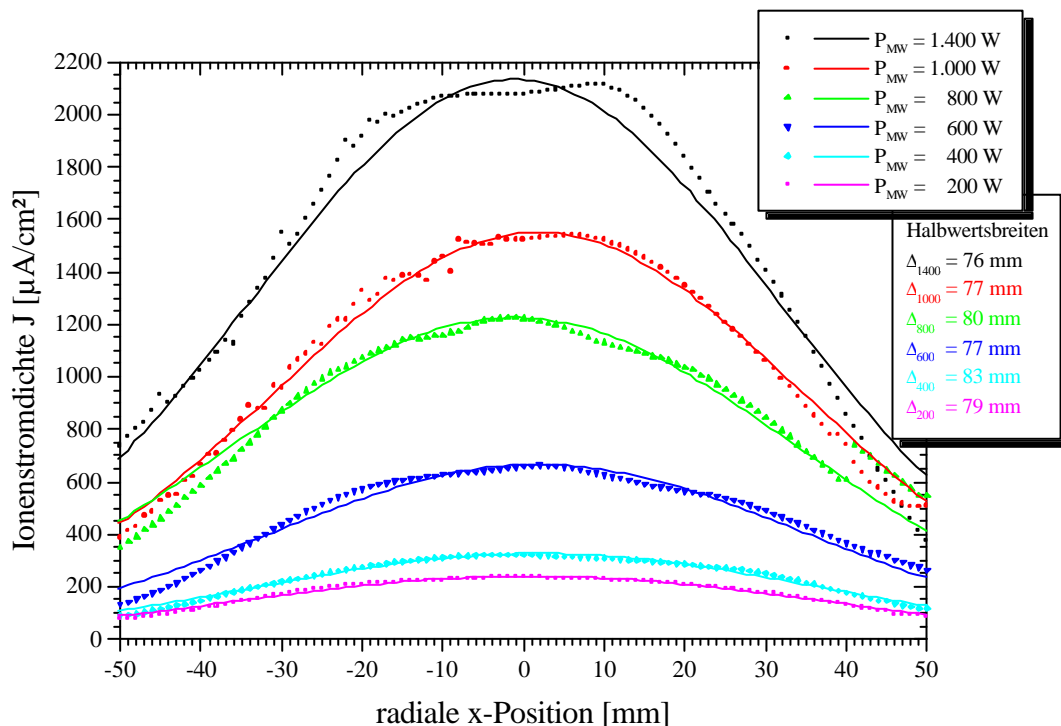


Abb. 30: Verteilung der Ionenstromdichte auf der x-Achse ( $y = 0$ ) für verschiedene Mikrowellenleistungen  $P_{MW}$  (Argon;  $z = 100$ ;  $U_{scr} = 500$  V;  $U_{scr} = -100$  V; optimaler Druck)

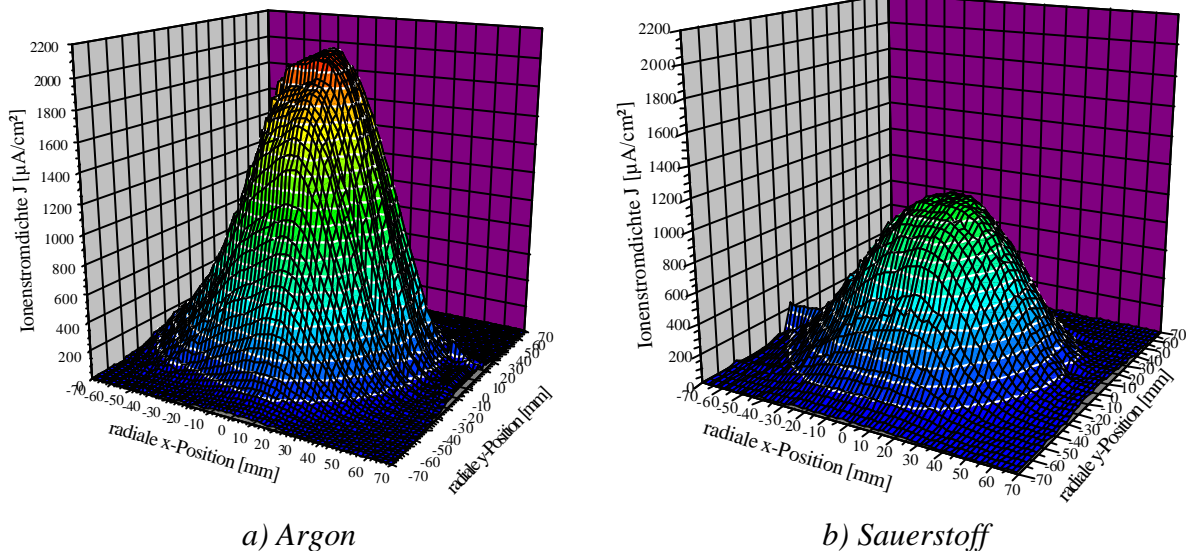


Abb. 31: Verteilung der Ionenstromdichte in der x-y-Ebene ( $P_{MW} = 1.400 \text{ W}$ ;  $z = 100 \text{ mm}$ ;  $U_{scr} = 500 \text{ V}$ ;  $U_{acc} = -100 \text{ V}$ ; optimaler Druck)

Abb. 30 verdeutlicht. Die Halbwertsbreite ist mikrowellenleistungsunabhängig und liegt für  $z = 100 \text{ mm}$  bei etwa  $79 \text{ mm}$ .

Ein Vergleich der Messungen an einem Argonionenstrahl mit denen an einem Sauerstoffionenstrahl zeigen, abgesehen von den erreichbaren Ionenstromdichten, identische Ergebnisse in der Strahlform. Ein Vergleich der Messungen in der x-y-Ebene senkrecht zur ionenoptischen Achse ist in Abb. 31 dargestellt.

Während die Messungen an einem Argonionenstrahl maximal  $2,1 \text{ mA/cm}^2$  ergeben, sind an einem Sauerstoffionenstrahl maximal  $1,1 \text{ mA/cm}^2$  gemessen worden. Dieser Unterschied ist mit den Anregungsmöglichkeiten der Argonatome und Sauerstoffmoleküle durch Stöße im Plasma zu erklären. Während die Argonatome lediglich die drei Freiheitsgrade der Translation besitzen und damit eine Anregung nur durch Elektronenanregung bis hin zur Ionisation stattfinden kann, besitzen die Sauerstoffmoleküle zusätzlich einen Freiheitsgrad der Oszillation und zwei Freiheitsgrade der Rotation. Neben der Elektronenanregung kommt es somit zur Anregung der Oszillations- und Rotationsniveaus.

#### 4.2.2.2 Ionenstrahlpropagation

Wie bereits erwähnt, nimmt das Ionenstromdichtemaximum mit zunehmender Entfernung von der Ionenoptik ab. Dagegen nimmt die Halbwertsbreite der Ionenstromdichteverteilung zu. Dies ergibt sich aus der Divergenz des Ionenstrahls. In dem Graphen in Abb. 32 ist die Halbwertsbreite gegen die Distanz zur Ionenoptik aufgetragen. Zusätzlich ist die Entwicklung der Ionenstrahlbreite (gemessen bei 5% des Ionenstrahlmaximums) aufgenommen.



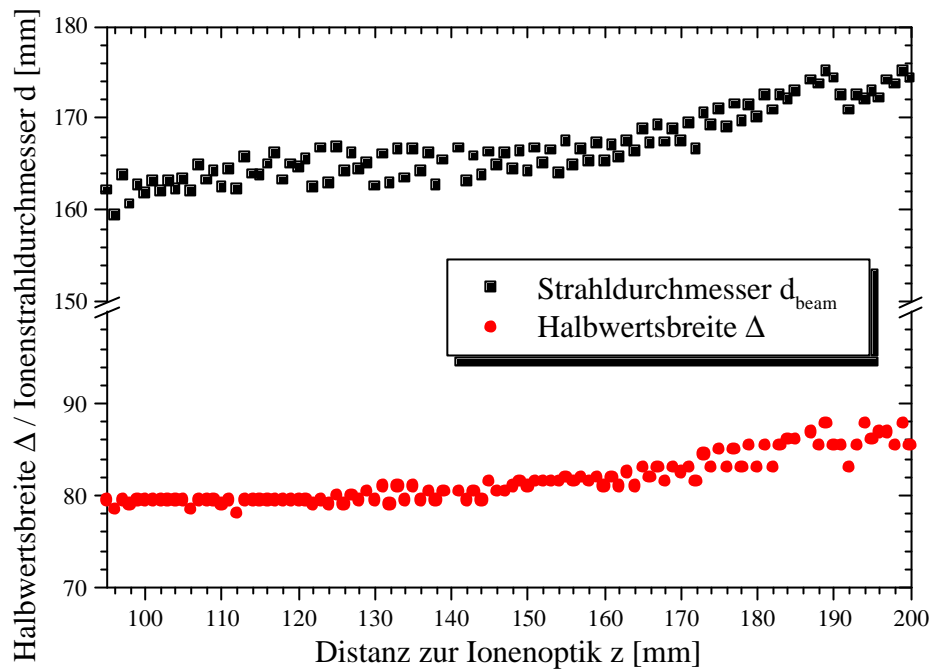


Abb. 32: Halbwertsbreite und Ionenstrahlbreite in Abhängigkeit der Distanz zur Ionenoptik (Sauerstoff;  $P_{MW} = 1400 \text{ W}$ ;  $U_{scr} = 500 \text{ V}$ ;  $U_{acc} = -100 \text{ V}$ ; optimaler Druck)

Beide Kurven zeigen einen ähnlichen Verlauf. Bis zu einer Entfernung von 145 mm zur Ionenoptik bleiben sowohl die Halbwertsbreite (80 mm) als auch Ionenstrahldurchmesser (162 mm) nahezu konstant. Für zunehmende Entfernungen gehen beide Kurven allmählich in konstante Steigungen über. Diese konstante Steigung des Ionenstrahldurchmessers bestimmt die Divergenz des Ionenstrahls. Die Divergenz ist Unabhängig von der Gasart, der Mikrowellenleistung und der Ionenenergie und liegt nach Mittelung über alle gemessenen Ionenstromdichteprofile bei  $(19 \pm 1)^\circ$ .

Werden die Ionenstromdichteverteilungen bei unterschiedlichen Distanzen zur Ionenoptik aufgenommen, so ist das räumliche Integral über die Verteilungen, also der Ionenstrom, konstant, wenn in dem Ionenstrahl keine Rekombination der Ionen durch Stöße mit freien Restelektronen im Ionenstrahl oder andere Prozesse stattfindet. Eine Untersuchung des Ionenstroms ergibt, dass er mit zunehmender Entfernung zur Ionenoptik abnimmt, was auf Rekombination im Ionenstrahl schließen lässt. Dieser Effekt nimmt mit abnehmendem Ableitstrom an der Ionenoptik zu. Eine Abschätzung der Rekombination erfolgt im nächsten Abschnitt.

#### 4.2.2.3 Analytische Ermittlung der Ionenstromdichte aus dem Ableitstrom

Bei der Anwendung eines Ionenstrahls auf ein Target (z.B. Sputtern) kann der Ionenstrom am Ort des Targets, der durch die auf die Targetoberfläche treffenden Ionen entsteht,

direkt gemessen werden, wenn das Target elektrisch leitend ist. Bei einem dielektrischen Target ist diese Art der Messung nicht gegeben und eine Abschätzung des Ionenstroms über die an der Ionenoptik gemessenen Ableitströme nötig. Da alle Änderungen der Ionenstromdichteverteilung über die Distanz zur Ionenoptik bei einem konstanten Druck von  $1-2 \times 10^{-4}$  mbar im Rezipienten (optimaler Druck) lediglich vom Ableitstrom abhängen, kann eine analytisch ermittelte Näherungsformel gefunden werden, die bei bekanntem Ableitstrom die Ionenstromdichte an jedem Ort des mit dem FARADAY-Cup untersuchten Messvolumens beschreibt. Die zur Aufstellung dieser Formel benötigten Konstanten ergeben sich durch die Auswertung und Mittelung über alle gemessenen Ionenstromdichteverteilungen. Da bei den Messungen ein Ableitstrom von 20 mA nicht unterschritten wurde, ist eine Gültigkeit der analytischen Formel unterhalb dieses Werts nicht zwingend.

Die Ionenstromdichte  $J(r,z)$  an der Stelle  $(r,z)$  mit  $r^2 = x^2 + y^2$  lässt sich aus dem Produkt der zweidimensionalen normierten GAUSS-Verteilung an der Stelle  $z$  und dem über die GAUSS-Glocke integrierten Strom  $I_{\text{int}}$  berechnen:

$$J(r,z) = \frac{I_{\text{int}}}{2\pi \cdot \sigma(z)^2} \cdot e^{-\frac{1}{2} \frac{r^2}{\sigma(z)^2}} \quad (4.1)$$

$\sigma(z)$  ist die Strecke zwischen der Achse der GAUSS-Verteilung ( $r = 0$ ) und ihren Wendepunkten. Sie ergibt sich aus der  $z$ -abhängigen Halbwertsbreite  $\Delta(z)$  des Ionenstrahls:

$$\sigma(z) = \frac{\Delta(z)}{2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2}} \quad (4.2)$$

Über den betrachteten Bereich der Entfernung zur Ionenoptik zwischen 95 mm und 200 mm gilt näherungsweise ein linearer Anstieg der Halbwertsbreite mit zunehmender Entfernung:

$$\Delta(z) = \Delta_0 + \delta_{1/2} \cdot z \quad (4.3)$$

Dabei ist  $\Delta_0 = (66,4 \pm 0,7)$  mm die extrapolierte Halbwertsbreite bei  $z = 0$  und  $\delta_{1/2} = (9,57 \pm 0,44) \times 10^{-2}$  die Steigung der Geraden.

Bei der Berechnung des integrierten Stroms  $I_{\text{int}}$  in Gleichung (4.1) aus dem Ableitstrom  $I_{\text{abl}}$  muss die Stromabnahme  $I_{\text{rek}}$  aus der Rekombination der Ionen im Ionenstrahl berücksichtigt werden:

$$I_{\text{int}} = K_{\text{kor}} \cdot (I_{\text{abl}} - I_{\text{rek}}(z, I_{\text{abl}})) \quad (4.4)$$

Der Faktor  $K_{\text{kor}} = 1,16 \pm 0,01$  ist nötig, um eine Abweichung der analytischen Formel mit den Messungen, die sich aus den Näherungen ergibt, zu kompensieren. Diese Abweichung ergibt sich aus einem gegenüber dem betrachteten  $z$ -Bereich veränderten Verhalten der Ionenstromabnahme bei Distanzen unterhalb von 95 mm zur Ionenoptik. Die Stromabnahme  $I_{\text{rek}}$  durch die

Rekombination zeigt Messungen zur Folge eine lineare Abhängigkeit zum Ableitstrom und zur Distanz zur Ionenoptik:

$$I_{\text{rek}}(z, I_{\text{abl}}) = (j_{\text{rek}} + k_{\text{rek}} \cdot I_{\text{abl}}) \cdot z \quad (4.5)$$

Dabei ist  $j_{\text{rek}} = (5,91 \pm 1,23) \times 10^{-2}$  mA/mm die Stromabnahme pro Strecke ohne Berücksichtigung der Ableitstromabhängigkeit und  $k_{\text{rek}} = (7,39 \pm 3,67) \times 10^{-4}$  mm<sup>-1</sup> der Faktor der Ableitstromabhängigkeit.

### 4.2.3 Ionenenergie

Die Ionenenergieverteilung ist mit einem RFA aufgenommen worden. Dabei ist die Energie der Ionen gemessen worden, die sie besitzen, wenn sie auf ein geerdetes Target treffen ( $U_s = U_{\text{RFA}}$ ). Der Graph in Abb. 33 zeigt die typische Strom-Spannungs-Charakteristik. Der Strom fällt mit zunehmendem Potential auf der Kollektorplatte des RFA langsam ab. Bei Erreichen des auf dem Plasmagitter eingestellten Potentials bricht der Strom ein. Die Ionen erreichen aufgrund der elektrischen Abstoßung nicht mehr die Kollektorplatte.

Die Ableitung der Kurve  $dI/dU$  ergibt die Ionenenergieverteilung. Der Graph in Abb. 34 zeigt, dass das am Plasmagitter anliegende Potential  $U_{\text{scr}}$  die Ionenenergie über  $E_{\text{ion}} = e \cdot U_{\text{scr}}$  bestimmt. Dies bedeutet im Vergleich zu anderen Ionenstrahlexperimenten [14] mit einer RF-Plasmaquelle [19][20], bei denen zwischen dem eingestellten Plasmapotential und der korres-

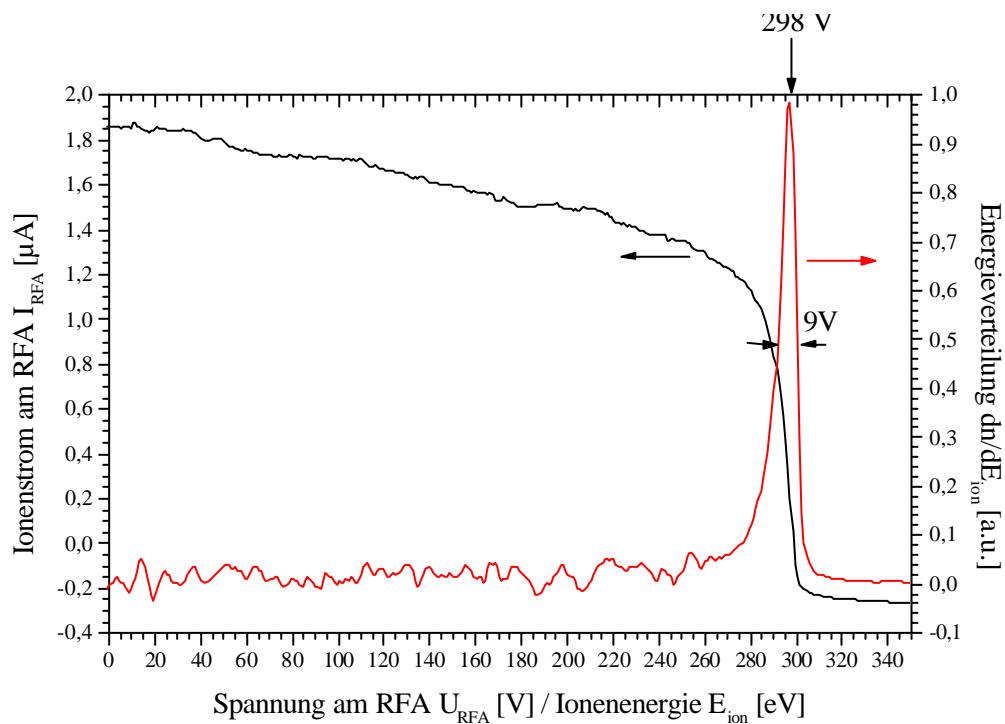


Abb. 33: Strom-Spannungs-Charakteristik am RFA und daraus errechnete Ionenenergieverteilung ( $P_{\text{MW}} = 1.000$  W,  $U_{\text{scr}} = 300$  V;  $U_{\text{acc}} = -60$  V)

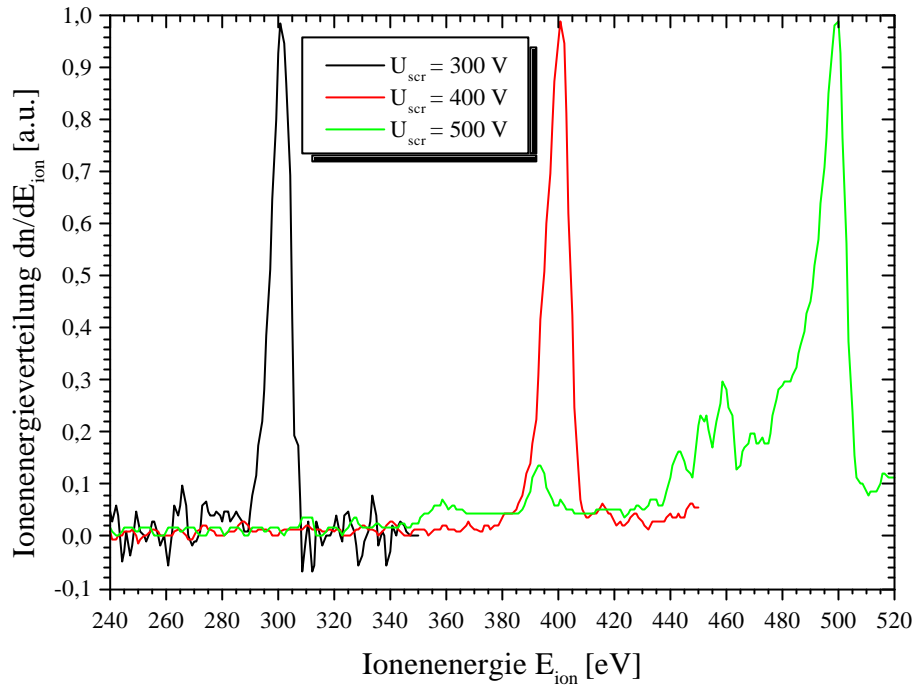


Abb. 34: Ionenenergieverteilung bei unterschiedlich eingestelltem Plasmagitterpotential ( $P_{MW} = 1.400 \text{ W}$ ,  $U_{acc} = -0,2 \cdot U_{scr}$ )

pondierenden Ionenenergie ein deutlicher Unterschied zu erkennen ist, eine Verbesserung in der Einstellung einer gewünschten Energie über die Gitterspannungen an der Ionenoptik. Dabei wird eine kleine Halbwertsbreite von  $< 10 \text{ eV}$  erreicht.

#### 4.2.4 Elektronentemperatur und Ionendichte

Die Kenntnis der Elektronentemperatur und der Ionendichte ist für die Charakterisierung des Ionenstrahls wichtig. Die Ionendichte im Plasma vor der Ionenoptik bestimmt den Ionenstrom. Die Elektronentemperatur ist ausschlaggebend für die Konzentration bestimmter Ionenspezies in Molekülplasmen und damit für die Zusammensetzung des Ionenstrahls. Elektronentemperatur und Ionendichte sind mit Hilfe der LANGMUIR-Doppelsonde gemäß der Beschreibung in Abschnitt 3.3 gemessen worden.

##### 4.2.4.1 Elektronentemperatur

Der Graph in Abb. 35 zeigt, dass die Elektronentemperatur mit steigender eingekoppelter Mikrowellenleistung steigt. Dabei ist die maximal gemessene Elektronentemperatur bei  $1.000 \text{ W}$  mit etwa  $12 \text{ eV}$  doppelt so groß, wie bei  $200 \text{ eV}$ . Die Überprüfung der Gitterspannungsabhängigkeit zeigt im Bereich des konstanten Ionenstrombetriebs eine konstante Elektronentemperatur. Dagegen fällt sie über den beobachteten Druckbereich mit steigendem

Druck. Im Bereich des Drucks, bei dem die größte Ableitstromdichte erreicht wird (vgl. Abb. 25), ergibt sich dabei ein Peak.

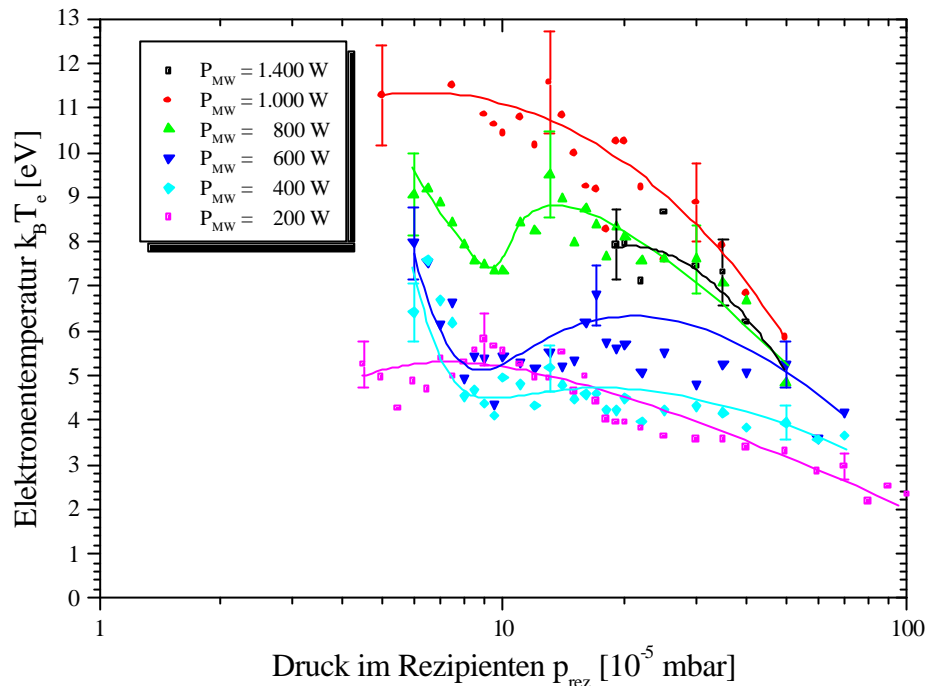


Abb. 35: Druckabhängigkeit der Elektronentemperatur für verschiedene Mikrowellenleistungen  $P_{MW}$  (Sauerstoff;  $U_{scr} = 500$  V;  $U_{acc} = -100$  V)

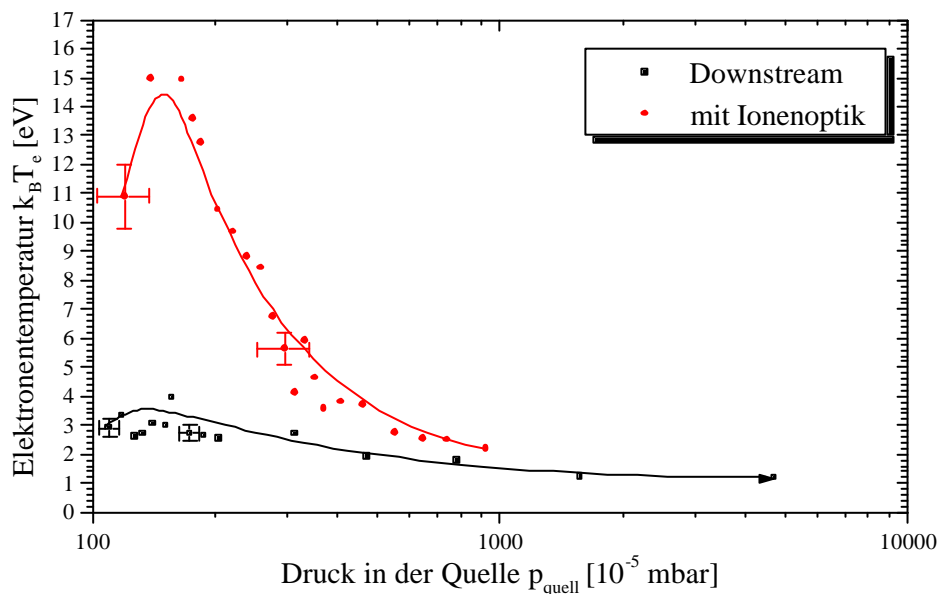


Abb. 36: Druckabhängigkeit der Elektronentemperatur für den Downstream-Betrieb der Plasmaquelle im Vergleich zum Betrieb als Ionenquelle (Argon;  $P_{MW} = 1.000$  W;  $U_{scr} = 500$  V;  $U_{acc} = -100$  V)

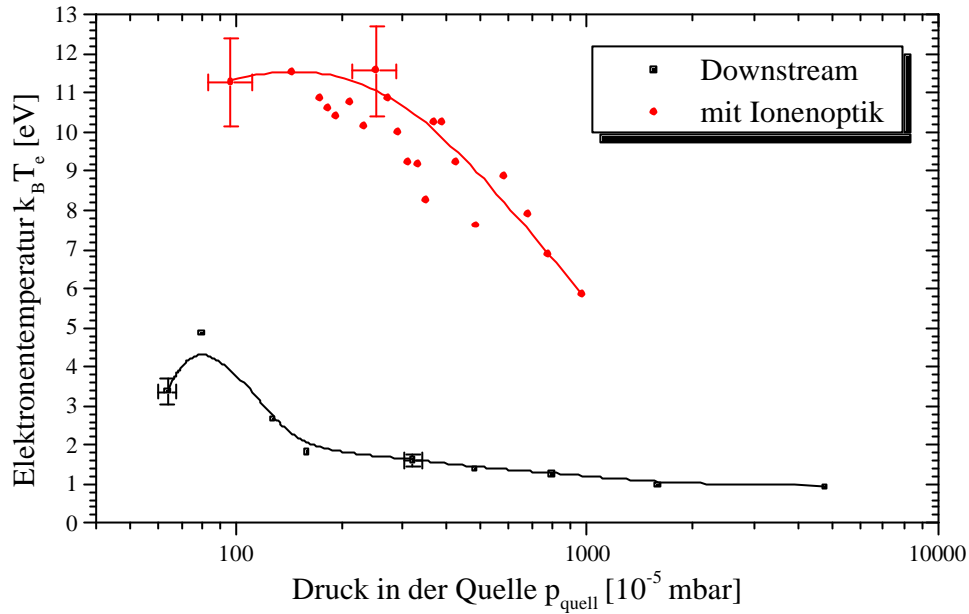


Abb. 37: Druckabhängigkeit der Elektronentemperatur für den Downstream-Betrieb der Plasmaquelle im Vergleich zum Betrieb als Ionenquelle (Sauerstoff;  $P_{MW} = 1.000$  W;  $U_{scr} = 500$  V;  $U_{acc} = -100$  V)

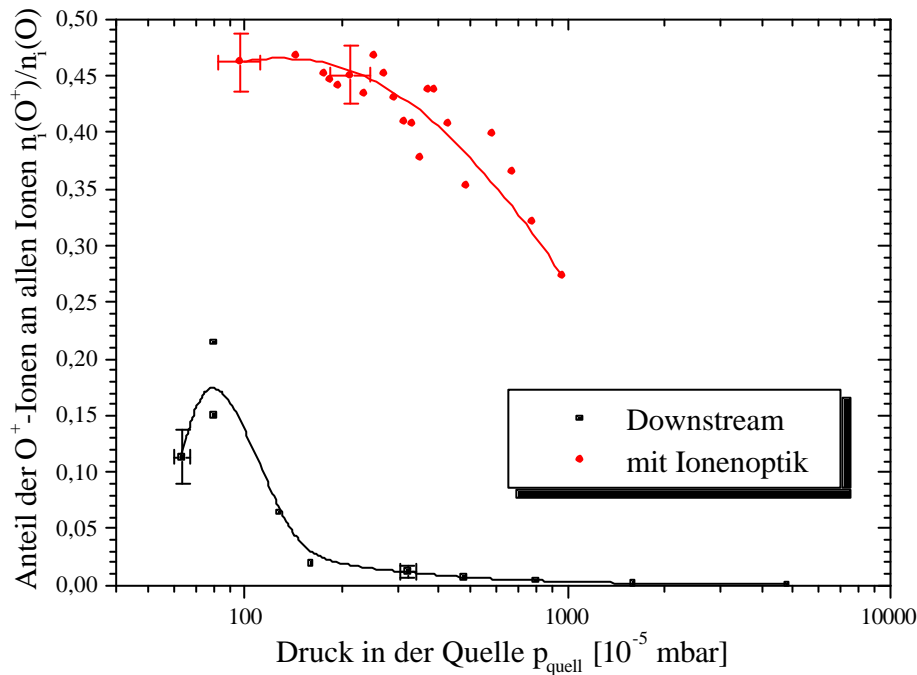


Abb. 38: Druckabhängigkeit der  $O^+$ -Konzentration für den Downstream-Betrieb der Plasmaquelle im Vergleich zum Betrieb als Ionenquelle ( $P_{MW} = 1.000$  W;  $U_{scr} = 500$  V;  $U_{acc} = -100$  V)

In Abb. 36 und Abb. 37 sind die Druckabhängigkeiten der Elektronentemperatur der Plasmaquelle im Downstream-Betrieb (ohne Ionenoptik) im Vergleich mit dem Betrieb als Ionenquelle in einem Argon- und in einem Sauerstoffplasma dargestellt. Nach den Ausführungen in Abschnitt 3.3 wird erwartet, dass die Elektronentemperatur des Plasmas in der Ionenquelle über der der Plasmaquelle im Downstream-Betrieb liegt. Es zeigt sich, dass die

Elektronentemperatur durch den Einsatz der Ionenoptik bei einer Mikrowellenleistung von 1.000 W bis um das Dreifache ansteigt. Dieser Faktor sinkt mit fallender Mikrowellenleistung auf zwei für 200 W.

Im Fall des Sauerstoffplasmas (Abb. 37) wird der Anteil der  $O^+$ -Ionen bei gleichzeitiger Verringerung der  $O_2^+$ -Ionen erhöht. Dieser Zusammenhang wird in Anhang A2 erörtert. Der Anteil der  $O^+$ -Ionen ergibt sich demnach aus der Elektronentemperatur gemäß Gleichung (A.10). Die Erhöhung der  $O^+$ -Konzentration ist in dem Graphen in Abb. 38 dargestellt. Dem Graphen ist zu entnehmen, dass der Anteil der  $O^+$ -Ionen durch den Einsatz der Ionenoptik von maximal 20% auf 50% ansteigt.

#### 4.2.4.2 Ionendichte

In dem Graphen in Abb. 39 sind die mit der LANGMUIR-Doppelsonde gemäß Abb. 18 unterhalb der Ionenoptik gemessenen Ionendichten in Abhängigkeit des Drucks für verschiedene Mikrowellenleistungen dargestellt. Aus diesen Werten ist mit Hilfe von Gleichung (3.7) die Ionendichte vor der Ionenoptik berechnet worden. Die Ergebnisse sind in dem Graphen in Abb. 40a dargestellt. Vor der Ionenoptik liegt die Ionendichte im Druckbereich, bei dem ein maximaler Ionenstrom erreicht wird, etwa um den Faktor 5 höher als am Ort der Messung. Die Ionendichte steigt mit steigender Mikrowellenleistung an und erreicht Maximalwerte von  $6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$  für 200 W und  $3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  für 1.000 W. Sie ist im Bereich der Ionensättigung unabhängig von der angelegten Gitterspannung.

Das elektrische Feld zwischen Plasma- und Beschleunigungsgitter, das die Ionenextraktion bewirkt, hat zur Folge, dass sich die Ionen im Plasma in Richtung des Beschleunigungs-

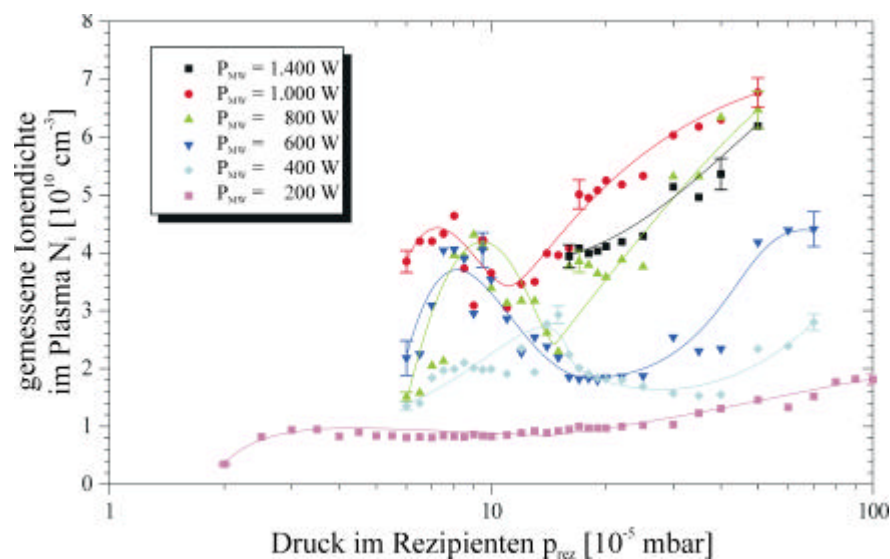


Abb. 39: Gemessene Ionendichte in Abhängigkeit des Drucks für verschiedene Mikrowellenleistungen  $P_{MW}$  (Argon;  $U_{scr} = 500 \text{ V}$ ;  $U_{acc} = -100 \text{ V}$ )

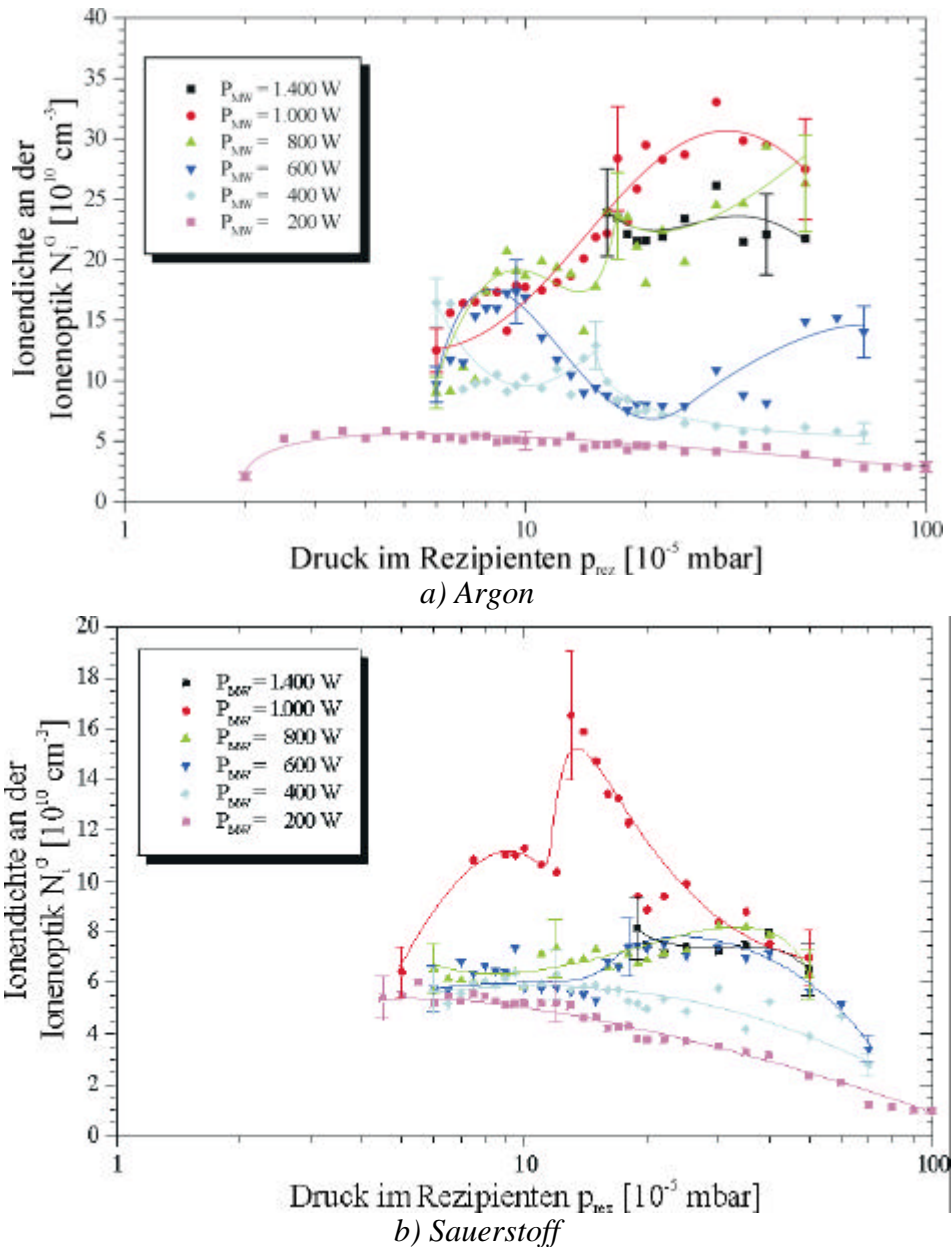


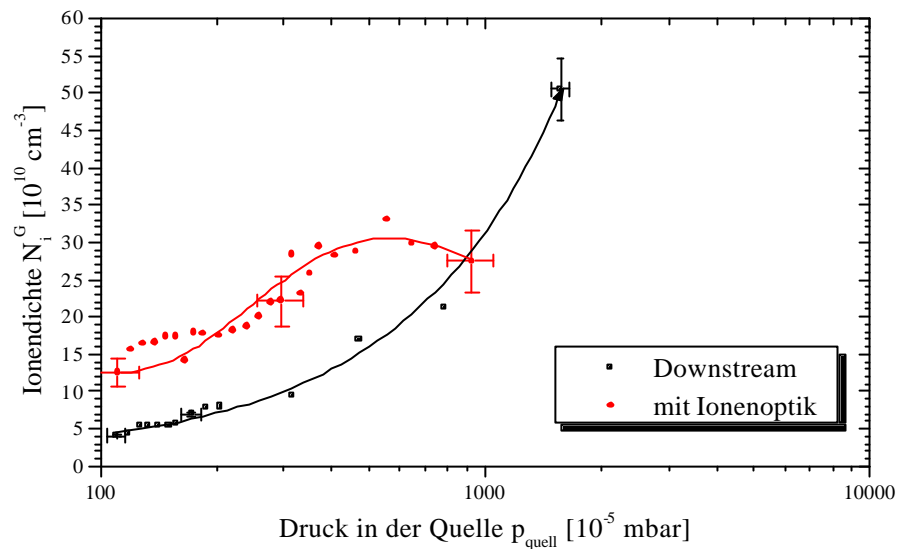
Abb. 40: Ionendichte vor der Ionenoptik in Abhängigkeit des Drucks für verschiedene Mikrowellenleistungen  $P_{\text{MW}}$  (Sauerstoff;  $U_{\text{scr}} = 500 \text{ V}$ ;  $U_{\text{acc}} = -100 \text{ V}$ )

gitters bewegen. Im Bereich der Gitteraperturen des Plasmagitters, die einen hohen Strömungswiderstand darstellen, kommt es zu einer starken elektrostatischen Abstoßung zwischen den Ionen. Vor dem Plasmagitter wird dadurch ein Ionenstau generiert, der die hohe Ionendichte bewirkt.

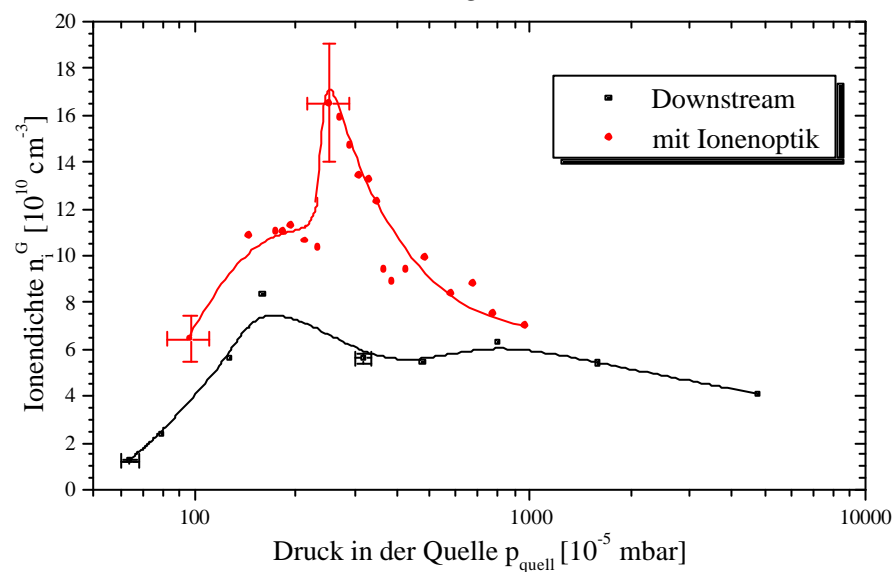
In Abb. 40b ist die Ionendichte in einem Sauerstoffplasma vor der Ionoptik für verschiedenen Mikrowellenleistungen in Abhängigkeit des Drucks dargestellt. Die Berechnung aus den Ergebnissen der LANGMUIR-Doppelsondenmessung ergibt etwa halb so große Ionendichten wie in einem Argonplasma. Sie liegen bei Werten bis zu maximal  $1,6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  bei 1.000 W.



In Abb. 41 ist die Ionendichte gegen den Druck in der Plasmaquelle im Betrieb als Ionenquelle und im Downstream-Betrieb dargestellt. Dabei sind die LANGMUIR-Doppelsondenmessungen im Downstream-Betrieb am Ort der Ionenoptik durchgeführt worden. Die Messungen zeigen, dass die Ionendichte im Druckbereich der Ionenextraktion mit Ionenoptik deutlich höher liegt als ohne. Im Fall des Argonplasmas (Abb. 41a) ist die Ionendichte bis zu dreimal, im Fall des Sauerstoffplasmas (Abb. 41b) ist sie bis zu viermal so hoch.



a) Argon



b) Sauerstoff

Abb. 41: Druckabhängigkeit der Ionendichte am Ort der Ionenoptik für den Downstream-Betrieb der Plasmaquelle im Vergleich zum Betrieb als Ionenquelle ( $P_{MW} = 1.000$  W;  $U_{scr} = 500$  V;  $U_{acc} = -100$  V)



## Kapitel 5: Untersuchung des Silizium-Sputterns mit CRDS

In diesem Kapitel werden zunächst die Ergebnisse der CRDS an gesputtertem Silizium vorgestellt. Nach der Abschätzung der Verbreiterungseffekte und der Charakterisierung des Abklingsignals wird die Teilchendichte an gesputtertem Silizium eines Siliziumwafers und eines Quarztargets gemessen, das durch einen Argon- und einen Sauerstoffionenstrahl generiert worden ist. Aus den verschiedenen Messungen lässt sich schließlich der Sputteryield der verschiedenen Sputtervorgänge berechnen. Abschließend erfolgt anhand der gewonnenen Erkenntnisse eine Abschätzung der Erosionswirkung an den Plasmawand und der der Ionoptik durch die Plasmaionen.

### 5.1 Abschätzung der Verbreiterungseffekte

#### 5.1.1 Natürliche Linienbreite

Die natürliche Linienbreite wird nach Gleichung (2.75) berechnet. Die zugehörigen EINSTEIN-Koeffizienten der spontanen Emission können Tab. 3 entnommen werden. Danach ergibt sich die natürliche Linienbreite für das Si I ( $3s^23p^2 \rightarrow 3s^23p4s$ )-Multiplett je nach Übergang ein Wert zwischen 1,5 fm und 6,0 fm.

### 5.1.2 Laserlinienbreite

Die Ausmessung der Laserlinienbreite ist für einen Laserstrahl der Wellenlänge von 500 nm mit einem FABRY-PEROT-Interferometer durchgeführt worden. Es ergibt sich eine Breite von  $(0,039 \pm 0,004) \text{ cm}^{-1}$ .

Um aus diesem Wert die Linienbreite eines Laserstrahlprofils der halben Wellenlänge von 250 nm, wie er bei der Durchführung der Experimente eingesetzt worden ist, zu berechnen, kann zur Abschätzung der maximalen Laserlinienbreite zu obigem Ergebnis ein Faktor 2 multipliziert werden (konservativ). Dabei ist jedoch zu beachten, dass die Energie der Flanken des GAUSS-förmigen Profils nicht ausreicht, damit es bei diesen Wellenlängen im BBO-Kristall zu einer Halbierung kommt. Daher werden nur die Wellenlängen, die innerhalb der Halbwertsbreite des Profils liegen, halbiert [112]. Der Multiplikationsfaktor verringert sich damit auf  $2^{1/2}$ , was dem Integral im Bereich zwischen den Halbwertsbreiten eines auf 2 normierten GAUSS-Profils entspricht. Nach Umrechnung der Einheiten ergibt sich somit für die Laserlinienbreite bei 250 nm ein Wert von  $(0,35 \pm 0,04) \text{ pm}$ .

### 5.1.3 Druckverbreiterung

Im Druckbereich unter  $10^{-3}$  mbar ist die Druckverbreiterung zu vernachlässigen. Eine Abschätzung nach Gleichung (2.78) ergibt für diesen Druck bei Raumtemperatur und einem Teilchenradius von 0,134 nm für Silizium und 0,192 nm für Argon einen Wert für die Druckverbreiterung von unter  $2 \times 10^{-19}$  m. Da die Druckverbreiterung dem Druck proportional ist, wird sie erst für Drücke oberhalb des Atmosphärendrucks relevant.

### 5.1.4 Sättigungsverbreiterung

Die Sättigungsverbreiterung eines Absorptionsprofils errechnet sich im Fall des Zweiniveausystems aus Gleichung (2.88) mit dem Sättigungsparameter aus Gleichung (2.92). Zur Berechnung der spektralen Leistungsdichte in Gleichung (2.93) ist es notwendig, die Querschnittsfläche des Laserstrahls zu bestimmen. Dieses erfolgt, indem die Intensität eines teilweise abgedeckten Laserstrahls mit einem JOULE-Meter gemessen und die Abdeckung nach und nach entfernt wird. Die am JOULE-Meter gemessene Intensität wird in Abhängigkeit der Stellung der Abdeckung aufgenommen und die Ortsableitung der Kurve ermittelt. Diese ergibt das Profil des Laserstrahls aus dessen Halbwertsbreite die kreisförmige Querschnittsfläche berechnet werden kann.

Die Querschnittsfläche des Laserstrahls beträgt  $0,95 \text{ mm}^2$ . Die bei allen Versuchen eingestellte Standardenergie führt zu einer Laserstrahlausgangsenergie von  $10 \text{ mJ}$  pro Puls. Auf dem Weg zum Resonator passiert der Laserstrahl einen Strahlabschwächer, der laut Hersteller (Melles Griot) einen Transmissionskoeffizienten von  $0,74 \%$  für Licht der Wellenlänge  $250 \text{ nm}$  besitzt, und den Einkoppelspiegel des Resonators. Bei einer Abklingzeit von  $\approx 2,5 \mu\text{s}$ , die sich bei der Versuchsdurchführung ergibt, und einer Resonatorlänge von  $1,7 \text{ m}$  errechnet sich laut Gleichung (2.113) ein Reflexionsgrad der Spiegel von  $0,9977$ , was einem Transmissionskoeffizienten von  $0,23\%$  entspricht. Die eingekoppelte Laserleistung beträgt demnach  $0,17 \text{ nJ}$ .

Die spektrale Leistungsdichte  $\rho$  ergibt für Laserstrahlung der Wellenlänge  $250 \text{ nm}$  mit  $6 \text{ ns}$  Pulsdauer  $5,9 \times 10^{-14} \text{ Js/m}^3$ . Der Sättigungsparameter beträgt dann für den Übergang  ${}^3P_0 \rightarrow {}^3P_1$ , bei dem der Quotient der Entartungsgrade  $g_j/g_i$  und damit auch laut Gleichung (2.93)  $\rho$  maximal wird,  $0,22$ . Daraus ergibt sich eine Verbreiterung des Absorptionsprofils um den Faktor  $1,1$ .

## 5.2 Abklingsignal des leeren CRD-Resonators

In Abschnitt 2.5.2 ist der Einfluss von Modeneffekten auf das Abklingsignal beschrieben. Die Intensität des Laserstrahls am Photomultiplier in Abhängigkeit von der Zeit lässt sich nach Gleichung (2.105) für jeden stabilen CRD-Resonator berechnen. Für den in dieser Arbeit benutzten CRD-Resonator mit den in Abschnitt 5.1.4 aufgeführten Parametern ergibt sich unter Vernachlässigung der Transversalmoden ( $\text{TEM}_{q00}$ ,  $C_{mn} = 1$ ) das in Abb. 42 dargestellte Abklingsignal. Die Zahl  $\eta_f$  beträgt  $0,71$ . Im Vergleich mit den in Abb. 9 dargestellten Abklingsignalen, die sich bei der Anwendung eines kurzen, mittleren und langen CRD-

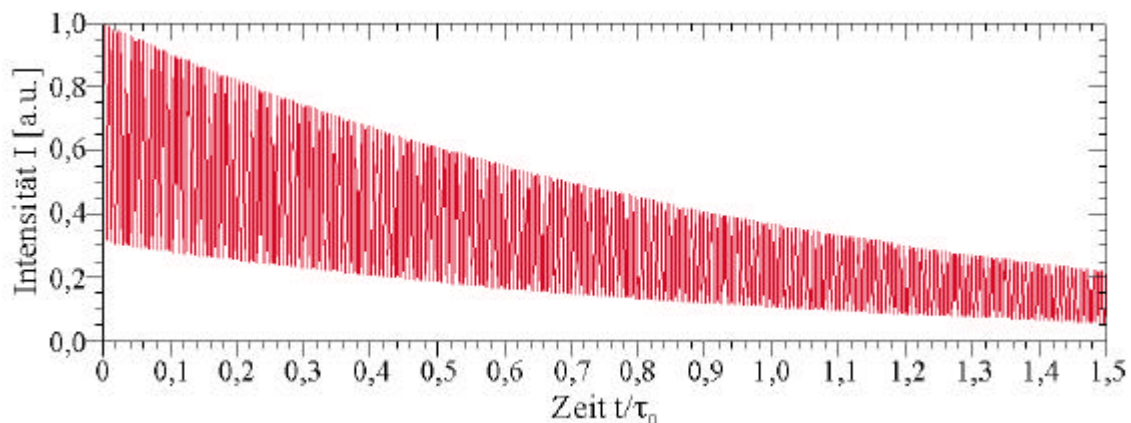


Abb. 42: Berechnetes Abklingsignal für einen CRD-Resonator der Länge  $1,7 \text{ m}$ ; Konkavradius der Spiegel  $6 \text{ m}$ ; Reflexionsgrad  $0,997$ ; Laserpulslänge  $6 \text{ ns}$

Resonators ergeben, ist der hier benutzte in die Kategorie der mittleren CRD-Resonatoren einzuordnen.

In Abb. 43a ist ein von dem Photomultiplier gemessenes und vom Oszilloskop aufgenommenes Abklingensignal der CRDS dargestellt. Auch das gemessene Abklingensignal zeigt die Form einer durch einen mittleren CRD-Resonator erzeugten Kurve. Allerdings ist der exponentielle Abfall deutlicher zu erkennen und die Einzelsignale gehen stärker ineinander über. Die Nichtberücksichtigung der Transversalmoden in der berechneten Kurve, was eine Verringerung der Einzelsignale impliziert, bewirkt eine geringere Überlappung der Einzelsignale. Die Abklingzeit kann näherungsweise ermittelt werden, indem ein linearer Fit durch die semilogarithmische Darstellung des Abklingensignals (Abb. 43b) gelegt und der Kehrwert von deren negativer Steigung bestimmt wird.

Da die Abklingzeit bei allen Messungen um  $2 \mu\text{s}$  und darüber beträgt, liegt die Messdauer von etwa  $12 \mu\text{s}$  in dem in Abschnitt 2.6.3 geforderten Gültigkeitsbereich der CRDS. Die Abnahme der Abklingzeit durch Absorption im CRD-Resonator liegt mit weniger als  $0,5 \mu\text{s}$  ebenfalls innerhalb dieser Forderungen.

In dem Graphen in Abb. 43b ist ein deutlicher linearer Verlauf zu erkennen. Eine deutliche Sättigung ist somit nicht auszumachen, da kein klares Abknicken des Abklingensignals in der semilogarithmischen Darstellung zu erkennen ist. Dies bestätigt die Berechnungen zur Sättigungsverbreiterung in Abschnitt 5.1.4. Bei den betrachteten Übergängen des SiI ( $3s^23p^2 \rightarrow 3s^23p4s$ )-Multipletts handelt es sich jedoch nicht um ein Zweiniveausystem, da Elektronen, die aufgrund der Absorption eines Photons auf ein höheres Niveau gelangt sind, nicht zwangsläufig in das Ausgangsniveau zurückkehren. Die Ergebnisse zur Sättigungsverbreiterung in Abschnitt 5.1.4 sind daher nur bedingt gültig.

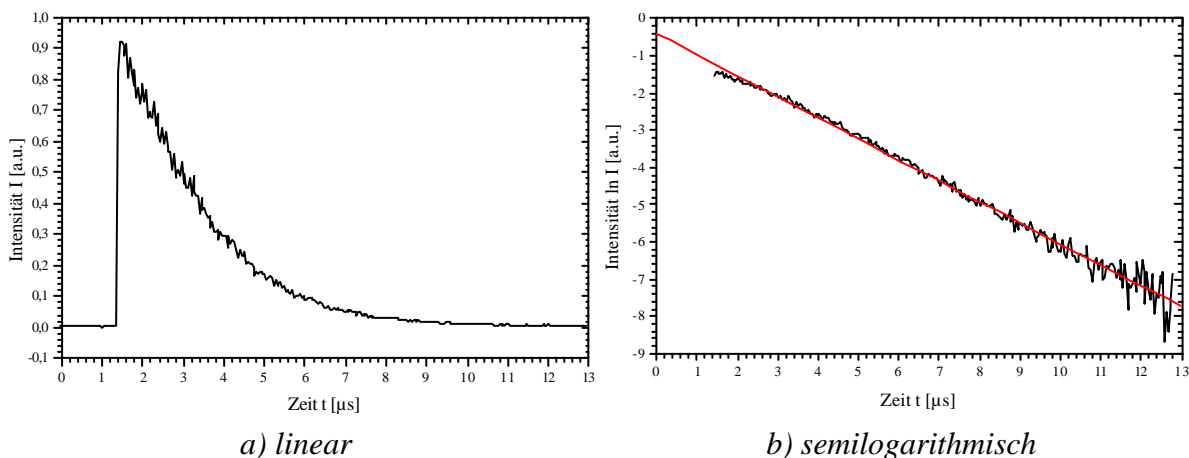


Abb. 43: Abklingensignal der CRDS

Übergang	$R_{ji}$ [ $10^8 \text{ s}^{-1}$ ]	$\rho(\lambda)B_{ij}$ [ $10^8 \text{ s}^{-1}$ ]	$N_{\min}$ [ $10^7 \text{ cm}^{-3}$ ]
$^3\text{P}_1 \rightarrow ^3\text{P}_2$	0,49	0,015	12,2
$^3\text{P}_0 \rightarrow ^3\text{P}_1$	0,64	0,011	5,1
$^3\text{P}_2 \rightarrow ^3\text{P}_2$	1,27	0,066	7,1
$^3\text{P}_1 \rightarrow ^3\text{P}_1$	0,48	0,025	19,6
$^3\text{P}_1 \rightarrow ^3\text{P}_0$	1,91	0,300	15,0
$^3\text{P}_2 \rightarrow ^3\text{P}_1$	0,81	0,071	20,1

Tab. 9: Angaben zur Sättigung und zum Detektionslimit einzelner Übergänge

$\rho(\lambda)B_{ij}$  sind mit den in Tab. 3 aufgeführten Werten sowie mit der in Abschnitt 5.1.4 berechneten spektralen Leistungsdichte  $\rho(\lambda)$  über die Gleichungen (2.90) bzw. (2.116) berechnet worden. Es zeigt sich, dass die Relaxation die Pumprate um das Sechs- bis Sechzigfache übersteigt. Eine deutliche Sättigung ist daher nicht zu erwarten.

Mit den Angaben zu den Abmessungen des CRD-Resonators und der Reflektivität der Spiegel in Abschnitt 5.1.4 kann über Gleichungen (2.112) und (2.114) eine Abschätzung der minimalen Teilchendichten, die mit der CRDS messbar sind, vorgenommen werden. Die minimale messbare Abklingzeitänderung bezüglich der Abklingzeit  $\delta\tau_{\text{CRD}}/\tau_{\text{CRD}}$  beträgt 2%, die Breite des Targets ist  $d=76,2$  mm. Die für die unterschiedlichen Übergänge gültigen Detektionslimits sind ebenfalls in Tab. 9 aufgeführt.

## 5.3 Ergebnisse der CRDS

### 5.3.1 Sputtern eines Siliziumtargets mit Argonionen

Das Sputtern eines Siliziumwafers mit Argonionen ist mit einem Ionen- und mit einem Plasmastrahl durchgeführt worden. In Abb. 44 sind die gemessenen CRD-Spektren der verschiedenen Multiplettübergänge dargestellt.

Alle Kurven lassen sich mit der THOMPSON-Geschwindigkeitsverteilung nach Gleichung (2.86) anfitten. Aus dem Integral über die Verteilung ergibt sich über Gleichung (2.110) die Dichte der Atome, die sich im Ausgangszustand des jeweiligen Absorptionsübergangs befinden. Dabei können die Ergebnisse zu den Profilen in Abb. 44a, d und e, die zum Ausgangszustand  $^3\text{P}_1$  gehören, und die Ergebnisse zu den Profilen in Abb. 44c und f zum Ausgangszustand  $^3\text{P}_2$  jeweils gemittelt werden. Die Summe der drei Ausgangszustände ergibt die Siliziumdichte.

Um eindeutig Sättigungseffekte ausschließen zu können, muss eine der Bedingungen in Ungleichung (2.115) erfüllt sein. Eine Überprüfung der zweiten Bedingung in Ungleichung (2.115) ergibt, dass die optische Pumprate den Kehrwert der Abklingzeit um das 20-fache übersteigt. Die Bedingung ist nicht erfüllt. Die Ergebnisse zur Überprüfung der ersten Bedingung sind in Tab. 9 aufgeführt. Die Werte zur Relaxation  $R_{ji}$  und zur Pumprate

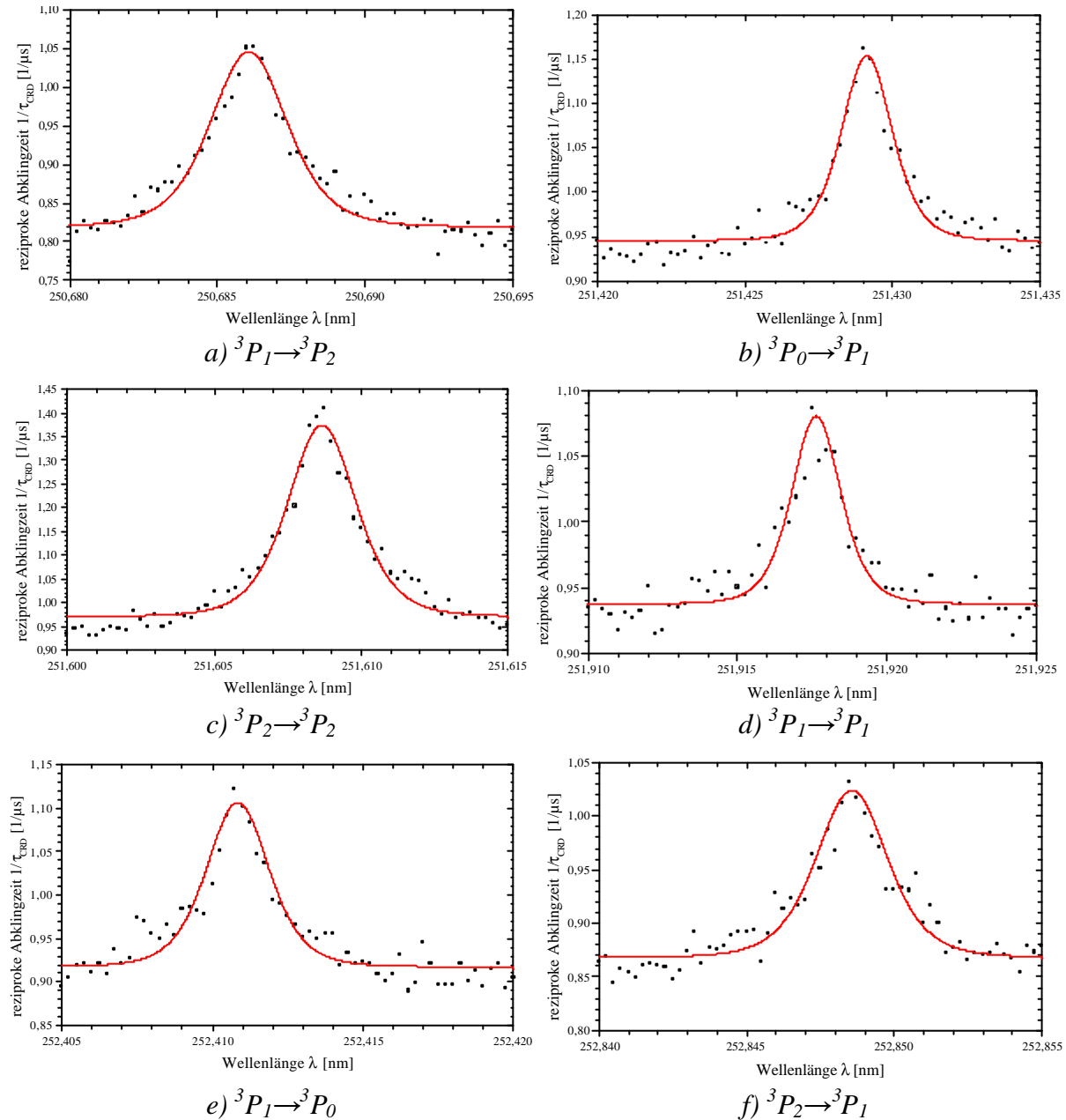


Abb. 44: Gemessene CRD-Spektren der verschiedenen Multiplättübergänge von Silizium I (Ionenstrahl  $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Si}$ ;  $E_{\text{ion}} = 1,2 \text{ keV}$ ;  $I_{\text{bias}} = 34,7 \text{ mA}$ ;  $p_{\text{rez}} = 1,2 \times 10^{-4} \text{ mbar}$ )

In Abb. 45b ist das Absorptionsprofil der Absorption aus dem Grundzustand von Silizium dargestellt, das mit einem Plasmastrahl unter Anlegen einer Biasspannung auf dem Target gesputtert worden ist. Zum Vergleich zeigt Abb. 45a das Absorptionsspektrum des gleichen Übergangs des mit dem Ionenstrahl gesputterten Siliziums. Es fällt auf, dass das Spektrum des mit dem Plasmastrahl gesputtertem Siliziums eine wesentlich größere Breite besitzt. Im Gegensatz zu den bisher gezeigten Absorptionsspektren weist es die Form einer GAUSS-Kurve auf, wie der Fit zeigt. Demnach ist das Gas gemäß der Ausführungen zur DOPPLER-Verbreiterung in Abschnitt 2.4.2.4 MAXWELL-verteilt (Gleichung (2.21)). Die Atomdichte



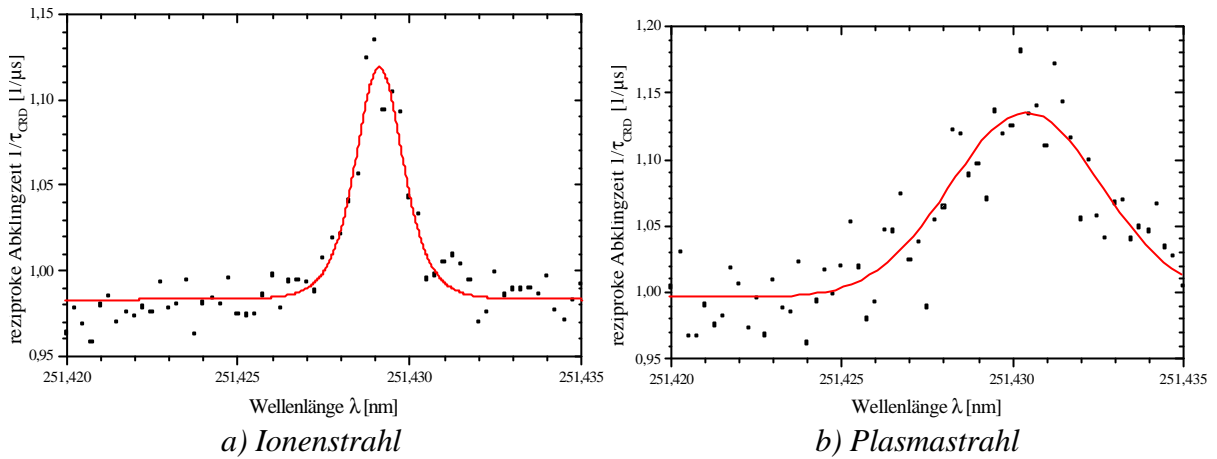


Abb. 45: CRD-Spektren des Übergangs  ${}^3P_0 \rightarrow {}^3P_1$  von mit und ohne Ionenoptik gesputtertem Silizium ( $Ar^+ \rightarrow Si$ ;  $E_{ion} = 1 \text{ keV}$ ; a:  $I_{bias} = 25,1 \text{ mA}$  und  $p_{rez} = 1,2 \times 10^{-4} \text{ mbar}$ ; b:  $I_{bias} = 49,8 \text{ mA}$  und  $p_{rez} = 1,1 \times 10^{-3} \text{ mbar}$ )

lässt sich jedoch genauso aus dem Integral über der Kurve berechnen, wie bei der THOMPSON-Geschwindigkeitsverteilung.

Die Werte des Druckgradienten zwischen Plasmaquelle und Rezipienten in Tab. 6 zeigen, dass im Downstream-Betrieb der Plasmaquelle der Druck im Rezipienten um den Faktor 12 höher liegt, als im Betrieb der Plasmaquelle als Ionenquelle, wenn der Druck in der Plasmaquelle in beiden Fällen gleich ist. Der höhere Druck im Downstream-Betrieb und die damit verbundene größere Teilchendichte im Rezipienten führt zu einer Vergrößerung der Anzahl der Stöße der Siliziumatome mit anderen Teilchen. Dadurch geht die Geschwindigkeitsverteilung mit steigendem Druck zunehmend von einer Thomson- zu einer MAXWELL-Verteilung gemäß Gleichung (2.80) über.

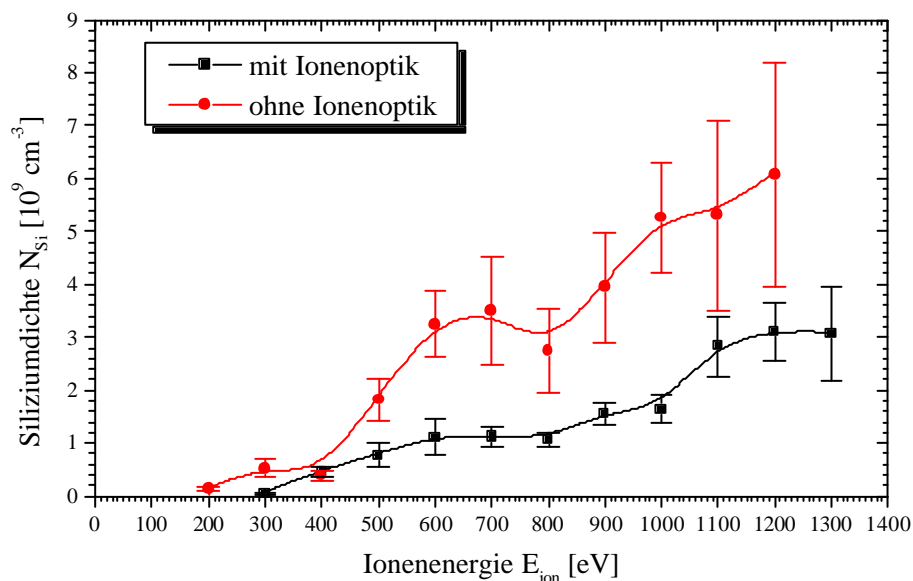


Abb. 46: Gemessene Dichte des gesputterten Siliziums generiert mit und ohne Ionenoptik ( $Ar^+ \rightarrow Si$ ; a:  $p_{rez} = 1,2 \times 10^{-4} \text{ mbar}$ ; b:  $p_{rez} = 1,1 \times 10^{-3} \text{ mbar}$ )

In dem Graphen in Abb. 46 sind die gemessenen Siliziumdichten gegen die Ionenenergie aufgetragen. Die Messung ist unmittelbar über der Targetoberfläche erfolgt. Die Messungen zeigen, dass im Falle des Sputterns mit dem Ionenstrahl in dem untersuchten Ionenenergiebereich Siliziumdichten bis  $3 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  erreicht werden. Im Falle des Sputterns ohne Ionenoptik ergeben sich Siliziumdichten bis  $6 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ . Dabei entstehen Targetströme von bis zu 41,5 mA bzw. 53,5 mA. Durch das Sputtern mit einem Plasmastrahl ergibt sich somit ein größerer Targetstrom und damit auch eine höhere Siliziumdichte. Allerdings wird zum Sputtern ohne Ionenoptik eine Bias-Spannung am Target angelegt. Das Sputtern eines dielektrischen Targets ist auf diese Weise also nicht möglich.

Um vergleichen zu können, ob bei gleichem Ionenstrom am Target unabhängig von der Art des sputternden Strahls (Ionen- oder Plasmastrahl) die gleiche Anzahl Siliziumatome gesputtert wird, und im Hinblick auf die Berechnung des Sputteryields, wird die gemessene Siliziumdichte auf einen Ionenstrom von 1 mA normiert. Die gemessene Siliziumdichte wird dazu durch den Ionenstrom dividiert. Dabei ergeben sich die in Abb. 47 dargestellten Abhängigkeiten von der Ionenenergie. Es zeigt sich eine mit wachsender Ionenenergie ansteigende Siliziumdichte. Mit zunehmender Ionenenergie nimmt diese Steigung ab. Die Werte für das mit dem Ionen- und mit dem Plasmastrahl geputterte Silizium liegen dicht beieinander. Es werden Siliziumdichten von über  $10^8 \text{ mA}^{-1} \text{ cm}^{-3}$  erreicht.

Um aus dem Graphen in Abb. 47 den Sputteryield zu berechnen, ist es notwendig, die Teilchenenergie zu kennen. Im Fall der THOMPSON-Geschwindigkeitsverteilung beim Sput-

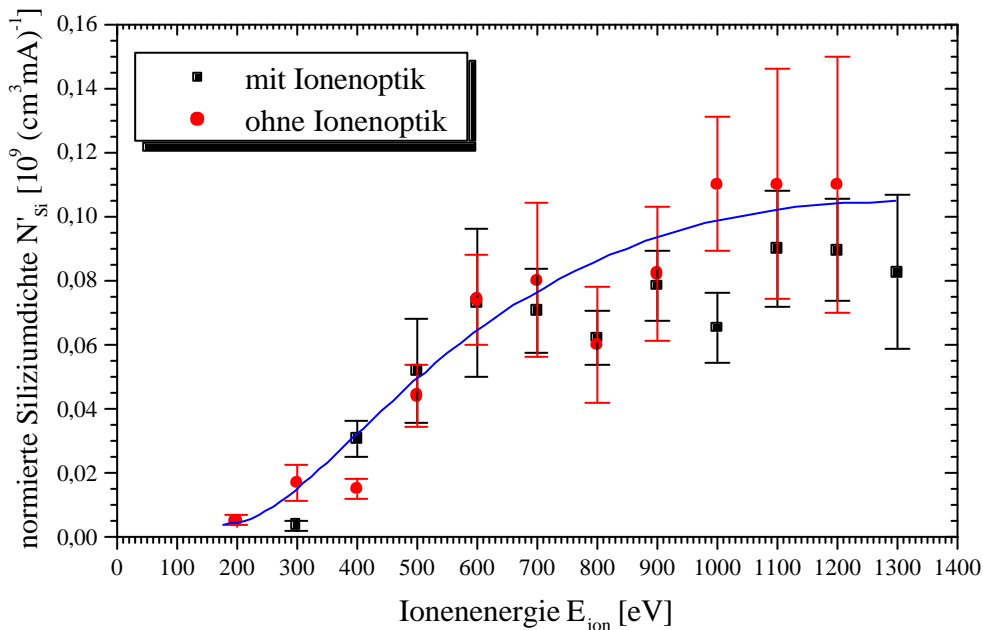


Abb. 47: Normierte Dichte des gesputterten Siliziums generiert mit und ohne Ionenoptik ( $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Si}$ ; a:  $p_{\text{rez}} = 1,2 \times 10^{-4} \text{ mbar}$ ; b:  $p_{\text{rez}} = 1,1 \times 10^{-3} \text{ mbar}$ )

tern mit dem Ionenstrahl ergibt sie sich im betrachteten Ionenenergiebereich über die Oberflächenbindungsenergie  $E_B$  aus Gleichung (2.86). Da die Oberflächenbindungsenergie von Silizium in der Literatur nur näherungsweise durch die Sublimationsenergie angegeben wird, lässt sie sich besser durch die Form der Absorptionslinien und die damit durch Gleichung (2.17) verknüpfte zu  $E_B$  korrespondierende Wellenlänge  $\lambda_b$  bestimmen. Die Halbwertsbreite der THOMPSON-Geschwindigkeitsverteilung nach Gleichung (2.86) hängt nur von  $\lambda_b$  ab und hat den Wert  $2(2^{1/3}-1)\cdot\lambda_b = 0,52\cdot\lambda_b$ .

Da die Bewegung der Siliziumatome eine Vorzugsrichtung hat, die von der Targetoberfläche wegführt, muss bei der Berechnung der Wellenlänge  $\lambda_b$  die Winkelverteilung um diese Vorzugsrichtung – also von der Verteilungsformpotenz  $q$  – berücksichtigt werden. Für die Projektion der Winkelverteilung auf eine Ebene senkrecht zur Hauptsputterrichtung, die durch den Hauptsputterwinkel  $\zeta$  beschrieben wird, muss die zum Laserstrahl parallele Halbachse der keulenförmigen oder gestauchten Verteilung, die sich durch den Faktor  $\sin^q(\pi/4)$  errechnet, berücksichtigt werden. Die Halbwertsbreite  $\Delta\lambda$  einer THOMPSON-Geschwindigkeitsverteilung wie in Abb. 44 ergibt sich zu:

$$\Delta\lambda = 0,52 \cdot \sin^q\left(\frac{\pi}{4}\right) \cdot \lambda_b \quad (5.1)$$

Im Fall der Messungen an mit einem Plasmastrahl gesputterten Silizium braucht die Verteilung der Atome nicht berücksichtigt werden, da die GAUSS-Form des Absorptionsprofils eine richtungsunabhängige MAXWELL-Verteilung erfordert. Die Ermittlung der mittleren Teilchenenergie erfolgt dann über die Auswertung der DOPPLER-Verbreiterung der Absorptionsprofile nach Gleichung (2.83).

Die räumliche Verteilung des gesputterten Siliziums wird nach dem in Abschnitt 3.4.4 beschriebenen Verfahren ermittelt. Daraus ergibt sich für die Verteilungsformpotenz die in Abb. 48 dargestellte Abhängigkeit von der Ionenenergie. Gemittelt über alle Messungen errechnet sich aus Gleichung (2.87) mit den ermittelten Verteilungsformpotenzen eine Oberflächenbindungsenergie für Silizium von  $(5,3 \pm 0,2)$  eV.

Bei bekannter Verteilungsformpotenz lässt sich der Hauptverteilungswinkel berechnen, dessen Ionenenergieabhängigkeit in Abb. 49 dargestellt ist. Daneben zeigt Abb. 49 die Abhängigkeit des Hauptsputterwinkels von der Ionenenergie. Alle ermittelten Werte zeigen eine gute Übereinstimmung mit den mit TRIM ermittelten Werten.

In Abb. 50 ist die Winkelverteilung der Siliziumatome für zwei unterschiedliche Ionenenergien graphisch dargestellt. Die Punkte in dem Winkelgraphen ergeben sich aus den

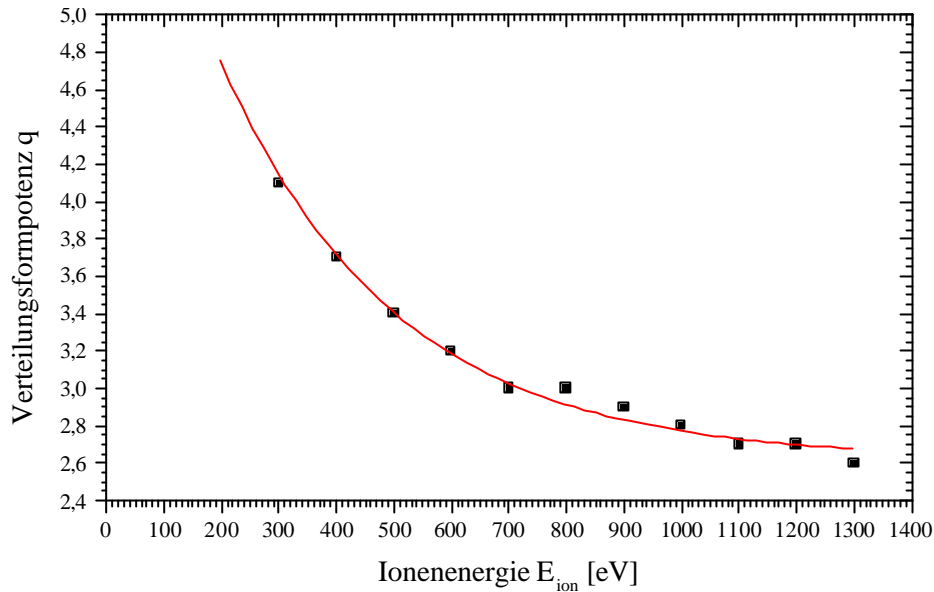


Abb. 48: Verteilungsformpotenz in Abhängigkeit der Ionenenergie (Ionenstrahl  $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Si}$ ;  $p_{\text{rez}} = 1,2 \times 10^{-4}$  mbar)

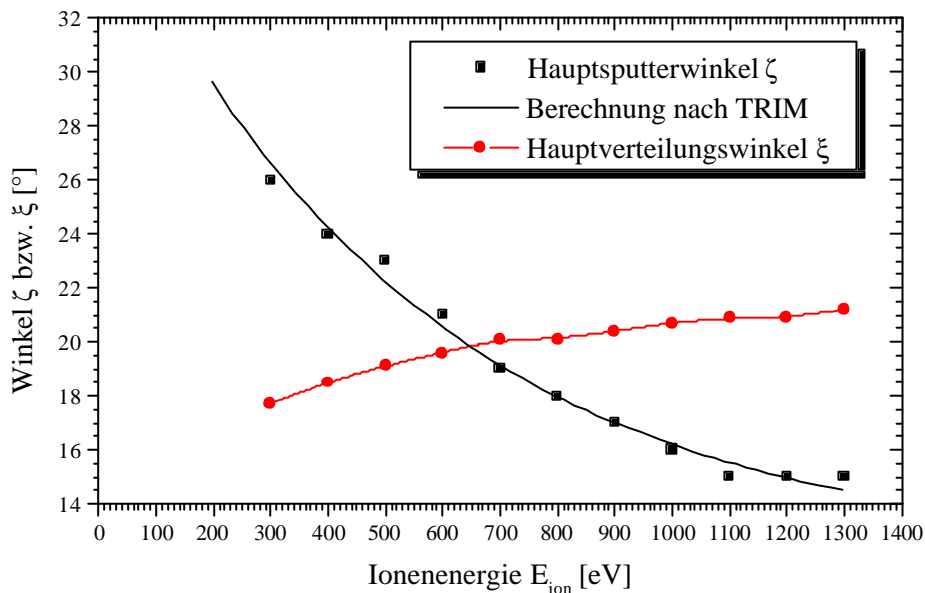


Abb. 49: Hauptsputterwinkel und Hauptverteilungswinkel in Abhängigkeit der Ionenenergie (Ionenstrahl  $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Si}$ ;  $p_{\text{rez}} = 1,2 \times 10^{-4}$  mbar)

Ergebnissen der TRIM-Simulationen, die durchgezogenen Linien mit den eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen den Ergebnissen aus den Messungen.

Mittels TRIM-Simulationen kann die mittlere kinetische Energie der Siliziumteilchen der Bewegung senkrecht zur Targetoberfläche bestimmt werden. In dem Graphen in Abb. 51 ist diese im Vergleich zu den Ergebnissen aus den Messungen mit einem Ionen- und einem Plasmastrahl gegen die Ionenenergie aufgetragen. Bei der Durchführung der TRIM-Simulation ist der vom Programm angegebene Wert der Oberflächenbindungsenergie durch den oben ermittelten Wert ersetzt worden. Die mittlere Teilchenenergie des mit dem Ionen-

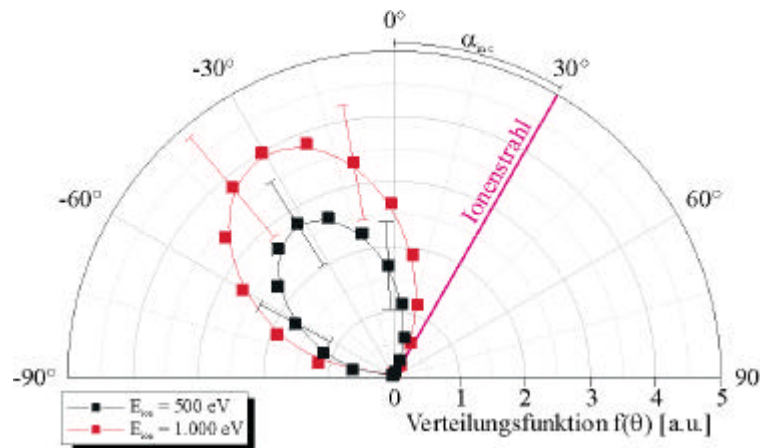


Abb. 50: Aus CRDS-Ergebnissen (---/—) und mit TRIM (■/■) berechnete Winkelverteilung der gesputterten Siliziumteilchen (Ionenstrahl  $Ar^+ \rightarrow Si$ ;  $p_{rez} = 1,2 \times 10^{-4}$  mbar)

strahl gesputterten Siliziums errechnet sich nach Gleichung (2.17). Im Fall des Sputterns mit dem Plasmastrahl ergibt sie sich aus der über die DOPPLER-Verbreiterung ermittelten Energie  $k_B T$  in Gleichung (2.83).

Der Graph zeigt eine mit wachsender Ionenenergie ansteigende mittlere Teilchenenergie. Dabei zeigt die Messung des mit dem Ionenstrahl gesputterten Siliziums eine gute Übereinstimmung mit der TRIM-Simulation. Der Fehler, der bei den per Simulation berechneten Werten zu berücksichtigen ist, liegt bei 30% [10]. Die Messungen an dem mit dem Plasmastrahl gesputterten Silizium ergeben erst bei einer Ionenenergie von 600 eV und darüber die Energiewerte, die im Bereich dieser Fehler liegen.

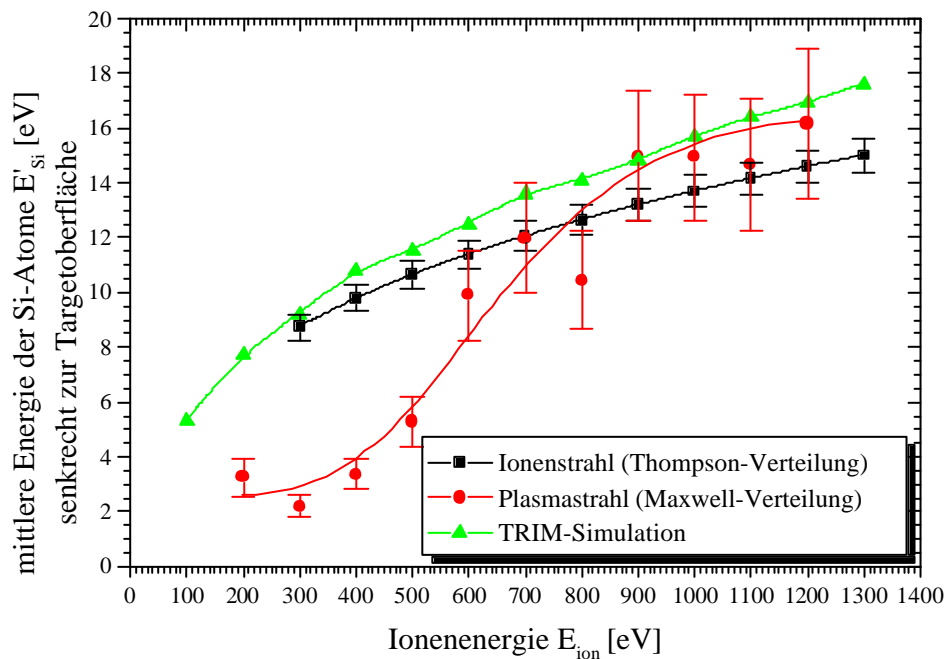


Abb. 51: Mittlere kinetische Energie der Siliziumatome der Bewegung senkrecht zur Targetoberfläche in Abhängigkeit der Ionenenergie für das Sputtern ( $Ar^+ \rightarrow Si$ ) mit einem Ionenstrahl ( $p_{rez} = 1,2 \times 10^{-4}$  mbar) und einem Plasmastrahl ( $p_{rez} = 1,1 \times 10^{-3}$  mbar)

Aus dem Quotienten des Flusses der Siliziumatome und dem Ionenfluss kann nach Gleichung (2.1) der Sputteryield berechnet werden. Dieser ist in dem Graphen in Abb. 52 gegen die Ionenenergie aufgetragen. Demnach ergibt sich für die experimentell ermittelten Werte im untersuchten Ionenenergiebereich ein mit der Ionenenergie ansteigender Sputteryield von bis zu  $0,8 \text{ Si}/\text{Ar}^+$ . Sie liegen jedoch unter den mit TRIM ermittelten Werten, die bis zu  $1,0 \text{ Si}/\text{Ar}^+$  reichen. Für Ionenenergien über 500 eV liegen die experimentell ermittelten Werte innerhalb des 30%-igen Fehlerbereichs der TRIM-Simulation. Unter Berücksichtigung des Einfallswinkels der Ionen (Gleichung (2.9)) decken sich die Ergebnisse mit denen, die in Abb. 2 dargestellt sind.

Die durchgezogenen Linien in Abb. 52 entsprechen dem mathematischen Modell nach Sigmund (Gleichung (2.4)) unter Einbeziehung der Korrektur nach Gleichung (2.8) für kleine Ionenenergien und nach Gleichung (2.9) für den Einfallswinkel der Ionen von  $30^\circ$ . Dabei ist für die Anpassung der Kurven an die experimentell ermittelten Werte eine Schwellenenergie  $E_{\text{th}}$  von 200 eV gewählt worden. Für die Angleichung an die Ergebnisse der TRIM-Simulation eignet sich die Wahl der Schwellenenergie von 50 eV. Der Unterschied zwischen den berechneten und gemessenen Kurven bei kleinen Ionenenergien verdeutlicht die in den Abschnitten 2.1.2 und 2.1.7 angesprochene eingeschränkte Gültigkeit gängiger Sputter- und Kollisionsmodelle bezüglich Ionenenergien unter 500 eV.

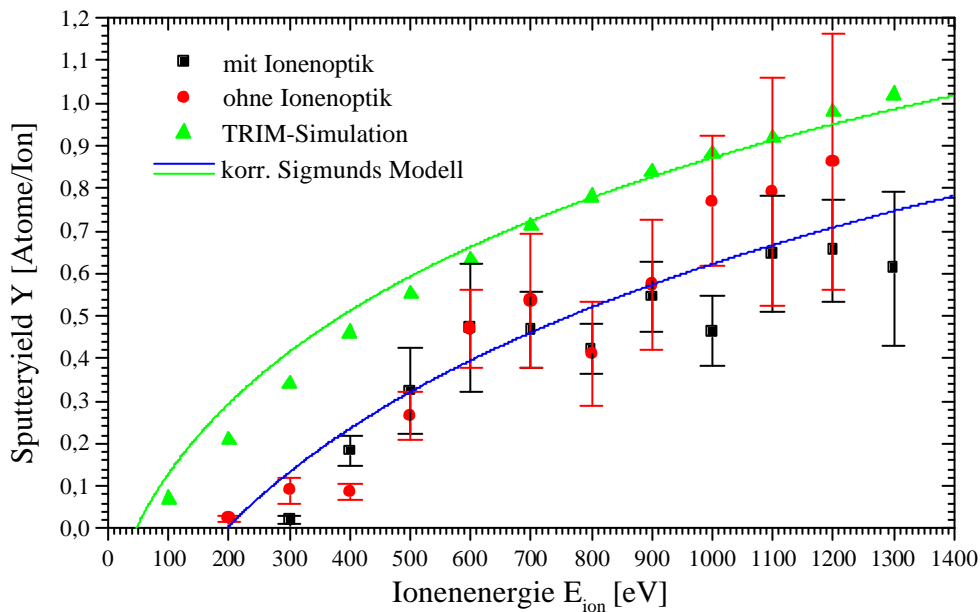


Abb. 52: Sputteryield in Abhängigkeit der Ionenenergie für das Sputtern von Silizium mit Argonionen



Abb. 53: Verteilung eines Wassertropfens auf einem unbearbeiteten (links) und auf einem mit einem Sauerstoffionenstrahl besputtertem (rechts) Siliziumwafer.

### 5.3.2 Sputtern eines Siliziumtargets mit Sauerstoffionen

Der Versuch, CRD-Spektren von mit einem Sauerstoffionenstrahl gesputtertem Silizium eines Siliziumtargets aufzunehmen, hat trotz eines hohen Biasstroms am Target von über 30 mA keine deutlichen Signale gezeigt. Daher ist davon auszugehen, dass es im Target zu Reaktionen mit dem Sauerstoff des Ionenstrahls kommt.

Eine Überprüfung dieser Vermutung kann mit Hilfe eines Wassertropfens erfolgen. Reines Silizium zeigt hydrophobe Eigenschaften, während oxidiertes Silizium hydrophil ist. Hydrophobe Oberflächen weisen einen wesentlich größeren Kontaktwinkel auf als hydrophile. Unter dem Kontaktwinkel wird der Winkel verstanden, der zwischen der zu untersuchenden Oberfläche  $\theta$  und der Tangente an der Oberfläche des Wassertropfens am Ort der Berührungszone beider Komponenten in einer zu  $\theta$  senkrechten Ebene liegt.

Ein Wassertropfen auf einer oxidierten Siliziumfläche verteilt sich somit über eine größere Fläche, als auf einer nichtoxidierten Siliziumfläche. Abb. 53 zeigt den Vergleich der Verteilung zweier Wassertropfen gleicher Masse, von denen sich einer auf einem unbearbeiteten Siliziumwafer und der andere auf einem mit einem Sauerstoffionenstrahl besputtertem Siliziumtarget befindet. Letzterer zeigt eine deutlich großflächigere Verteilung, was auf die vermutete Oxidation des Siliziums hinweist.

### 5.3.3 Sputtern eines Quarztargets mit Argonionen

Quarz kann als dielektrisches Target nicht geerdet werden. Beim Sputtern ergibt sich die Ionenenergie somit aus der Summe der an dem Plasma- und Beschleunigungsgitter angelegten Potentialbeträge. Der auf dem Target ankommende Ionenstrom wird anhand des Ableitstroms

und der Entfernung des Targets zur Ionenoptik, die an der ionenoptischen Achse 14 cm beträgt, numerisch über das der Targetgröße entsprechende Flächenintegral von Gleichung (4.1) berechnet.

In Abb. 54 ist zu jedem der drei relevanten Ausgangszustände des SiI-Multipletts ein gemessenes Absorptionsspektrum dargestellt. Wie schon bei dem Ionenstrahlsputtern an einem Siliziumtarget zeigt sich eine THOMPSON-Geschwindigkeitsverteilung nach Gleichung (2.86). Allerdings sind die Halbwertsbreiten der Spektren schmäler. Dies ist durch eine geringere

Oberflächenbindungsenergie des Siliziums in Quarz und die damit verbundene schmalere Verteilung der Siliziumatome um die Hauptsputterrichtung bedingt.

Die sich aus der Auswertung aller CRD-Spektren ergebene Siliziumdichte ist in Abb. 55a in Abhängigkeit der Ionendichte dargestellt. Es wird eine Siliziumdichte von bis zu  $8 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$  bei 960 eV Ionenenergie erreicht. Bei Targetströmen bis zu 20 mA entspricht dies einer normierten Siliziumdichte von über  $4 \times 10^7 \text{ mA}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ . Die normierte Siliziumdichte ist in Abb. 55b dargestellt. Die erreichte normierte Siliziumdichte entspricht etwa der Hälfte dessen, was mit dem Sputtern eines Siliziumtargets erreicht wird (vgl. Abb. 47).

Die Messung der Verteilung der Siliziumatome vor dem Target in Abhängigkeit der Ionenenergie ergibt die in Abb. 56 dargestellten Werte für die Verteilungsformpotenz, und die in Abb. 57 gezeigten Kurven für den Hauptsputterwinkel und den Hauptverteilungswinkel. Dabei liegen die mit TRIM errechneten Werte teilweise um bis zu 30% unterhalb der gemessenen Werte.

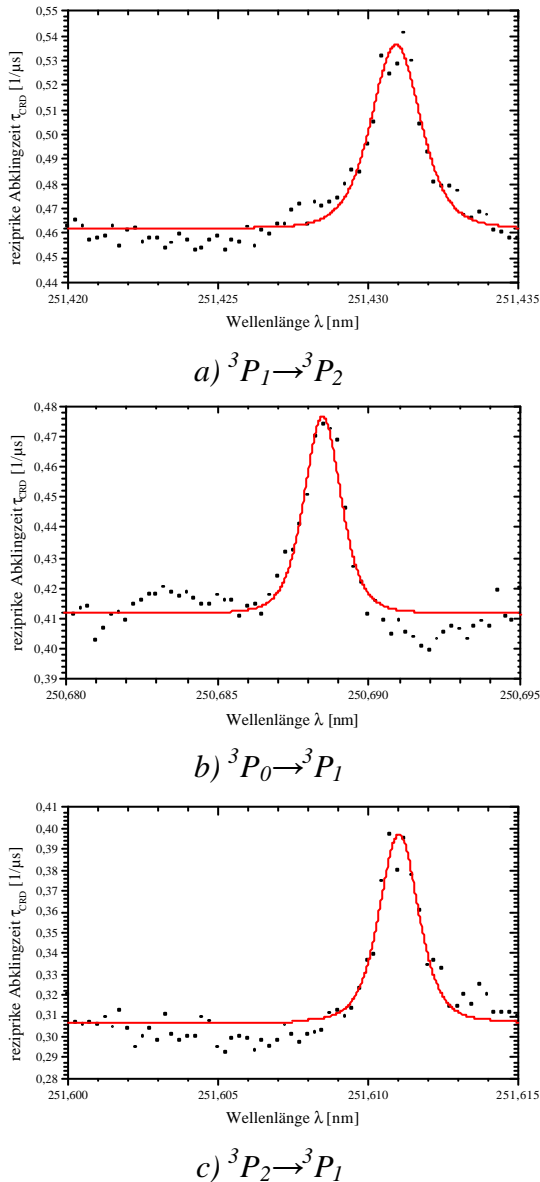
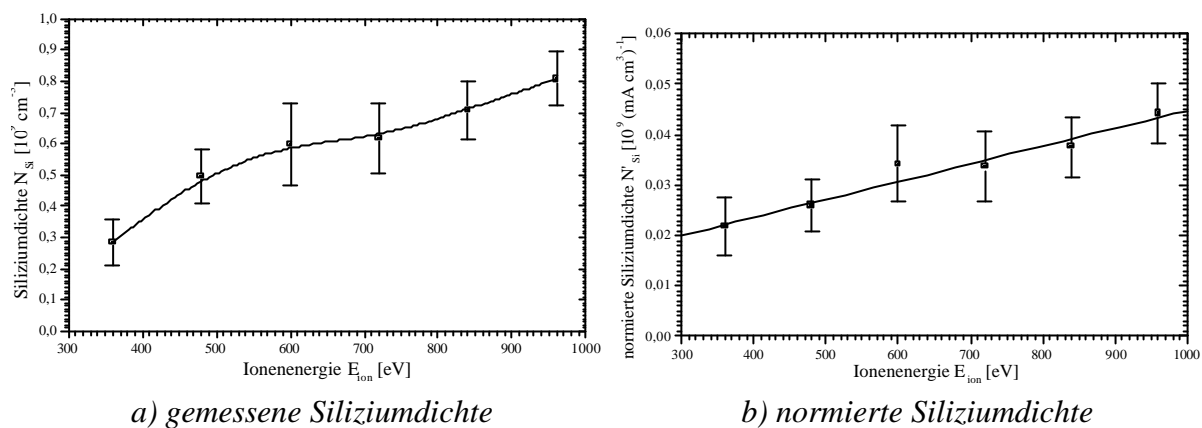


Abb. 54: Gemessene CRD-Spektren von verschiedenen Multiplettübergängen des Silizium I ( $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{SiO}_2$ ;  $E_{\text{ion}} = 720 \text{ eV}$ ;  $I_{\text{abl}} = 37,5 \text{ mA}$ ;  $p_{\text{rez}} = 1,2 \times 10^{-4} \text{ mbar}$ )





a) gemessene Siliziumdichte

b) normierte Siliziumdichte

Abb. 55: Absolute und normierte gesputterte Siliziumdichte vor dem Target ( $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{SiO}_2$ ;  $p_{\text{rez}} = 1,2 \times 10^{-4} \text{ mbar}$ )

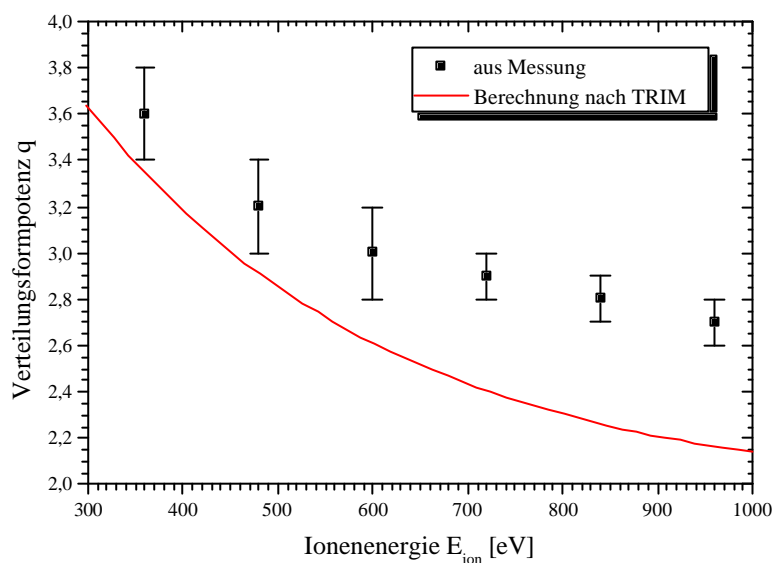


Abb. 56: Verteilungsformpotenz in Abhängigkeit der Ionenenergie ( $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{SiO}_2$ ;  $p_{\text{rez}} = 1,2 \times 10^{-4} \text{ mbar}$ )

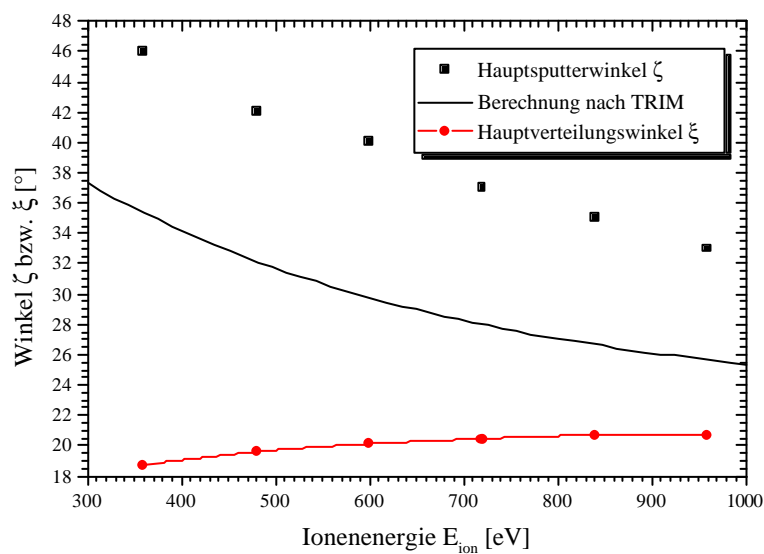


Abb. 57: Hauptsputterwinkel und Hauptverteilungswinkel in Abhängigkeit der Ionenenergie ( $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{SiO}_2$ ;  $p_{\text{rez}} = 1,2 \times 10^{-4} \text{ mbar}$ )

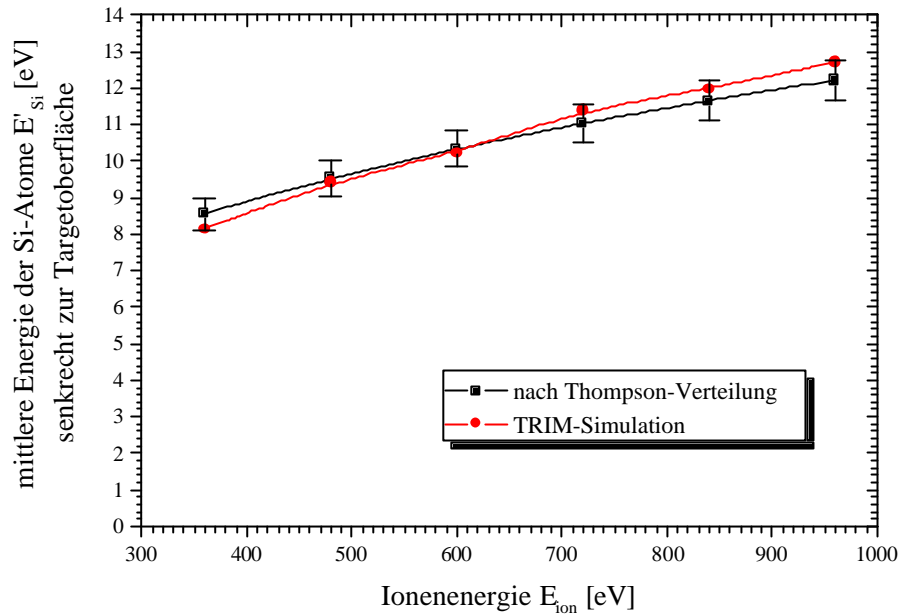


Abb. 58: Mittlere kinetische Energie der Siliziumatome der Bewegung senkrecht zur Targetoberfläche in Abhängigkeit der Ionenenergie ( $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{SiO}_2$ ;  $p_{\text{rez}} = 1,2 \times 10^{-4}$  mbar)

Aus der Mittelung aller Messungen errechnet sich die Oberflächenbindungsenergie der Siliziumatome in Quarz aus den Halbwertsbreiten der CRD-Spektren sowie den Gleichungen (5.1) und (2.87) zu  $(4,5 \pm 0,2)$  eV. Sie liegt somit um 0,8 eV unterhalb der Oberflächenbindungsenergie in reinem Silizium.

Der mit der ermittelten Oberflächenbindungsenergie nach Gleichung (2.17) errechnete Wert der mittleren kinetischen Energie der Siliziumatome der Bewegung senkrecht zur Targetoberfläche ist in dem Graphen in Abb. 58 im Vergleich zu den in TRIM-Simulationen gewonnenen Werten gegen die Ionenenergie aufgetragen. Es zeigt sich, dass sich die durch die beiden Methoden ermittelten Kurven im Bereich der untersuchte Ionenenergien sehr gut decken. Im Vergleich zu den beim Sputtern eines Siliziumtargets mit einem Argonionenstrahl erhaltenen Werten (Abb. 51) liegen die hier dargestellten Werte in diesem Bereich um etwa 10-20% niedriger. Die Steigung der Kurve ist weniger stark.

Der Sputteryield für Silizium in Quarz wird analog zu der in Abschnitt 5.3.1 beschriebenen Vorgehensweise ermittelt. Die Ergebnisse sind in dem Graphen in Abb. 59 dargestellt. Im unteren untersuchten Ionenenergiebereich (360 eV) entspricht der Sputteryield von 0,15 dem beim Sputtern des Siliziumtargets mit einem Argonionenstrahl gewonnenen Wert (Abb. 52). Für wachsende Ionenenergien ist die Steigung der Kurve beim Sputtern des Quarztargets (0,35 bei 960 eV) jedoch viel geringer als beim Sputtern des Siliziumtargets (0,6 bei 960 eV).

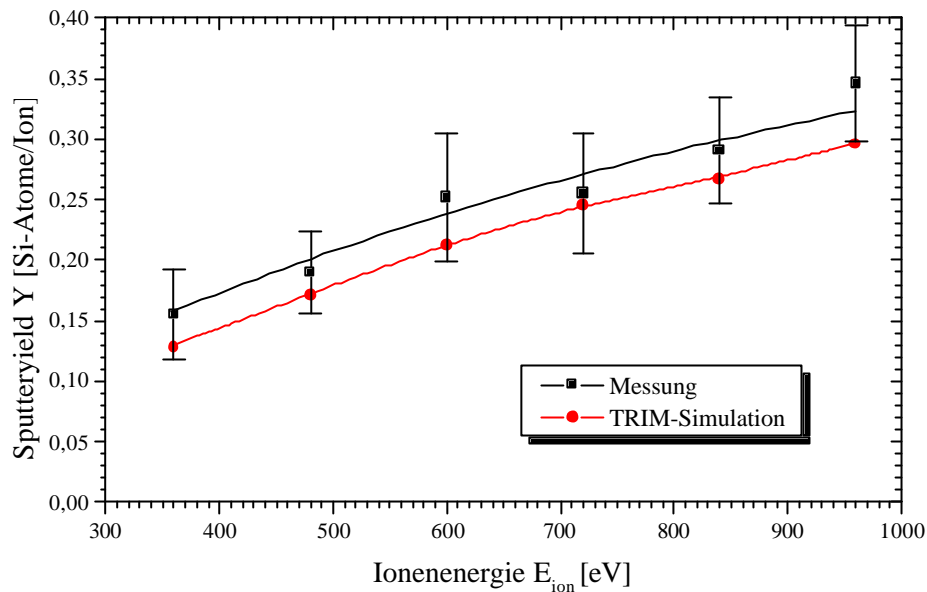


Abb. 59: Sputteryield von Silizium in Quarz in Abhängigkeit der Ionenenergie ( $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{SiO}_2$ ;  $p_{\text{rez}} = 1,2 \times 10^{-4}$  mbar)

Die mit TRIM-Simulationen ermittelte Kurve des Sputter yields liegt um die Differenz 0,025 unterhalb der gemessenen Werte. Im Vergleich dazu liegt die mit TRIM ermittelte Kurve des Sputterns eines Siliziumtargets um etwa das Dreifache höher. Wenn im Quarz bei dem Sputtern eines Siliziumatoms dem Konzentrationsverhältnis entsprechend zwei Sauerstoffatome gesputtert werden, so ist der Sputter yield aller gesputterten Atome bei beiden Targets gleich. dies würde einen dreifach höheren Sputter yield der Siliziumatome beim Sputtern eines reinen Siliziumtargets erklären. Es ist jedoch zu berücksichtigen, dass zum einen die Oberflächenbindungsenergie der Siliziumatome im Quarz geringer ist als im reinen Silizium, zum anderen die Konzentration der Siliziumatome pro Volumen im Quarz größer ist als  $1/3$  der Konzentration im reinen Silizium. Sie beträgt in Quarz 44% von dem in reinem Silizium, wie sich über die Dichteangaben in Tab. 7 berechnen lässt. Außerdem kommt es durch MALTERSche Entladungen, die sich durch Blitze im Rezipienten bemerkbar machen, zum Abplatzen von Atomclustern an der Quarzoberfläche kommt, was den Sputter yield zusätzlich erhöht. Daher ist zu erwarten, dass der Sputter yield von Silizium in Quarz nur um etwa die Hälfte kleiner ist als in reinem Silizium. Dieser Wert entspricht dem Verhältnis der gemessenen Sputter yields der beiden Targets.

### 5.3.4 Sputtern eines Quarztargets mit Sauerstoffionen

Die Graphen in Abb. 60 zeigen gemessene Absorptionsspektren zu den drei relevanten Ausgangszuständen des Si I-Multipletts des von einem Quarztarget mit einem Sauerstoffio-

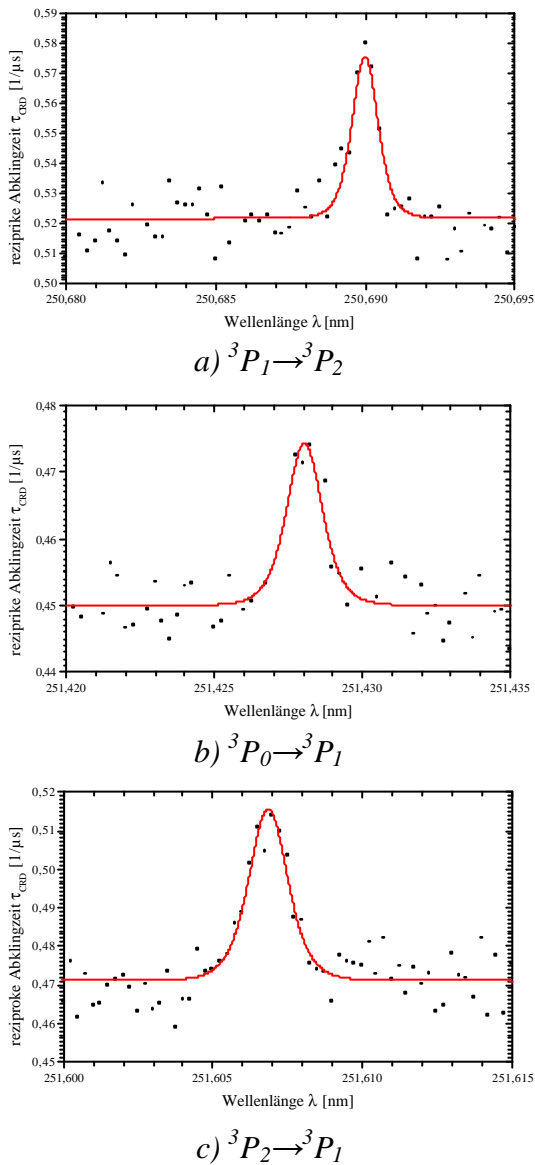


Abb. 60: Gemessene CRD-Spektren von verschiedenen Multiplettübergängen des Silizium I ( $O_2^+/O^+ \rightarrow SiO_2$ ;  $E_{ion} = 720 \text{ eV}$ ;  $I_{abl} = 73,3 \text{ mA}$ ;  $p_{rez} = 1,2 \times 10^{-4} \text{ mbar}$ )

und somit eine stark keulenförmige Verteilung des Siliziums. Die Hauptspalterwinkel der Verteilungen des mit Argon- und Sauerstoffionen gesputterten Siliziums ist nahezu gleich. Beide sind ebenso in Abhängigkeit zur Ionenenergie in dem Graphen in Abb. 63 dargestellt.

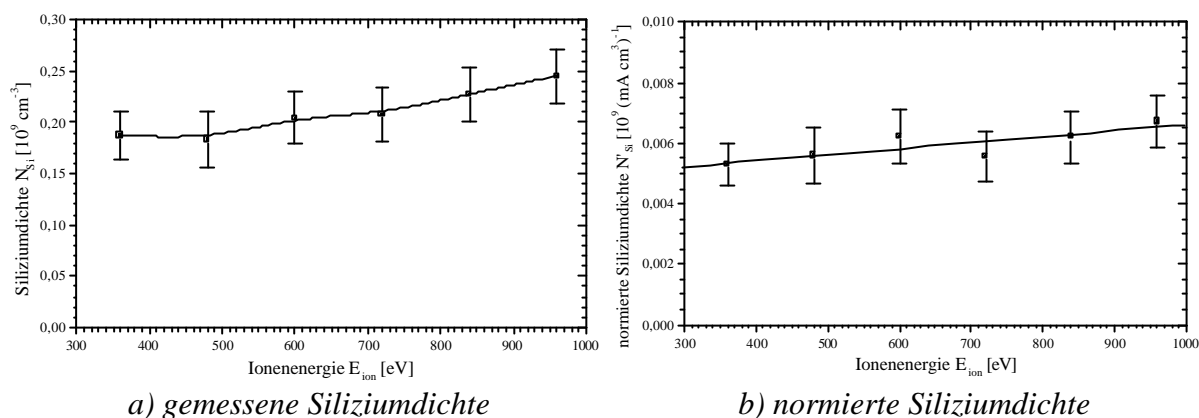
Die Überprüfung der bereits aus den Messungen mit dem Argonionenstrahl bekannten Oberflächenbindungsenergie mit den Werten, die bei der Auswertung der Halbwertsbreiten der mit dem Sauerstoffionenstrahl gemessenen CRD-Spektren in Verbindung mit der Siliziumatomverteilung gewonnen werden, ergibt eine eindeutige Übereinstimmung. Dennoch gestaltet sich die Berechnung der Energie der gesputterten Siliziumatome als sehr schwierig.

nenstrahl gesputterten Siliziums. Die Intensität der Linien ist nicht sehr groß und reicht teilweise nah an das Detektionslimit der CRDS.

Die sich durch die Auswertung aller Spektren ergebende Siliziumdichte ist in dem Graphen in Abb. 61 dargestellt. Es ist zu erkennen, dass mit wachsender Ionenenergie im untersuchten Bereich kaum ein Anstieg sowohl in der absoluten als auch in der normierten Siliziumdichte auszumachen ist. Die absolute Siliziumdichte liegt zwischen  $1,8$  und  $2,5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$  was bei Targetströmen um  $35 \text{ mA}$  einer normierten Siliziumdichte zwischen  $5,2$  und  $6,8 \times 10^6 \text{ mA}^{-1} \text{ cm}^{-3}$  entspricht. Diese liegt somit um fast eine Größenordnung unter der des mit einem Argonstrahl gesputterten Siliziums.

Aufgrund der sehr kleinen Halbwertsbreiten der CRD-Spektren ergibt sich ein großer Verteilungsformfaktor für die Siliziumverteilung. Dieser ist in Abhängigkeit zur Ionenenergie in Abb. 62 dargestellt. Die große Verteilungsformpotenz, die noch über der des mit Argon gesputterten Siliziums liegt (Abb. 56), bedingt einen kleinen Hauptverteilungswinkel

Zum einen ist der Faktor  $k$  zur Berücksichtigung der Energiedissipation in der Kollisionskaskade aus Gleichung (2.16) für das Sputtern von Silizium mit Sauerstoffionen nicht bekannt, da es in der Literatur keine Angaben darüber gibt. Zur Berechnung der Teilchenenergie aus Gleichung (2.17) ist es jedoch notwendig, diesen Faktor zu kennen. Zum anderen kann mit Gleichung (2.17) nur die Energie von gesputterten Atomen, die durch Ionen einer Spezies generiert wurden, berechnet werden. Beim Sauerstoffionenstrahl handelt es sich jedoch um ein Gemisch aus  $O_2^+$ - und  $O^+$ -Ionen.



a) gemessene Siliziumdichte

b) normierte Siliziumdichte

Abb. 61: Absolute und normierte gesputterte Siliziumdichte vor dem Target ( $O_2^+/O^+ \rightarrow SiO_2$ ;  $p_{rez} = 1,2 \times 10^{-4}$  mbar)

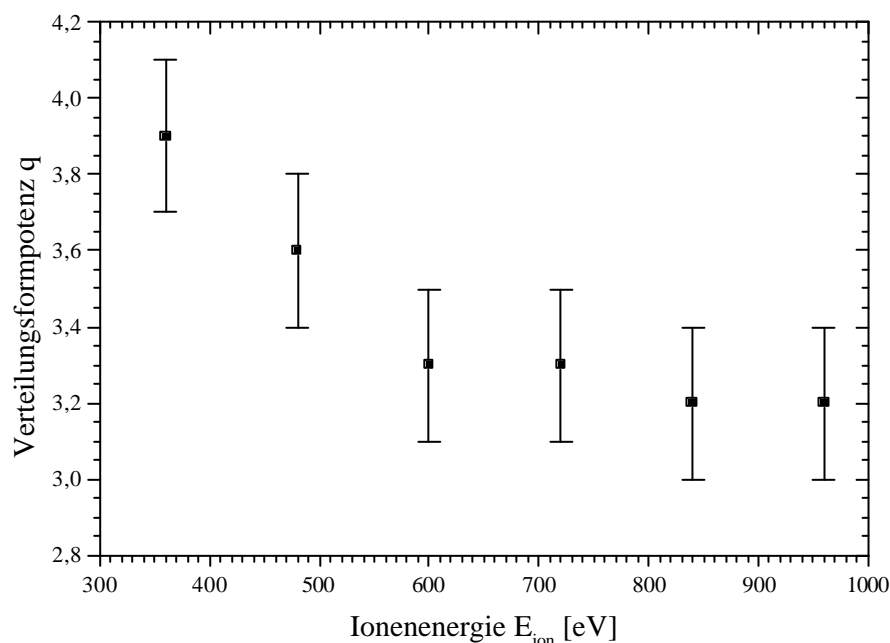


Abb. 62: Verteilungsformpotenz in Abhängigkeit der Ionenenergie ( $O_2^+/O^+ \rightarrow SiO_2$ ;  $p_{rez} = 1,2 \times 10^{-4}$  mbar)

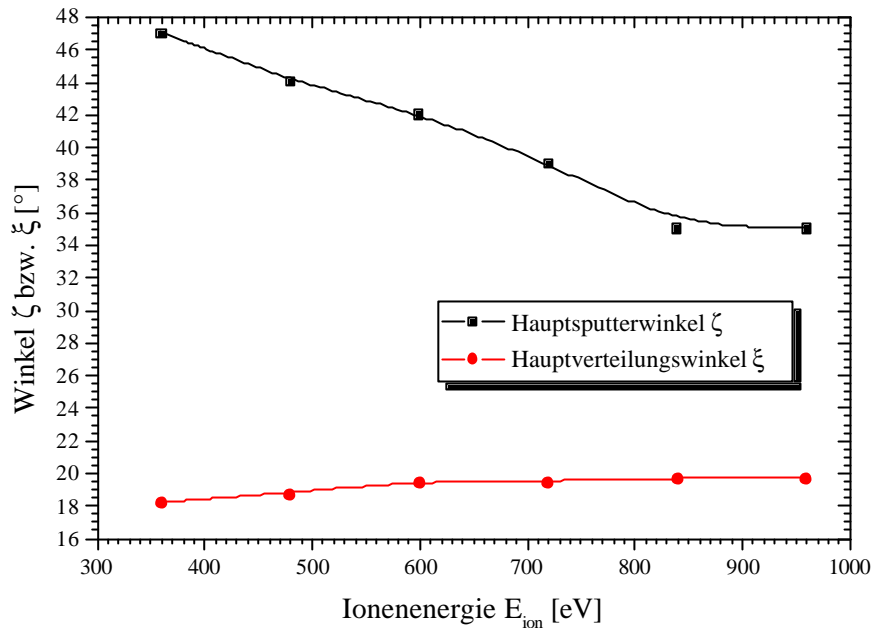


Abb. 63: Hauptsputterwinkel und Hauptverteilungswinkel in Abhängigkeit der Ionenenergie ( $O_2^+/O^+ \rightarrow SiO_2$ ;  $p_{\text{rez}} = 1,2 \times 10^{-4}$  mbar)

Zur Ermittlung des Faktors  $k$  muss auf die Ergebnisse von TRIM-Simulationen zurückgegriffen werden. Dazu wird mit Hilfe von TRIM die kinetische Energie von Siliziumatomen, die durch  $O^+$ -Ionen aus einem Quarztarget gesputtert werden, der Bewegung senkrecht zur Targetoberfläche berechnet. Dazu kann im Simulationsprogramm die für Silizium in Quarz ermittelte Oberflächenbindungsenergie angegeben werden. Die für verschiedene Ionenenergien erhaltenen Teilchenenergien können anhand von Gleichung (2.17) gefittet werden. Der Faktor  $k$  ergibt sich aus dem Fit zu  $1,0 \pm 0,1$ . Das Ergebnis ist für Ionenenergien bis über 1 keV gültig.

Das Problem der unterschiedlichen Ionenspezies lässt sich durch die Betrachtung des Schrapnell-Effekts (Abschnitt 2.1.5) lösen. Demnach wird ein Projektilteilchen, das aus einem Molekülion aus zwei gleichartigen Atomen besteht, unmittelbar beim Auftreffen auf das Target dissoziiert und die Energie des Molekülions im Mittel, unter Vernachlässigung der Dissoziationsenergie, je zur Hälfte auf die Fragmente verteilt. Da der Sauerstoffionenstrahl bei eingestelltem optimalem Druck laut Abb. 38 (46±5)%  $O^+$ -Ionen enthält, wird angenommen, dass entsprechend dieses Anteils Siliziumatome mit 100%-iger Projektilenergie gesputtert werden. Entsprechend des restlichen Anteils werden pro Ion zwei Projektilteilchen von durchschnittlich halber Energie erzeugt. Die mittlere Energie der Siliziumatome ergibt sich aus der über die Anteile der Projektilteilchen gemittelten Energie, die sich jeweils aus Gleichung (2.17) errechnet. Hierbei ist die mit sich ändernder Ionenenergie kaum variierende

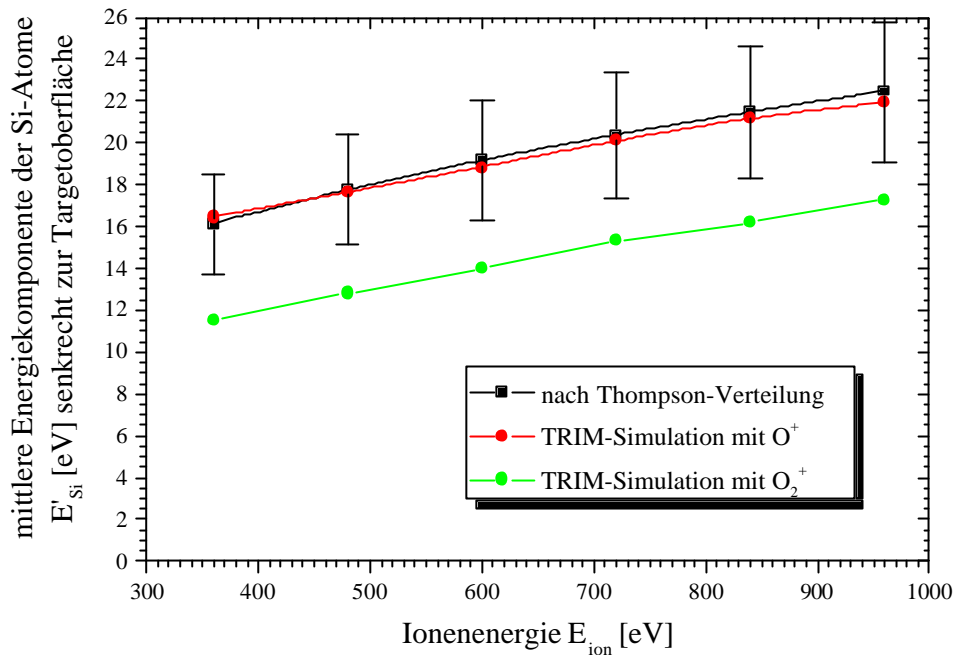


Abb. 64: Mittlere kinetische Energie der Siliziumatome der Bewegung senkrecht zur Targetoberfläche in Abhängigkeit der Ionenenergie ( $\text{O}_2^+/\text{O}^+ \rightarrow \text{SiO}_2$ ;  $p_{\text{rez}} = 1,2 \times 10^{-4}$  mbar)

normierte Siliziumdichte gemäß Abb. 61a vorteilhaft, da dadurch, wie auch nachfolgend gezeigt wird, kaum Variationen in dem Sputteryield zu erwarten sind. Bei zu starker Änderung des Sputteryields mit der Ionenenergie müsste eine zusätzliche Gewichtung berücksichtigt werden.

Die auf diese oben beschriebene Weise berechnete mittlere kinetische Energie der Siliziumatome der Bewegung senkrecht zur Targetoberfläche ist in dem Graphen in Abb. 64 in Abhängigkeit der Ionenenergie dargestellt. Diese Energie liegt um den Faktor 1,5 bis 2 höher, als die der Siliziumatome, die mit dem Argonionenstrahl generiert worden sind (vgl. Abb. 58). Es ist zu erkennen, dass der Unterschied zu der direkt mit TRIM ermittelten mittleren Teilchenenergie unter der Voraussetzung eines reinen  $\text{O}^+$ -Ionenstrahls sehr gering ist. Die Möglichkeit der Simulation mit einem Molekülionenstrahl ist bei TRIM nicht gegeben. Daher wurde bei der TRIM-Simulation mit einem  $\text{O}_2^+$ -Ionenstrahl im Programm lediglich die Ionenmasse geändert. Sonstige veränderte physikalische Eigenschaften eines Molekülions gegenüber denen eines einkomponentigen Ions werden dabei nicht berücksichtigt.

Der sich aus den Messungen und den TRIM-Simulationen ergebende ionenenergieabhängige Sputteryield ist in dem Graphen in Abb. 65 dargestellt. Bei den TRIM-Simulationen wurden die unterschiedlichen Konzentrationen von  $\text{O}_2^+$ - und  $\text{O}^+$ -Ionen berücksichtigt und der Anteil der  $\text{O}_2^+$ -Ionen zum einen durch zwei O-Projektile halber Energie und zum anderen durch  $\text{O}^+$ -Ionen doppelter Masse dargestellt. Der Graph zeigt, dass der gemessene Sputter-

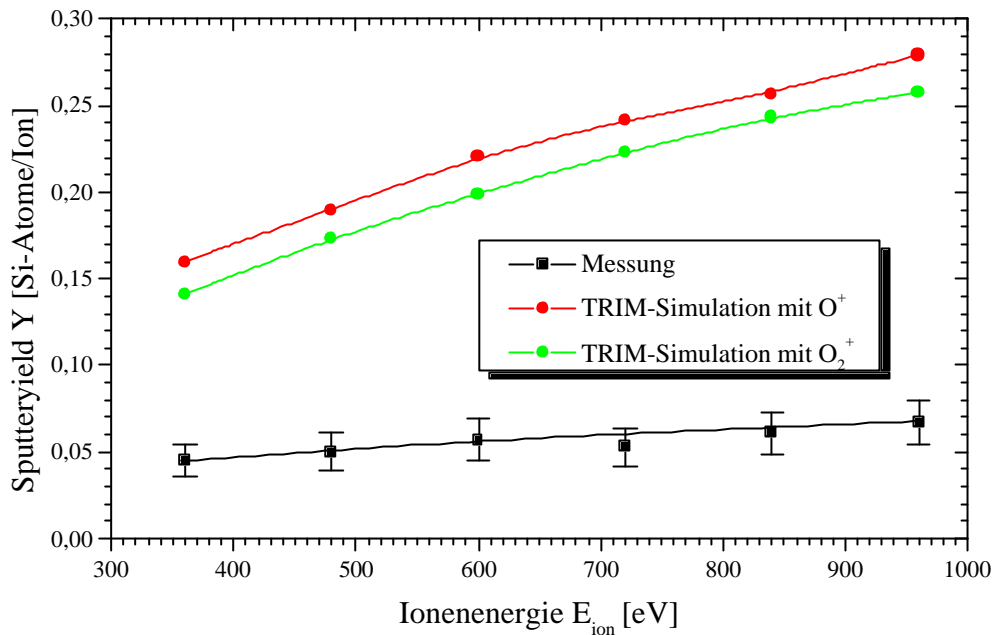


Abb. 65: Sputteryield von Silizium in Quarz in Abhängigkeit der Ionenenergie ( $O_2^+/O^+ \rightarrow SiO_2$ ;  $p_{\text{rez}} = 1,2 \times 10^{-4}$  mbar)

yield mit Werten um 0,05 weit unter dem mit TRIM berechneten liegt. Der Anstieg des Sputterields mit wachsender Ionenenergie ist gering. Der Unterschied zwischen TRIM-Simulationen und Messung kann mit Reaktionen zwischen den Siliziumatomen und den Sauerstoffionen erklärt werden. Durch die Entstehung von Vakanzen im Festkörper wird dem Sauerstoff dabei die Möglichkeit gegeben, sich an die Siliziumatome anzugliedern. Dabei entstehen die freien Elektronen am Siliziumatom durch das Entfernen des bisherigen Bindungspartners oder die Verschiebung eines zuvor gebundenen Siliziumatoms in einen ungebunden Zustand. Beides wird durch Stöße verursacht und bedingt einen unverhältnismäßig großen Sputteryield für die im Quarz befindlichen Sauerstoffatome, da ein Überangebot an Sauerstoff entsteht. TRIM berücksichtigt diese Reaktionen nicht.

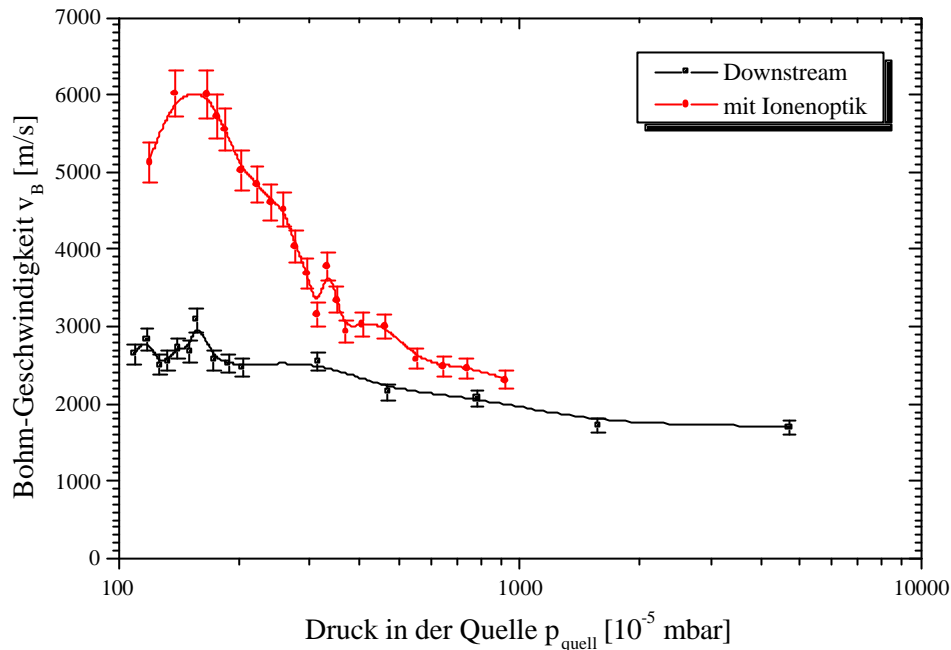
## 5.4 Siliziumsputtern in der Ionenquelle

### 5.4.1 Sputterwirkung an der Plasmawand durch die Plasmaionen

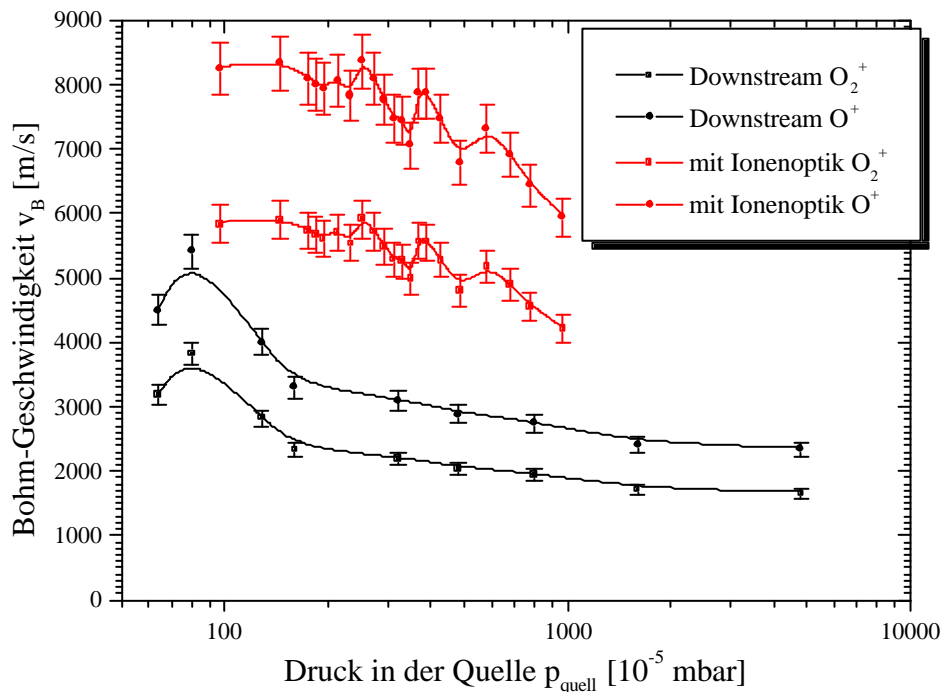
Die in den vorausgegangenen Abschnitten gewonnenen Erkenntnisse können zur Abschätzung der Sputterwirkung der im Plasma vorhandenen Ionen in der Wechselwirkung mit den Wänden der Kammern von Plasmaquellen genutzt werden, die Quarz als Wandmaterial aufweisen. Im Folgenden wird eine Abschätzung der Sputterwirkung in einer ECR-SLAN vorgenommen.



In Abschnitt 2.2.1 ist bereits darauf hingewiesen worden, dass die Temperatur der Ionen in einem Niedertemperaturplasma unter 0,5 eV liegt. Für Neutralteilchen ist sie noch kleiner. In diesem Bereich kleiner Energien findet kein Sputterprozess statt, da sie unterhalb der Oberflächenbindungsenergie des Siliziums im Quarz liegt.



a) Argon



b) Sauerstoff

Abb. 66: Energie der Plasmaionen beim Auftreffen auf die Plasmawand in Abhängigkeit des Drucks im Downstream-Betrieb der Plasmaquelle im Vergleich zum Betrieb als Ionenquelle ( $P_{MW} = 1.000 \text{ W}$ ;  $U_{scr} = 500 \text{ V}$ ;  $U_{acc} = -100 \text{ V}$ )

In der Plasmarandschicht jedoch werden die Ionen durch das elektrische Potential, das sich zwischen dem Plasma und der Plasmawand aufbaut, beschleunigt. Da Quarz elektrisch nicht leitet, ist das Potential der Plasmawand floatend. Als Potential zwischen dem Plasma und der Plasmawand kann somit analog zur LANGMUIR-Doppelsonde (siehe Anhang A.1) das Floatingpotential nach Gleichung (A.5) eingesetzt werden. Die Energie der Ionen, die sich aus dem Produkt des Floatingpotentials und Ionenladung ergibt, wird aufgrund der Proportionalität zur Elektronentemperatur druckabhängig. Sie ist für ein Argon- und ein Sauerstoffplasma für den Downstream-Betrieb und den Betrieb als Ionenquelle in den Graphen in Abb. 66 dargestellt. Aufgrund der unterschiedlichen Masse der  $O_2^+$ - und  $O^+$ -Ionen muss im Fall des Sauerstoffplasmas auch hier differenziert werden (Abb. 66b).

Während die Ionen im Downstream-Betrieb beim Auftreffen auf die Plasmawand im Maximum eine Energie von etwa 20 eV aufweisen, werden im Betrieb als Ionenquelle durch die höhere Elektronentemperatur 80 eV im Fall der Argonionen und über 50 eV im Fall der Sauerstoffionen erreicht.

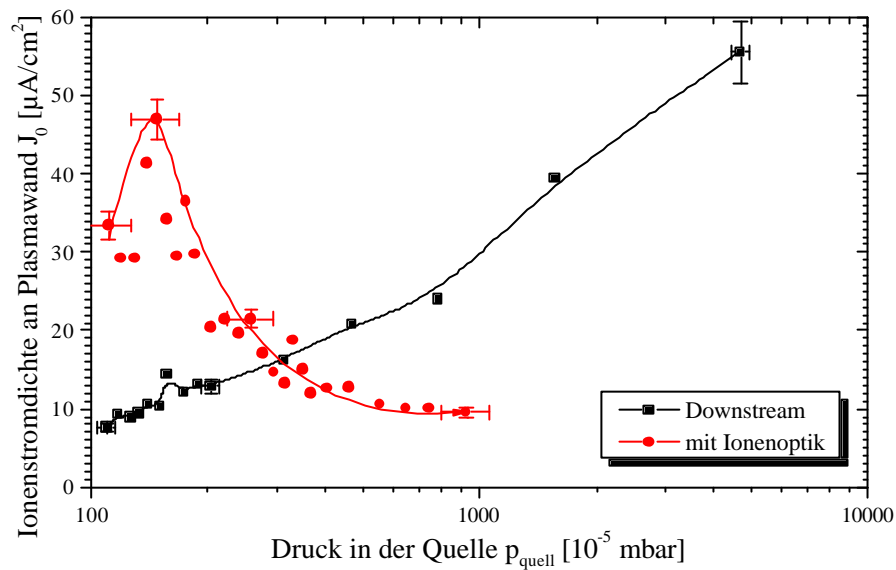
Die Extrapolation der Sputteryieldkurven in den Graphen in Abb. 59 und Abb. 65, die auf den Messungen beruhen, deuten darauf hin, dass die Schwellenionenenergie, die mindestens benötigt wird, um einen Sputtereffekt zu erreichen, bei 10 eV liegt. Den Sputtertheorien zur Folge sollte bereits beim Übertreffen der Oberflächenbindungsenergie ein Sputtereffekt erzielt werden. Diese Schwellenionenenergie wird mit den Ionen, die beim Betrieb der ECR-SLAN als Ionenquelle auf die Plasmawand treffen, weit überschritten. Es ist allerdings schwierig, Aussagen über den Sputteryield bei diesen geringen Ionenenergien zu machen. Eine Abschätzung aus den Extrapolationen lässt für den Fall des Argonplasmas ( $E_{ion} = 80$  eV) einen maximal erreichbaren Sputteryield von  $0,03$  Si/Ar<sup>+</sup> und für den Fall des Sauerstoffplasmas ( $E_{ion} = 50$  eV) einen maximalen Sputteryield von unter  $0,02$  Si/Ion erwarten.

Des Weiteren ist zu berücksichtigen, dass die Sputteryieldkurven in Abb. 59 und Abb. 65 an gesputtertem Silizium gemessen worden sind, das mit einem unter dem Winkel von  $30^\circ$  auf das Target treffenden Ionenstrahl generiert worden ist. Beim Auftreffen auf die Plasmawand haben die Ionen jedoch im wesentlichen nur eine zur Wand senkrechte Geschwindigkeitskomponente. Somit liegt nach Gleichung (2.9) der maximale Sputteryield an den Wänden für das Sputtern mit Argonionen bei etwa  $25 \times 10^{-3}$  und für Sauerstoffionen bei  $15 \times 10^{-3}$ .

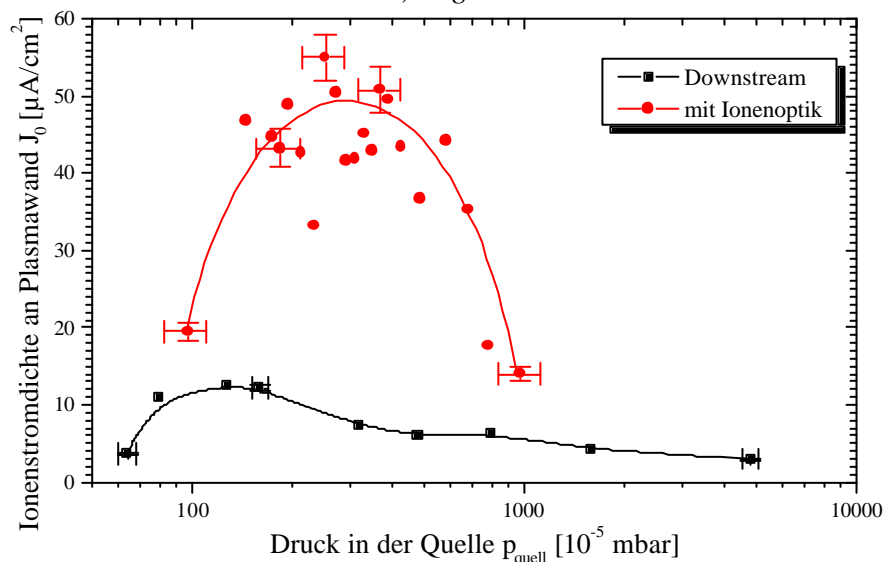
Die Ionenstromdichte  $J_0$ , die auf die Plasmawand trifft, ergibt sich aus dem Ionensättigungsstrom in Gleichung (A.3) zu:

$$J_0 = e \cdot N_0 \cdot e^{1/2} \cdot \sqrt{\frac{k_B \cdot T_e}{m_i}} \quad (5.2)$$

Ausgehend von der am Quellenausgang gemessenen Ionendichten und Elektronentemperaturen (Abschnitt 4.2.4) ergeben sich mit damit an der Plasmawand die in den Graphen in Abb. 67 in Abhängigkeit des Drucks dargestellten Ionenstromdichten. Es zeigt sich, dass diese im Betrieb als Ionenquelle bei optimalem Druck bis zu  $50 \mu\text{A}/\text{cm}^2$  beträgt. Dieser Wert liegt bei etwa 5-10% der Ionenstromdichten, die bei den Sputterexperimenten erreicht worden sind. Ohne Ionenoptik beträgt die Ionenstromdichte bei gleichem Druck nur etwa  $14 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ .



a) Argon



b) Sauerstoff

Abb. 67: Ionenstromdichte an der Plasmawand in Abhängigkeit des Drucks im Downstream-Betrieb der Plasmaquelle im Vergleich zum Betrieb als Ionenquelle ( $P_{MW} = 1.000$  W;  $U_{scr} = 500$  V;  $U_{acc} = -100$  V)

Aus dem Produkt des Sputteryields und des Ionenflusses  $J_0/e$  lässt sich die Sputterrate berechnen. Diese beträgt nach den vorangegangenen Abschätzungen für den Betrieb der ECR-SLAN als Ionenquelle im Bereich des Quellenausgangs im Falle des Argonplasmas maximal  $7,7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  und im Fall des Sauerstoffplasmas maximal  $4,8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Im Vergleich dazu beträgt die Sputterrate im Downstream-Betrieb im gleichen Druckbereich um  $10^{-3}$  mbar für beide Plasmasorten maximal etwa  $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Allerdings lassen sich im Downstream-Betrieb der ECR-SLAN bei höheren Drücken Argonionendichten von bis zu  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  produzieren [17][18], was eine höhere Sputterrate verursacht.

Bei maximaler Argonionenextraktion wird mit oben abgeschätzter Sputterrate innerhalb von 80 h 1  $\mu\text{m}$  Material abgetragen. Im Fall der Sauerstoffionenextraktion beträgt die Zeit 128 h. Die maximale Ionendichte innerhalb der Plasmakammer ist jedoch im Bereich der Magnete zu erwarten, da der ECR-Effekt optimal ausgenutzt wird (siehe Abb. 12). LANGMUIR-Doppelsondenmessungen sind hier jedoch wegen des hohen Magnetfeldes nicht durchführbar. Kraterbildungen im Quarz, die sich bereits nach wenigen Betriebsstunden ergeben, weisen auf eine Ionendichte hin, die mindestens um den Faktor 10 höher liegen, als am Quellenausgang.

#### 5.4.2 Sputterwirkung an der Ionenoptik

Die Sputterwirkung auf die Ionenoptik ist mitentscheidend für die Lebensdauer einer Ionenoptik und die Veränderung seiner Extraktionseigenschaften mit der Zeit. Die Energie der auf das Plasmagitter auftreffenden Ionen wird durch das Randschichtpotential bestimmt. Dieses Randschichtpotential entspricht jedoch nicht dem Floatingpotential der dielektrischen Plasmawand, da das Plasmagitter eine eigene Spannungsversorgung besitzt.

In Abb. 6 ist zwischen dem Plasma und der Ionenoptik ein Spannungsabfall um den Betrag  $U_p$  dargestellt. Diese Spannung müsste sich in den Ionenenergiemessungen mit dem RFA in Abschnitt 4.2.3 messen lassen als Differenz zwischen der zum am Plasmagitter eingestellten Potential korrespondierenden Energie und der gemessenen Energie. Dieser Energieunterschied ist jedoch nicht feststellbar, so dass davon auszugehen ist, dass das Randschichtpotential am Plasmagitter äußerst gering ist. Die Ionen besitzen somit im Wesentlichen die thermische Energie von unter 0,5 eV. Diese Energie liegt weit unter der Oberflächenbindungsenergie des Siliziums und reicht damit zum Sputtern nicht aus.

Zwischen Plasma- und Beschleunigungsgitter werden die Ionen stark beschleunigt und erreichen die zur Summe der Gitterpotentialbeträge korrespondierende Energie. Die Ionen, die

zwar das Plasmagitter, aber nicht das Beschleunigungsgitter passieren, treffen vor allem auf den unmittelbaren Randbereich der Gitteraperturen. In diesem Randbereich weist das Beschleunigungsgitter ein sehr dünnes Profil auf (siehe Abb. 14). Durch Sputtern wird somit die Fläche der Apertur schnell vergrößert.

Der Ionenstrom auf das Beschleunigungsgitter lässt sich über den Strom zum Gitter ermitteln, der zur Neutralisierung der Ionen benötigt wird. Bei günstiger Form des Plasmameniskus ist der Strom am Beschleunigungsgitter minimal. Wie an dem Graphen in Abb. 27 abzulesen ist, liegt dieses Stromminimum bei einem Argonionenstrahl bei etwa 700 V Spannung am Plasmagitter. Bei dieser Spannung beträgt die Ionenenergie am Beschleunigungsgitter 840 eV, was einen laut Abb. 52 einen Sputteryield von etwa 0,5 verursacht. Da die Ionen hauptsächlich den gewinkelten Randbereich der Aperturen treffen und somit bei nahezu paralleler Flugbahn den Einfallswinkel von  $54,7^\circ$  zur Oberflächennormalen aufweisen, erhöht sich der Sputteryield gegenüber dem im Graphen in Abb. 52 dargestellten nach Gleichung (2.9) um den Faktor 2,0.

Wird eine gleichmäßige Ionenstromverteilung auf die Flanken der Aperturen vorausgesetzt, ergibt sich aus den Strommessungen am Beschleunigungsgitter und der Ionenenergieabhängigkeit des Sputteryields nach SIGMUND, die aus den gemessenen Werten in Abb. 52 ermittelt worden ist, für die Flanken die in dem Graphen Abb. 68 dargestellte spannungsab-

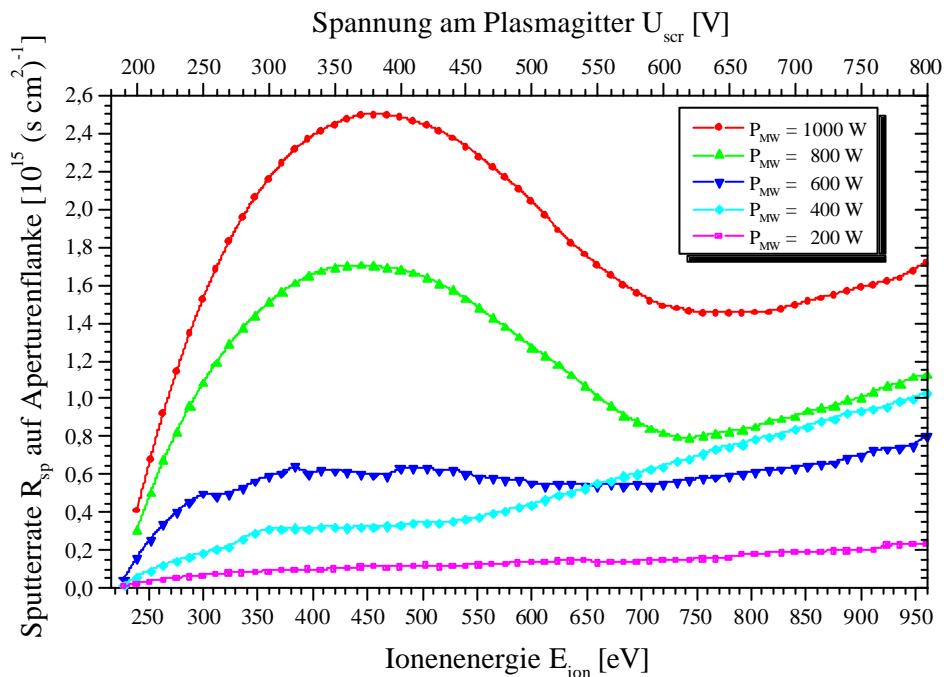


Abb. 68: Sputterrate an der Flanke der Aperturen des Beschleunigungsgitters in Abhängigkeit der Spannung am Plasmagitter und der Ionenenergie für verschiedene Mikrowellenleistungen  $P_{MW}$  (Argon;  $E_{ion} = e \cdot (|U_{scr}| + |U_{acc}|)$ ;  $U_{acc} = -0,2U_{scr}$ ; optimaler Druck)

hängige Sputterrate. Ab einer Mikrowellenleistung von 600 W zeigt sich dabei für kleine Spannungen eine stark ansteigende Sputterrate, die bei Werten zwischen 350 V und 400 V ein Maximum erreicht ( $2,5 \times 10^{15} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  bei 1.000 W). Im Bereich um 600 V durchläuft die Kurve ein Minimum ( $1,5 \times 10^{15} \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  bei 1.000 W), um darüber mit wachsender Spannung weiter zu steigen. Bei kleineren Mikrowellenleistungen ist die Kurve monoton steigend.

Wird die Sputterrate auf den Silizium-Materialabtrag und die damit verbundene Verkleinerung der Stege umgerechnet, so können Aussagen über die Vergrößerung der Apertur mit der Zeit gemacht werden. Diese beträgt demnach nach 10 h bei einer Mikrowellenleistung von 1.000 W im Maximum ( $U_{\text{scr}} = 380 \text{ V}$ ) 18% und im darauffolgenden Minimum nur ( $U_{\text{scr}} = 640 \text{ V}$ ) 11%.

Bei Ansicht der Gitter nach mehreren Einsatzstunden zur Generierung eines Argonionenstrahls zeigt sich eine deutlich größere Sputterwirkung an dem Beschleunigungsgitter gegenüber dem Plasmagitter. Dabei fällt auf, dass die Aperturen zunehmend rund werden, was wohl durch eine größere Ionendichte im Zentrum gegenüber den Ecken der Apertur bedingt ist. Mit der CRDS ohne Target können die Sputterprodukte jedoch nicht nachgewiesen werden, da offensichtlich sehr wenige Siliziumatome in Richtung des Laserstrahls gesputtert werden und die Distanz zwischen Laserstrahl und Ionenoptik mit 140 mm sehr groß ist.

Das Plasmagitter zeigt keine deutliche Formveränderung. Allerdings weist es eine mit der Zeit zunehmende Schwarzfärbung auf, die wohl durch Ablagerungen von Kohlenstoff verursacht wird, das durch Absputtern aufgrund der durch das Floatingpotential beschleunigten Plasmaionen und Dissoziation des Teflons der Optikhalterung entsteht.

Beim Betrieb der Ionenquelle mit Sauerstoff ist die Verformung der Beschleunigungsgitteraperturen mit der Zeit kaum auszumachen. Dies entspricht den Ergebnissen, die beim Sputtern des Siliziumtargets gewonnen wurden. Auch die Verfärbung des Plasmagitters lässt nach, da der Kohlenstoff durch den Sauerstoff teilweise oxidiert wird.

## Kapitel 6: Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wird erstmals die laserabsorptionsspektroskopische Methode CRDS an Sputterprodukten eines Ionenstrahls erfolgreich angewandt, um Teilchendichten in dem gasförmigen Abtragsmaterial in situ vor dem Target zu messen. Dabei wird UV-Laserstrahlung im Wellenlängenbereich um 250 nm benutzt, um die Teilchendichte von gesputtertem Silizium eines Siliziumwafers und eines Quarztargets aufgrund der Absorption durch atomare Elektronenübergänge zu ermitteln. Aus den erhaltenen Werten der Teilchendichten unter verschiedenen Parametereinstellungen kann der jeweilige Sputteryield von Silizium berechnet werden. Die kinetische Teilchenenergie, deren Kenntnis für die Berechnungen notwendig ist, wird dabei über die Geschwindigkeits- und Dichteverteilung der Siliziumatome vor dem Target bestimmt. Zur Ermittlung der räumliche Dichteverteilung ist ein neues mathematisches Modell entwickelt worden, das es ermöglicht, Aussagen über die dreidimensionale Verteilung anhand der Variation des Abstands zwischen Target und Laserstrahl zu machen. Mit den gewonnenen Erkenntnissen aus der CRDS-Messungen kann eine quantitative Abschätzung über die Erosionswirkung an der Plasmawand und an der Ionenoptik der Ionenquelle aufgrund der sputternden Plasmaionen durchgeführt werden.

Zur Generierung des gesputterten Siliziums ist eine Ionenquelle aus der Mikrowellenangeregten Plasmaquelle ECR-SLAN entwickelt worden. Dazu ist neben geringfügigen Modifikationen der Plasmaquelle eine Zweigitterionenoptik aus Silizium ( $\varnothing$  88 mm) in die Auslassöffnung der Plasmaquelle installiert worden. Diese ermöglicht es, Material eines großflächigen Targets im Bereich niedriger Ionenenergien ( $\leq 1,2$  keV) zu sputtern.

Die Charakterisierung des Ionenstrahls erfolgt anhand von Messungen mit einem FARADAY-Cup und einem RFA. Danach wird die Ionenenergie durch das Potential am Plasmagitter bestimmt. Die Energieunschärfe beträgt weniger als 10 eV. Die Divergenz des Ionenstrahls bestimmt im Wesentlichen das Potential am Beschleunigungsgitter. Der Divergenzhalbwinkel hat einen minimalen Wert von  $19^\circ$ . Die maximale Ionenstromdichte beträgt  $2,1 \text{ mA/cm}^2$  im Fall eines Argonionenstrahls und  $1,1 \text{ mA/cm}^2$  für einen Sauerstoffionenstrahl. Die Ionenstromdichte an einem beliebigen Ort im Rezipienten kann anhand einer empirischen Formel über die an den Gittern der Ionenoptik fließenden Ströme berechnet werden. Diese erlaubt es auch, den Ionenstrom auf einem Target zu berechnen.

Die Leistungsfähigkeit der Ionenquelle ist bezüglich der Ionenstromdichte durch die Ionendichte in der Plasmakammer bei niedrigen Drücken ( $< 4 \times 10^{-3}$  mbar Druck in der Plasmakammer) limitiert. Zwar werden bei höheren Drücken in der Plasmaquelle höhere Ionendichten erreicht, allerdings lässt sich dann kein konstanter Ionenstrom einstellen. Es werden im Fall des Argonionenstrahls Ableitstromdichten von  $2,2 \text{ mA/cm}^2$  an der Ionenoptik erreicht. Im Fall des Sauerstoffionenstrahls liegt das Limit bei  $1,0 \text{ mA/cm}^2$ . Im Abstand von 100 mm zur Ionenoptik ergeben sich daraus maximale Ionenstromdichten von  $2,1 \text{ mA/cm}^2$  im Fall des Argons und  $1,1 \text{ mA/cm}^2$  im Fall des Sauerstoffs.

Bezüglich der Ionenenergie ist die Leistungsfähigkeit der Plasmaquelle durch die mechanische Belastbarkeit der Ionenoptik limitiert. Kurzzeitig kann an den Gittern der Ionenoptik ein Potentialunterschied von über 1 kV bis zu 1,2 kV eingestellt werden. Bei längerem Betrieb beginnen aufgrund der elektrostatischen Anziehung zwischen den Gittern vereinzelt Stege herauszubrechen. Diese stellen einen Kontakt zwischen den Gittern her und verursachen einen Kurzschluss. Der Ionenstrom bricht zusammen und die Ionenoptik ist zerstört. Der Betrieb der Ionenquelle mit Potentialunterschieden unter 1 kV zwischen den Gittern – dies entspricht einer Ionenenergie von 1 keV – ist dagegen über mehrere Stunden möglich.

Die CRDS eignet sich sehr gut zur Untersuchung von absoluten Teilchendichten gesputterten Siliziums. Ein CRD-Resonator der Länge 1,7 m (= mittlere Länge bei 6 ns Pulsdauer) ermöglicht es, die Abklingzeit des Signals direkt durch einen exponentiellen Fit durch das Messsignal zu ermitteln. Die Abklingzeit liegt dabei bei der Verwendung von Resonatorspiegeln der Reflektivität  $> 99,7\%$  bei über  $2 \mu\text{s}$

Beim Sputtern eines Siliziumwafers mit Argonionen zeigen sich bei der CRDS Absorptionsspektren, die der berechneten Geschwindigkeitsverteilung nach THOMPSON entsprechen. Anhand dieser errechnet sich die Oberflächenbindungsenergie von Silizium zu  $(5,3 \pm 0,2) \text{ eV}$ .



Im Falle des Sputterns mit einem Plasmastrahl durch Anlegen einer Biasspannung an dem Target ergeben sich MAXWELL-Geschwindigkeitsverteilungen. Diese entsteht aufgrund des höheren Drucks im Rezipienten verglichen mit dem des Ionenquellenbetriebs. Durch den Einsatz der Ionenoptik in die Plasmaquelle ist der Druck im Rezipienten bei identischem Druck in der Plasmaquelle um den Faktor 12 gegenüber dem Downstream-Betrieb geringer. Im Downstream-Betrieb ist somit die Anzahl der Stöße der gesputterten Siliziumatome höher, so dass es zur MAXWELL-Geschwindigkeitsverteilung kommt.

Vor dem Siliziumwafer werden beim Sputtern mit Argonionen unter einem Einfallswinkel von  $30^\circ$  Siliziumdichten von bis zu  $6 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  erreicht. Der Sputteryield steigt mit der Ionenenergie an und erreicht bei 1,2 keV einen Wert von 0,8 Atome/Ion. Oberhalb von 500 eV Ionenenergie liegen die gemessenen Sputteryieldwerte im Bereich der mit TRIM-Simulationen berechneten Werte. Für niedrigere Ionenenergien liegen die gemessenen deutlich unter den simulierten Werten. Mit abnehmender Ionenenergie nimmt dabei die Differenz zu. Die in Sputtertheorien angewandten Algorithmen der Stoßkaskaden gelten in diesem Ionenenergiebereich nicht mehr.

Beim Sputtern von Silizium eines Quarztargets mit einem Argonionenstrahl zeigt sich ebenso eine THOMPSON-Geschwindigkeitsverteilung. Die Oberflächenbindungsenergie wird zu  $(4,5 \pm 0,2) \text{ eV}$  berechnet. Die gemessenen Ionendichten erreichen Werte von bis zu  $8 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ . Der gemessene Sputteryield liegt im Bereich zwischen 0,15 und 0,35 Siliziumatome/Ion bei Ionenenergien von 360 eV bis 960 eV. Alle gemessenen Werte liegen im Bereich der mit TRIM errechneten.

Wird mit einem Sauerstoffionenstrahl gesputtert, kommt es an der Targetoberfläche zu chemischen Reaktionen. Beim Bearbeiten eines Siliziumwafers kann kein gesputtertes Silizium nachgewiesen werden. Dagegen kann eine Oxidation der Oberfläche des Wafers festgestellt werden. Beim Sputtern eines Quarztargets liegt der gemessene Sputteryield deutlich unter dem nach TRIM erwarteten. Mit Werten um 0,05 Siliziumatome/Ion liegt er um den Faktor 3 bis 6 unter den mit TRIM ermittelten Werten.

Durch den Einsatz der Ionenoptik erhöht sich die Elektronentemperatur in der Plasmaquelle gegenüber dem Downstream-Betrieb um bis zum Vierfachen auf bis zu 15 eV (Argon) bzw. 12 eV (Sauerstoff). Dadurch erhöht sich im Sauerstoffplasma der Anteil der  $\text{O}^+$ -Ionen bezüglich aller Sauerstoffionen auf über 45%, was zur Abnahme des  $\text{O}_2^+$ -Ionenanteils führt. Außerdem steigt die Ionendichte im Bereich der Ionenoptik um den Faktor 3 (Argon) bzw. 4 (Sauerstoff).

Aufgrund des Potentialunterschieds zwischen dem Plasma und der Quarzwand entsteht mit den gemessenen Ionendichten ein Ionenstrom von bis zu  $50 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ . Eine Abschätzung der Sputterrate an der Plasmawand anhand der Sputteryieldmessungen an einem Quarztar­get ergibt Werte von bis zu  $6 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Die Sputterwirkung auf die Ionenoptik, speziell auf das Beschleunigungsgitter, zeigt, dass diese stark von den Gitterspannungen abhängt. Sie hat ein Maximum bei Spannungswerten um 350 V am Plasmagitter (bis zu  $2,5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ) und ein Minimum bei 750 V (bis zu  $1,6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ). Die Lebensdauer einer Ionenoptik hängt stark von der Sputterwirkung ab. Bei einer Mikrowellenleistung von 1 kW vergrößert sich eine Apertur am Beschleunigungsgitter nach 10 h Betriebszeit um 11-18%.

# Anhang A: Bestimmung und Bedeutung von Elektronentemperatur und Ionendichte

## A.1 LANGMUIR-Doppelsonde

Die Kenntnis der Elektronentemperatur und der Ionendichte in einem Plasma ist wichtig für die Auswertung plasmatechnischer Prozesse. Zur ihrer Bestimmung wird die LANGMUIR-Doppelsondenmessung benutzt. Diese Methode benötigt kein Referenzpotential.

Die LANGMUIR-Doppelsonde besteht aus zwei dünnen Drahtspitzen, zwischen denen die Spannung  $U_{DS} = U_1 - U_2$  angelegt wird. Zwischen den Drahtspitzen wird der Strom  $I_{DS}$  gemessen. Die Stromstärke lässt sich mit Hilfe von Plasmarandschichtbetrachtungen bestimmen.

Die LANGMUIR-Doppelsondentheorie erfordert einige Voraussetzungen:

- Die mittlere freie Weglänge sei größer als die Abmessungen der Sonde (stoßfreies Plasma).
- Das Plasma enthalte neben den Atomen nur Elektronen und einfach geladene Ionen einer Sorte.
- Für die Elektronen gelte die MAXWELL-Verteilung gemäß Gleichung (2.42).
- Es existiere kein externes Magnetfeld<sup>1</sup>.

In Gleichung (2.41) ist die Anfangsionenenergie  $e\Phi_s$  beim Eintritt eines Ions in die Randschicht eingeführt worden. Über das BOHM-Kriterium (Gleichung (2.40)) lässt sich das Potential  $\Phi_s$  berechnen zu:

$$\Phi_s = -\frac{k_B \cdot T_e}{2 \cdot e} \quad (\text{A.1})$$

Die Ionendichte errechnet sich aus der BOLTZMANN-Beziehung in Gleichung (2.43):

$$N_s = N_0 \cdot e^{1/2} \quad (\text{A.2})$$

Wird die Spannung zwischen den Drahtspitzen der Sonde wesentlich größer als  $\Phi_s$ , so wird der Sondenstrom durch die Ionen bestimmt. Aus den Gleichungen (2.40) und (A.2) ergibt sich mit der Sondenfläche  $A_{DS}$  (Fläche der Drahtspitzen) der Ionensättigungsstrom  $I_{is}$ :

---

<sup>1</sup> Es existiert keine Sondentheorie für Messungen in Plasmen mit äußerem Magnetfeld. Allerdings ist die vorliegende Theorie für Plasmen in schwachen Magnetfeldern anwendbar, wenn in ihnen der Ionen-LARMOR Radius viel größer als der Elektronen-LARMOR-Radius (siehe Gleichung (2.32)) ist. In schwachen Magnetfeldern ist der Elektronen-LARMOR-Radius größer als die mittlere freie Weglänge [94].

$$I_{is} = e \cdot N_0 \cdot A_{DS} \cdot e^{1/2} \cdot \sqrt{\frac{k_B \cdot T_e}{m_i}} \quad (\text{A.3})$$

Der an der Sonde gemessene Strom ergibt sich aus der Differenz des Ionensättigungsstroms und des Elektronenstroms. Der Elektronensättigungsstrom errechnet sich analog zu Gleichung (A.3) unter Berücksichtigung der MAXWELL-Verteilung in Gleichung (2.42) zu [162]-[164]:

$$I_e = e \cdot N_0 \cdot A_{DS} \cdot \sqrt{\frac{k_B \cdot T_e}{2\pi \cdot m_e}} \cdot e^{\frac{e \cdot U}{k_B \cdot T_e}} \quad (\text{A.4})$$

Damit das System „floated“, müssen sich Ionen- und Elektronensättigungsstrom aufheben. Gleichsetzen der Gleichungen (A.3) und (A.4) führt zum Floatingpotential  $U_f = U$ :

$$U_f = \frac{k_B \cdot T_e}{2 \cdot e} \cdot \left[ \ln \left( 2\pi \cdot \frac{m_e}{m_i} \right) - 1 \right] \quad (\text{A.5})$$

In Abb. 69 ist die elektrische Schaltung der LANGMUIR-Doppelsonde schematisch dargestellt. Unter Berücksichtigung der beiden Elektronenströme  $I_{e1}$  und  $I_{e2}$  an den Sondenspitzen 1 und 2 errechnet sich für den Sondenstrom  $I_{DS}$ :

$$I_{DS} = I_2 = I_{e2} - I_{is} = I_{is} \cdot \frac{1 - e^{-\frac{e \cdot U}{k_B \cdot T_e}}}{1 + e^{-\frac{e \cdot U}{k_B \cdot T_e}}} \quad (\text{A.6})$$

Daraus ergibt sich der Ausdruck [164]:

$$I_{DS} = I_{is} \cdot \tanh \left( \frac{e \cdot U}{2 \cdot k_B \cdot T_e} \right) \quad (\text{A.7})$$

Wird der gemessene Strom gegen die angelegte Spannung aufgetragen, so ergibt sich die in Abb. 70 dargestellte Sondenkennlinie. Die Elektronentemperatur lässt sich z.B. aus der

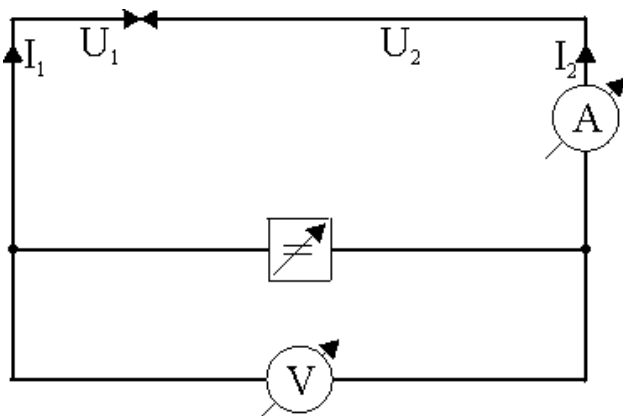


Abb. 69: Elektrische Schaltung der LANGMUIR-Doppelsonde.

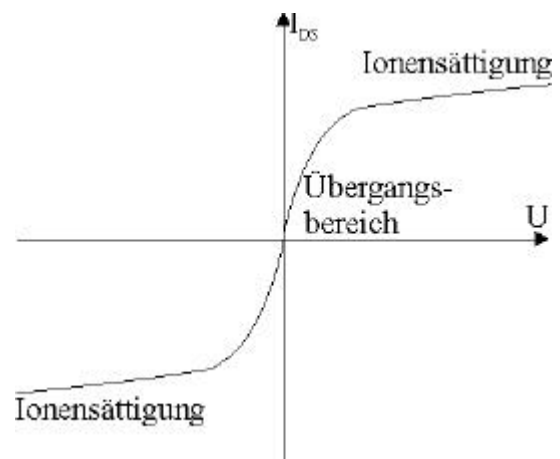


Abb. 70: Sondenkennlinie der LANGMUIR-Doppelsondenmessung (qualitativ)

Steigung der Kurve bei  $U = 0$  bestimmen (equivalent resistance method). Dabei ist es jedoch notwendig, den Ionensättigungsstrom genau zu bestimmen, da er zur Berechnung benötigt wird. Daher ist es besser, die Elektronentemperatur aus dem Abstand  $\Delta U$  der „Knickpunkte“, d.h. der Maxima der zweiten Ableitung, zu bestimmen. Wird die dritte Ableitung von Gleichung (A.7) zu Null gesetzt, ergibt sich [164]:

$$T_e = \frac{e}{k_B} \cdot \frac{\Delta U}{4 \cdot \operatorname{arth} \frac{1}{\sqrt{3}}} \quad (\text{A.8})$$

## A.2 Ionenspezies im Sauerstoffplasma

Während in kalten Edelgasplasmen neben neutralen Atomen hauptsächlich nur einfach positiv geladene Ionen und Elektronen existieren, beinhalten kalte Molekülplasmen neben neutralen Molekülen und Atomen meist sowohl Molekül- als auch Atomionen. Dies ist z.B. in Sauerstoffplasmen der Fall. Die Ratenkonstanten  $K$  der Reaktionen zur Entstehung der Spezies  $O$ ,  $O_2^+$ ,  $O^+$ ,  $O^-$  und  $e^-$  aus  $O_2$  hängt von der Elektronentemperatur  $T_e$  ab. Diese Reaktionen sind in Tab. 10 aufgeführt.

Unter der Annahme, dass das in die Plasmaquelle eingefüllte Sauerstoffgas nur aus  $O_2$ -Molekülen besteht, wird die primäre Entstehung von  $O_2^+$  aus  $O_2$  und  $e^-$  nur durch die Reaktion 4 und die primäre Entstehung von  $O^+$  nur durch die Reaktionen 10 und 11 beschrieben. Alle anderen Entstehungsprozesse können vernachlässigt werden, da sie aus Sekundärprozessen entstehen und sich somit die Ratenkonstanten der Primär- und Sekundärprozesse zu vernachlässigbar kleinen Werten multiplizieren. Die Ratenkonstante  $K(O_2^+)$  zur Entstehung von  $O_2^+$ -Ionen ist somit durch Gleichung (A.15) und die Ratenkonstante  $K(O^+)$  zur Entstehung von  $O^+$ -Ionen aus der Summe der Gleichungen (A.23) und (A.24) gegeben.

Bei konstanter Elektronentemperatur ergibt sich das Verhältnis der Anzahl  $n(O_2^+)$  der  $O_2^+$ - gegenüber der Anzahl  $n(O^+)$  der  $O^+$ -Ionen aus dem Verhältnis der Ratenkonstanten:

$$\frac{n_i(O^+)}{n_i(O_2^+)} = \frac{K(O^+)}{K(O_2^+)} = \frac{1}{9} \cdot \left( 0,71 \cdot e^{-\frac{4,4}{T_e[\text{eV}]}]} + 5,3 \cdot (T_e[\text{eV}])^{0,4} \cdot e^{-\frac{7,4}{T_e[\text{eV}]}]} \right) \quad (\text{A.9})$$

Die Konzentration  $n_i(O^+)$  der  $O^+$ -Ionen im Vergleich zur Konzentration  $n_i$  aller Ionen ist:

$$\frac{n_i(O^+)}{n_i} = \frac{K(O^+)}{K(O_2^+) + K(O^+)} = \frac{K_{10} + K_{11}}{K_4 + K_{10} + K_{11}} \quad (\text{A.10})$$

Der Graph dieser Elektronentemperatur-abhängigen Gleichung ist im Vergleich zum  $n_i(O_2^+)/n_i(O)$ -Verhältnis in Abb. 71 dargestellt. Unterhalb einer Elektronentemperatur von 10 eV dominiert die Entstehung von  $O_2^+$ -Ionen. Bei der Elektronentemperatur von  $T_e = 13,2$  eV entstehen genauso viele  $O_2^+$ - wie  $O^+$ -Ionen, während bei darüber liegenden

Elektronentemperaturen die Produktion von  $O^+$ -Ionen geringfügig überwiegt. Aus der Mischung der unterschiedlichen Ionenarten ergibt sich die effektive Ionenmasse  $m_i^{\text{eff}}$ :

$$m_i^{\text{eff}} = \left[ \left( \frac{1}{\sqrt{m(O_2^+)}} + \frac{1}{\sqrt{m(O^+)}} \cdot \frac{n_i(O^+)}{n_i(O_2^+)} \right)^{-1} + \left( \frac{1}{\sqrt{m(O^+)}} + \frac{1}{\sqrt{m(O_2^+)}} \cdot \frac{n_i(O_2^+)}{n_i(O^+)} \right)^{-1} \right]^2 \quad (\text{A.11})$$

Nr.	Reaktion	Ratenkonstante $K$ [ $\text{cm}^3/\text{s}$ ]	Formelnr.	Quelle
1	$e^- + O_2$ Impulsübertrag	$K = 4,7 \cdot 10^{-8} \cdot \sqrt{T_e}$	(A.12)	[47][165]
2	$e^- + O_2 \rightarrow O^- + O$	$K = 8,8 \cdot 10^{-11} \cdot e^{\frac{4,4}{T_e}}$	(A.13)	[47][166]
3	$e^- + O_2 \rightarrow 2 O + e^-$	$K = 4,2 \cdot 10^{-9} \cdot e^{\frac{5,6}{T_e}}$	(A.14)	[47][167]
4	$e^- + O_2 \rightarrow O_2^+ + 2e^-$	$K = 9,0 \cdot 10^{-10} \cdot \sqrt{T_e} \cdot e^{\frac{12,6}{T_e}}$	(A.15)	[47][167]
5	$e^- + O^- \rightarrow O + 2 e^-$	$K = 2,0 \cdot 10^{-7} \cdot e^{\frac{5,5}{T_e}}$	(A.16)	[47][166]
6	$e^- + O_2^+ \rightarrow 2 O$	$K = \frac{5,2 \cdot 10^{-9}}{T_e}$	(A.17)	[168]
7	$O^- + O_2^+ \rightarrow O + O_2$	$K = 0,96 \cdot 10^{-7} \cdot \sqrt{\frac{300}{T_e}}$	(A.18)	[166]
		$K = 2 \cdot 10^{-7} \cdot \sqrt{\frac{300}{T_e}}$	(A.19)	[168]
8	$O^- + O \rightarrow O_2 + e^-$	$K = 1,4 \cdot 10^{-10}$	(A.20)	[166]
		$K = 5 \cdot 10^{-10}$	(A.21)	[168]
9	$O^- + O_2^+ \rightarrow 3 O$	$K = 1 \cdot 10^{-7}$	(A.22)	[168]
10	$e^- + O_2 \rightarrow O^- + O^+ + e^-$	$K = 7,1 \cdot 10^{-11} \cdot \sqrt{T_e} \cdot e^{\frac{17}{T_e}}$	(A.23)	[169]
11	$e^- + O_2 \rightarrow O + O^+ + 2 e^-$	$K = 5,3 \cdot 10^{-10} \cdot (T_e)^{0,9} \cdot e^{\frac{20}{T_e}}$	(A.24)	[47][166]
12	$e^- + O \rightarrow O^+ + 2 e^-$	$K = 9,0 \cdot 10^{-9} \cdot (T_e)^{0,7} \cdot e^{\frac{13,6}{T_e}}$	(A.25)	[47][167]
13	$O^- + O^+ \rightarrow 2 O$	$K = 2,7 \cdot 10^{-7} \cdot \sqrt{\frac{300}{T_e}}$	(A.26)	[166]
		$K = 2 \cdot 10^{-7} \cdot \sqrt{\frac{300}{T_e}}$	(A.27)	[168]
14	$O^+ + O_2 \rightarrow O + O_2^+$	$K = 2,0 \cdot 10^{-11} \cdot \sqrt{\frac{300}{T_e}}$	(A.28)	[166]

Tab. 10: Mögliche Reaktionen zwischen  $O_2$ ,  $O$ ,  $O_2^+$ ,  $O^+$  und  $e^-$  [47] ( $T_e$  in eV)

Durch diese Formel kann die Betrachtung verschiedener Ionenspezies bei der LANGMUIR-Doppelsondenmessung umgangen werden (siehe Abschnitt 3.3).

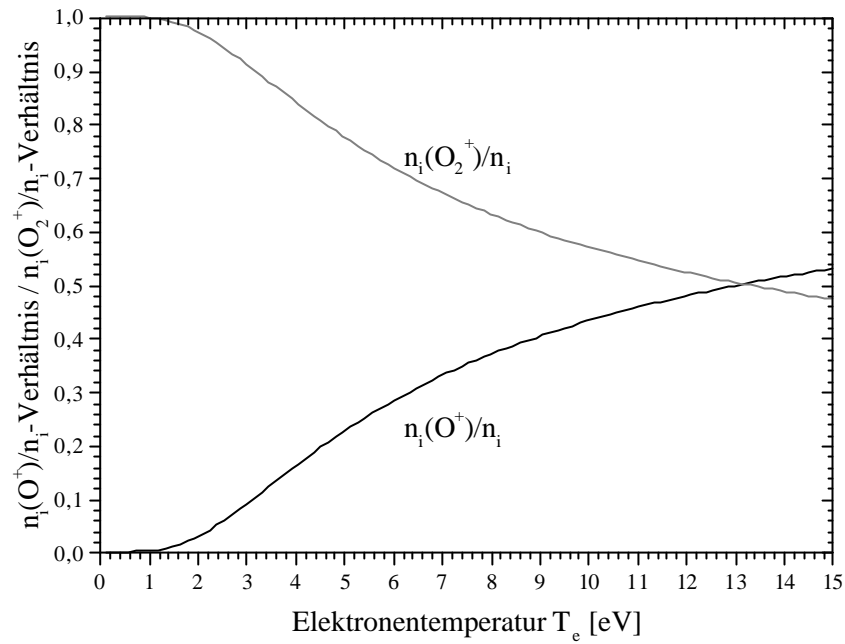


Abb. 71: Vergleich der Ratenkonstanten zur Entstehung von  $O_2^+$  und  $O^+$  in kalten Plasmen in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur

## Anhang B: Diagnostikmethoden zur Messung der Ionenstrahlcharakteristik

### B.1 FARADAY-Cup

Die direkte Messung des Ionenstroms und damit die Intensität des Ionenstrahls in einer Distanz  $z$  von der Ionenquelle erfolgt mit einem FARADAY-Cup [170][171]. Dieser besteht aus einer Kollektorplatte und einem Vorgitter.

Wird ein FARADAY-Cup in einen Ionenstrahl eingebracht, so treffen die Ionen auf die geerdete Kollektorplatte. Die zur Rekombination benötigten Elektronen erzeugen einen Strom  $I_{kol}$  in Richtung der Kollektorplatte, der registriert werden kann. Damit wird der Ionenstrom der Ionen gemessen, die das Vorgitter passieren und auf die Kollektorplatte gelangen. Um eventuell im Ionenstrahl befindliche Elektronen von der Kollektorplatte fernzuhalten, wird das Vorgitter auf ein negatives Potential  $U_v$  gelegt. Wenn die Kollektorplatte und das Vorgitter die gleiche Fläche  $A_{FC}$  haben und das Vorgitter die Transparenz  $T_{trans}$  aufweist, errechnet sich die Ionenstromdichte  $J$  zu:

$$J = \frac{I_{kol}}{A_{FC} \cdot T_{trans}} \quad (\text{B.1})$$

Um die räumliche Verteilung der Ionenstromdichte aufzunehmen, kann der FARADAY-Cup auf den Kopf eines 3d-Translators montiert werden.

Wird auf die Kollektorplatte die variable Spannung  $U_{kol}$  angelegt, so erreichen lediglich die Ionen die Kollektorplatte, deren kinetische Energie  $E_{ion}$  in  $z$ -Richtung mindestens  $e \cdot U_{kol}$  beträgt. In Abb. 72 ist dieser Zusammenhang graphisch dargestellt. Wird die Spannung  $U_{kol}$

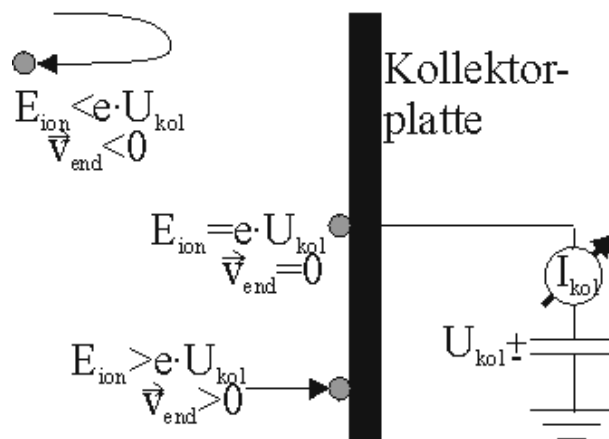


Abb. 72: Energie und Endgeschwindigkeit einfach positiv geladener Ionen am FARADAY-Cup



kontinuierlich von Null bis zu einem Maximalwert variiert und simultan der Strom  $I_{kol}$  gemessen, so kann eine Kennlinie aufgenommen werden, deren erste Ableitung die Ionenenergieverteilung  $dn_i/dE_{ion}(U_{kol})$  ergibt. Die Halbwertsbreite der Ionenenergieverteilung entspricht der Ionenenergieunschärfe.

## B.2 Retarding-Field-Analyzer (RFA)

Die mit dem FARADAY-Cup gemessene Ionenenergie ist die kinetischen Energie des Ions, die es beim Auftreffen auf ein geerdetes Target besitzt. Um die allgemeine Energieverteilung von Ionen in einem Plasma oder eines Ionenstrahls nach der Passage der Ionenoptik zu messen, muss die Anordnung des FARADAY-Cups um drei Vorgitter erweitert werden. Diese Anordnung entspricht der eines Retarding-Field-Analyzers (RFA, Gegenfeldanalysator) [172][173].

In Abb. 73 ist der Aufbau des RFA schematisch dargestellt. Das erste Gitter hat analog zum FARADAY-Cup einen elektrischen Kontakt zum geerdeten Gehäuse des RFA. Das zweite Gitter liegt auf einem negativen Potential  $U_1$ , dessen Wert deutlich über  $T_e/e$  liegt, wobei  $T_e$  die zu erwartende Elektronentemperatur ist. Dadurch werden die Elektronen daran gehindert, auf die Kollektorplatte zu gelangen. Die Spannungsvariation zur Aufnahme der Kennlinie wird im RFA im Gegensatz zum FARADAY-Cup nicht an der Kollektorplatte vorgenommen, sondern am dritten Gitter. Dieses Gitter wird von allen Ionen passiert, deren kinetische Energie größer als  $e \cdot U_s$  ist, wobei  $U_s$  die für die gerade angelegte Spannung steht (Sweepspannung). Alle Ionen mit  $E_{ion} > e \cdot U_s$  erreichen die geerdete Kollektorplatte. Eventuell aus der Kollektorplatte austretende Sekundärelektronen werden durch ein viertes Gitter, das sich

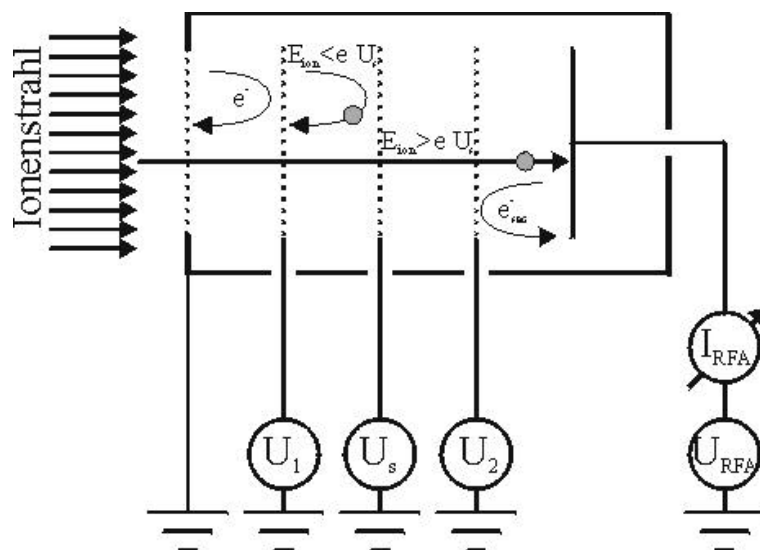


Abb. 73: Aufbau und Funktion des RFA

zwischen dem dritten Gitter und der Kollektorplatte befindet und auf dem negativen Potential  $U_2$  liegt, zurückbeschleunigt. Die Energieverteilung wird analog zum FARADAY-Cup über den zur Kollektorplatte fließenden Strom  $I_{\text{RFA}}$  bestimmt.

Wird am RFA anstatt der Spannung  $U_S$  eine am Kollektor anliegende Spannung  $U_{\text{RFA}}$  variiert, so wird er als FARADAY-Cup betrieben.

## Anhang C: Verbindungselemente und deren Leitwerte

Der Strömungsleitwert  $L_B$  für eine Blende der Fläche  $A$  beträgt [152]:

$$L_B = \frac{A}{4} \cdot \bar{v} \quad (C.1)$$

Der Strömungsleitwert  $L_{\text{kurz}}$  für ein kurzes rundes Rohr der Länge  $l$  mit Radius  $r$  ist gegeben durch [153]:

$$L_{\text{kurz}} = L_B \cdot \frac{1}{1 + \frac{3 \cdot l}{8 \cdot r}} \quad (C.2)$$

Der Strömungsleitwert  $L_{\text{Rrund}}$  für ein langes rundes Rohr der Länge  $l$  mit Radius  $r$  ist [154]-[157]:

$$L_{\text{Rrund}} = \frac{2\pi \cdot r^3}{3 \cdot l} \cdot \bar{v} \quad (C.3)$$

Der Strömungsleitwert  $L_{\text{Rquadr}}$  für ein langes quadratisches Rohr der Länge  $l$  mit Umfang  $U$  beträgt [158]:

$$L_{\text{Rquadr}} = \frac{1}{0,903} \cdot \frac{4 \cdot A^2}{3 \cdot U \cdot l} \cdot \bar{v} \quad (C.4)$$

Für Strömungsleitwerte der einzelnen Vakuumkomponenten gemäß der Skizze in Abb. 74 werden folgende Formeln angewendet:

- Der Strömungsleitwert  $L_{\text{opt}}$  der Ionenoptik besteht aus der Hintereinanderschaltung zweier Systeme aus  $n_p = 9.313$  paralleler Blenden der Fläche  $A_{\text{ap}} = 0,09 \text{ mm}^2$  getrennt durch ein kurzes Rohr der Länge  $0,3 \text{ mm}$  und des Radius  $47 \text{ mm}$ .
- Der Strömungsleitwert  $L_{\text{QA}}$  beschreibt den Quellenausgang, d.h. den Strömungsleitwert des Zwischenstücks zwischen der Optik und der Optikhalterung. Es hat die Geometrie eines kurzen Rohres mit dem Radius der Plasmaglocke ( $(76 \pm 2) \text{ mm}$ ) und der Länge der Macorröhre ( $(22 \pm 2) \text{ mm}$ ).
- Der Strömungsleitwert  $L_{\text{OH}}$  der Optikhalterung ist der Strömungsleitwert einer Blende mit der Fläche eines Kreises des Radius  $60 \text{ mm}$ .
- Der Strömungsleitwert  $L_{\text{FQ}}$  des Flansches des Rezipienten zur Quelle entspricht dem Strömungsleitwert eines kurzen Rohres mit dem Radius eines ISO-K 250-Flansches ( $(125,0 \pm 0,5) \text{ mm}$ ) und der Länge des Flansches ( $(66 \pm 1) \text{ mm}$ ).

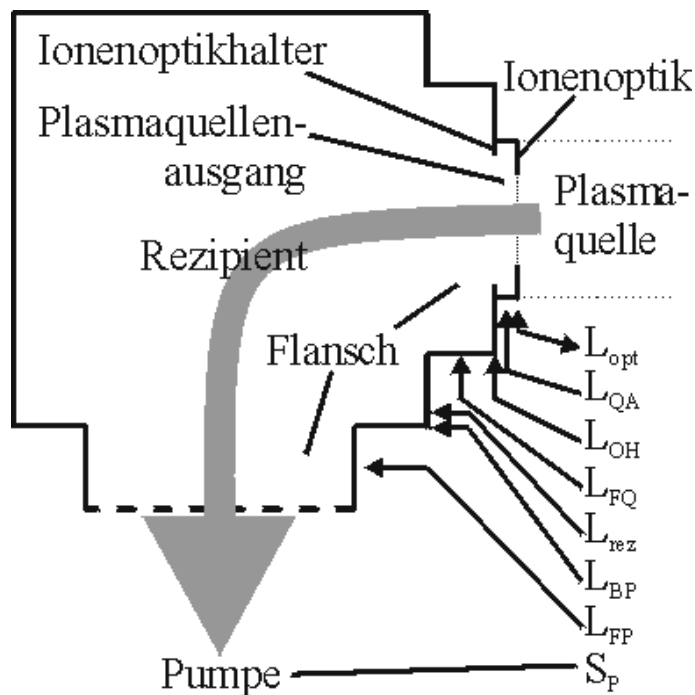


Abb. 74: Zu berücksichtigende Leitwerte im Versuchsaufbau

- Da die Plasmaquelle im rechten Winkel zur Pumpe am Rezipienten angebracht ist, lässt sich dieser nicht als einfache geometrische Figur beschreiben. Ein Vergleich der Ergebnisse der Leitwerte von geraden und krummen Rohren unterschiedlicher Form der Querschnittsfläche zeigt, dass der tatsächliche Strömungsleitwert  $L_{rez}$  des Rezipienten innerhalb der berechneten Strömungsleitwerte eines langen quadratischen Rohres der Querschnittsfläche  $a_{rez}^2$ , des Umfangs  $2 \cdot a_{rez}$  sowie der Länge  $a_{rez}$  und eines langen runden Rohres mit dem Radius  $0,5 \cdot a_{rez}$  und der Länge  $a_{rez}$  liegt.  $a_{rez}$  ist die innere Kantenlänge des quaderförmigen Rezipienten ( $(400 \pm 20)$  mm bzw.  $(300 \pm 20)$  mm). Die Berücksichtigung der errechneten Extremstellen als Fehler liefert ein hinreichend genaues Ergebnis.
- Der Strömungsleitwert  $L_{BP}$  berücksichtigt den Übergang des Rezipienten in den Flansch der Pumpe. Er ist der Strömungsleitwert einer Blende mit dem kreisförmigen Querschnitt des Radius eines ISO-K 250-Flanschs.
- Den gleichen Radius hat der Strömungsleitwert eines kurzen Rohres der Länge, die dem Abstand zwischen Rezipient und Pumpe entspricht ( $(8,0 \pm 0,1)$  mm). Er beschreibt den Strömungsleitwert  $L_{FP}$  des Flansches, der zur Pumpe führt.

Die berechneten Leitwerte der einzelnen Verbindungselemente sind in Tab. 11 aufgeführt.

Die kompletten Leitwerte werden nach Gleichung (3.3) berechnet. Die Berechnung der Saugleistungen wird entsprechend der Gleichung (3.2) durchgeführt. Zur Saugleistungsbe-

rechnung an der Downstream-Plasmaquelle werden die Leitwerte zur Ionenoptik und zum Quellenausgang ignoriert, zur Saugleistungsberechnung am Rezipienten zusätzlich die des Quellenflansch und des Rezipienten. Die Saugleistung am Rezipienten errechnet sich daraus zu  $S_{\text{rez}} = (793,7 \pm 32,5)$  l/s für Argon und  $S_{\text{rez}} = (933,3 \pm 38,2)$  l/s für Sauerstoff. Die Saugleistungen an der Ionen- und an der Plasmaquelle und die zugehörigen Druckgradienten sind in Tab. 6 aufgeführt.

Verbindungselement	Angewandte Formel	Leitwert für Argon [m <sup>3</sup> /s]	Leitwert für Sauerstoff [m <sup>3</sup> /s]
Ionenoptik	$L_{\text{opt}} = \left( \frac{2}{n_{\text{ap}} \cdot L_{\text{B}}} + \frac{1}{L_{\text{kurz}}} \right)^{-1}$	0,046 ± 0,007	0,051 ± 0,007
Quellenausgang	$L_{\text{QA}} = L_{\text{kurz}}$	1,960 ± 0,205	2,190 ± 0,229
Optikhalter	$L_{\text{OH}} = L_{\text{B}}$	23,509 ± 2,411	26,268 ± 2,694
Flansch Quelle	$L_{\text{FQ}} = L_{\text{kurz}}$	4,393 ± 0,440	4,908 ± 0,492
Rezipient (400 mm) (300 mm)	$L_{\text{rez}} = \frac{1}{2} \cdot (L_{\text{Rrund}} + L_{\text{Rquadr}})$	19,885 ± 3,924 11,186 ± 2,207	22,219 ± 4,385 12,498 ± 2,466
Blende Pumpe	$L_{\text{BP}} = L_{\text{B}}$	5,229 ± 0,523	5,843 ± 0,585
Flansch Pumpe	$L_{\text{FP}} = L_{\text{kurz}}$	4,249 ± 0,426	4,747 ± 0,476
Saugleistung Pumpe	$S_{\text{p}}$	1,200 ± 0,060	1,450 ± 0,073

Tab. 11: Leitwerte und Saugleistungen einzelner Verbindungselemente. Angaben der Saugleistungen der Pumpe nach Hersteller (±5 %, Leyboldt).



## Literaturverzeichnis

- [1] P.J. Mohr, B.N. Taylor, J. Phys. Chem. Data **28**(6) (1999)
- [2] Rev. Mod. Phys. **72**(2), (2000)
- [3] W. Wörger, Phys. Bl. **56**(3), (2000)
- [4] R.A. Stansfield, K. Broomfield, D.C. Clary, Phys. Rev. B **39**, 7680 (1989)
- [5] J.L. Vossen, s. Krommenhoek, V. A. Koss, J. Vac. Sci. Technol. A **9**, 600 (1991)
- [6] J.E. Rubio, L.A. Marqués, M. Jaraíz, L.A. Bailón, J. Barbolla, Nucl. Instrum. Meth. B **102**, 301 (1995)
- [7] M.W. Thompson, Phil. Mag. **18**, 377 (1968)
- [8] P. Siegmund, Phys. Rev. **184**, 383, (1969)
- [9] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids*, Pergamon Press, New York (1985)
- [10] <http://www.research.ibm.com/ionbeams>
- [11] G.V. Jorgenson, G.K. Werner, J. Appl. Phys. **36**, 2672 (1965)
- [12] P.D. Davidse, L.I. Maissel, J. Vac. Sci. Technol. **4**, 33 (1966)
- [13] D. Korzec, *Kapazitiv gekoppelte Hochfrequenz-Ionenquelle mit radialer Anordnung der Anregungselektroden für reaktives Ionenstrahlätzen*, VDI-Verlag, Düsseldorf (1993)
- [14] Y. Yuan, J. Bansky, J. Engemann, A. Brockhaus, Surf. Coat. Technol. **74**, 534 (1995)
- [15] D. Korzec, F. Werner, R. Winter, J. Engemann, Plasma Sources Sci. Technol. **5**, 216 (1996)
- [16] F. Werner, D. Korzec, J. Engemann, Plasma Sources Sci. Technol. **3**, 473 (1994)
- [17] J. Engemann, M. Schott, F. Werner, D. Korzec, J. Vac. Sci. Technol. A **13**, 875 (1995)
- [18] F. Werner, *Großvolumige 2,45-GHz-Mikrowellenplasmaquelle nach dem Schlitzantennenprinzip (SLAN)*, VDI-Verlag, Düsseldorf (1997)
- [19] D. Korzec, J. Engemann, J. Rapp, J. Sci. Instrum. **63**, 3068 (1992)
- [20] D. Korzec, H.M. Keller, J. Engemann, Proc. SPIE **120**, 2014 (1993)
- [21] A. O'Keefe, D.A.G. Deacon, Rev. Sci. Instr. **59**, 2544 (1988)
- [22] A.A. Ruth, Phys. Bl. **55**, 47 (1999)
- [23] K. Tachibana, H. Tadokoro, H. Harima, Y. Urano, J. Phys. D **15**, 177 (1982)
- [24] W.M.M. Kessels, J.P.M. Hoefnagels, M.G.H. Boogaarts, D.C. Schram, M.C.M. van de Sanden, J. Appl. Phys. **89**, 2065 (2001)
- [25] A. O'Keefe, J.J. Scherer, A.L. Cooksy, R. Sheeks, J. Heath, R.J. Saykally, Chem. Phys. Lett. **172**, 214 (1990)
- [26] A. Compagne, d. Romanini, N. Sadeghi, J. Phys. D **31**, 1168 (1998)

- [27] E. Quandt, I Kraemer, H.F. Döbele, *Europhys. Lett.* **45**, 32 (1998)
- [28] F. Grangeon, C. Monard, J.L. Dorier, A.A. Howling, C. Hollenstein, D. Romanini, N. Sadeghi, *Plasma Sources Sci. Technol.* **8**, 448 (1999)
- [29] St. Geisler, A. Brockhaus, J. Engemann, *J. Vac. Sci. Technol. A* **19**(2), 539 (2001)
- [30] P.C. Zalm, *J. Appl. Phys.* **54**, 2660 (1983)
- [31] A. Kanibara, E. Kusano, I. Kondo, *Vacuum* **51**, 475 (1998)
- [32] R. Behrisch, *Ergeb. Exactk. Naturw.* **35**, 295 (1964)
- [33] M. Kaminski, *Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces*, Springer-Verlag, Berlin (1965)
- [34] G. Carter, J.S. Colligon, *Ion Bombardment of Solids*, Elsevier Publishing, New York (1968)
- [35] N.V. Pleshivtev, *Cathode Sputtering*, Atomizdat, Moskau (1968)
- [36] R. Weissmann, P. Sigmund, *Radiat. Eff.* **19**, 7 (1973)
- [37] R. Weissmann, R. Behrisch, *Radiat. Eff.* **19**, 69 (1973)
- [38] V.V. Manukhin, *Nucl. Instr. Meth. B* **72**, 45 (1992)
- [39] N. Laegreid, G.K. Wehner, *J. Appl. Phys.* **32**, 365 (1961)
- [40] D. Rosenberg, G.K. Wehner, *J. Appl. Phys.* **33**, 1842 (1962)
- [41] P. Blank, K. Wittmaack, *J. Appl. Phys.* **50**, 1519 (1979)
- [42] J.W. Coburn, H.F. Winters, T.J. Chuang, *J. Appl. Phys.* **48**, 3532 (1977)
- [43] A.E. Morgan, H.A.M. de Grefte, N. Warmholtz, H.W. Werner, H.J. Tolle, *Appl. Surf. Sci.* **7**, 372 (1981)
- [44] J. Kirschner, H.W. Etzkorn, *Appl. Surf. Sci.* **3**, 251 (1979)
- [45] S.T. Kang, R. Shimizu, T. Okutani, *Jpn. J. Appl. Phys.* **18**, 1717, (1979)
- [46] M.W. Thompson, *Phys. Rep.* **69**, 335, (1981)
- [47] M.A. Lieberman, A.J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, J. Wiley & Sons, New York (1994)
- [48] J. Lindhard, V. Nilsen, M. Scharff, *Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat.-Fys. Medd.* **36** (10) (1968)
- [49] W.D. Wilson, L.G. Haggmark, J.P. Biersack, *Phys. Rev. B* **15**, 2458 (1977)
- [50] D.L. Smith, *J. Nucl. Mater.* **75**, 20 (1978)
- [51] S.A. Schwarz, C.R. Helms, *J. Appl. Phys.* **50**, 5492 (1979)
- [52] J. Bohdanský, J. Roth, H.L. Bay, *J. Appl. Phys.* **51**, 2869 (1980)
- [53] N. Matsunami, Y. Yamamura, Y. Itikawa, N. Itoh, Y. Kazumata, S. Miyagawa, K. Morita, R. Shimizu, *Radiat. Eff. Lett.* **57**, 15 (1980)
- [54] Y. Yamamura, *Nucl. Instrum. Meth.* **194**, 515 (1982)
- [55] C.E. Ramer, M.A. Narasimham, H.K. Reynolds, J.C. Allred, *J. Appl. Phys.* **35**, 1673 (1964)
- [56] O. Almén, G. Bruce, *Nucl. Instr. Meth.* **11**, 257 (1961)



- [57] G. Betz, R. Dobrozemsky, F.P. Viehböck, *Ned. Tijdschr. Vac. Tech.* **8**, 203 (1970)
- [58] T. Okutani, M. Shikata, S. Ichimura, R. Shimizu, *J. Appl. Phys.* **51**, 2884 (1980)
- [59] W.O. Hofer, H.L. Bay, P.J. Martin, *J. Nucl. Mater.* **76/77**, 156 (1978)
- [60] M.T. Robinson, *J. Appl. Phys.* **54**, 2650 (1983)
- [61] J.P. Biersack, W. Eckstein, *Appl. Phys. A* **34**, 73 (1984)
- [62] M.W. Thompson, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **18**, 411 (1987)
- [63] W. Eckstein, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **18**, 344 (1987)
- [64] C. Eisenmenger-Sittner, R. Beyerknecht, A. Bergbauer, W. Bauer, G. Betz, *J. Vac. Sci. Technol. A* **13**, 2435 (1995)
- [65] J. Dembowski, H. Oechsner, Y. Yamamura, M. Urbassek, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **18**, 464 (1987)
- [66] J.A. Thornton, D.W. Hoffman, *J. Vac. Sci. Technol. A* **3**, 576 (1985)
- [67] J.A. Thornton, J.L. Lamb, *Thin Solid Films* **119**, 87 (1984)
- [68] T.P. Drüsedau, T. Bock, T.M. John, F. Klabunde, W. Eckstein, *J. Vac. Sci. Technol. A* **17**, 2896 (1999)
- [69] P. Sigmund, in *Topics in Applied Physics* Vol. 47, ed. R. Behrisch, Springer-Verlag, Berlin (1981)
- [70] R.V. Stuart, G.K. Wehner, G.S. Anderson, *J. Appl. Phys.* **40**, 803 (1969)
- [71] A. Elbern, E. Hintz, B. Schweer, *J. Nucl. Mater.* **76&77**, 143 (1978)
- [72] R.B. Wright, M.J. Pellin, D.M. Gruen, *Surf. Sci.* **110**, 151 (1981)
- [73] B. Schweer, H.L. Bay, *Appl. Phys. A* **29**, 53 (1982)
- [74] H.L. Bay, B. Schweer, P. Bogen, E. Hintz, *J. Nucl. Mater.* **111&112**, 732 (1982)
- [75] H.L. Bay, W. Berres, E. Hintz, *Nucl. Instr. Meth.* **194**, 555 (1982)
- [76] W. Berres, D. Rusbüldt, E. Hintz, H.L. Bay, *Appl. Phys. B* **35**, 83 (1984)
- [77] W. Berres, H.L. Bay, *Appl. Phys. A* **33**, 235 (1984)
- [78] W. Husinsky, *J. Vac. Sci. Technol. B* **3**, 1546 (1985)
- [79] A. Goehlich, A. Röwenkamp, H.F. Döbele, *J. Nucl. Mater* **176&177**, 1055, (1990)
- [80] H.F. Döbele, U. Czarnetzki, A. Goehlich, *Plasma Sources Sci. Technol.* **9**, 477 (2000)
- [81] E. Dullni, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **2**, 610 (1984)
- [82] L. Malter, *Phys. Rev.* **49**, 478 (1936)
- [83] W. Halverson, D.T. Quinto, *J. Vac. Sci. Technol. A* **3**, 2141 (1985)
- [84] J. Engemann, *Rev. Sci. Instrum.* **47**, 881 (1976)
- [85] H.R. Kaufman, R.S. Robinson, *AIAA J.* **20**, 745 (1982)
- [86] K.H. Groh, H.W. Loeb, H.W. Velten, H.F. Feng, 17<sup>th</sup> International Electric Propulsion Conference – IEPC'84, Tokyo, Paper No. 66 (1984)
- [87] I. Rouger, J.P. Grandchamp, M. Hamedi, C. Lejeune, 8<sup>th</sup> International Conference Ion and Plasma Assisted Techniques, p. 24, Brüssel (1991)

- [88] D. Korsec, T. Kessler, H.M. Keller, J. Engemann, J. Vac. Sci. Technol. B **9**, 3084 (1991)
- [89] K.H. Spatschek, *Theoretische Plasmaphysik: Eine Einführung*, B.G. Teubner, Stuttgart (1990)
- [90] J. Asmussen, J. Vac. Sci. Technol. A **7**, 883 (1989)
- [91] M. Moisan, J. Pelletier, *Microwave Excited Plasmas*, Elsevier, Amsterdam (1992)
- [92] T. Nakano, N. Sadeghi, R.A. Gotscho, Appl. Phys. Lett. **58**, 458, (1991)
- [93] B. Chapman, *Glow Discharge Processes; Sputtering and Plasma Etching*, J. Wiley & Sons, New York (1980)
- [94] W. Lochte-Holtgreven, *Plasma Diagnostics*, WAIP Press, New York (1995)
- [95] W. McDaniel, *Atomic Collisions: Electron and Photon Projectiles*, J. Wiley & Sons, New York (1989)
- [96] A.D. McDonald, *Microwave Breakdown in Gases*, J. Wiley & Sons, New York (1966)
- [97] F.F. Chen, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*, Plenum Press, New York / London (1966)
- [98] A.D. McDonald, S.J. Tetenbaum, *High Frequency and Microwave Discharges*, ed. M.N. Merle, H.J. Oskam, *Gaseous Electronics Vol. 1 Electric Discharges*, Academic Press, New York (1978)
- [99] K. Wiesemann, *Einführung in die Gaselektronik*, B.G. Teubner, Stuttgart (1976)
- [100] M.A. Heald, C.B. Wharton, *Plasma Diagnostics with Microwaves*, Robert E. Krieger Publishing Company, Huntington (1978)
- [101] F. Cap, *Lehrbuch der Plasmaphysik und der Magnetohydrodynamik*, Springer-Verlag, Wien (1994)
- [102] S.C. Brown, *Introduction to Electrical Discharges in Gases*, J. Wiley & Sons, New York (1966)
- [103] C.D. Child, Phys. Rev. **32**, 492 (1911)
- [104] S.C. Brown, *Fundamentals of Plasma Physics*, J. Wiley & Sons, New York (1980)
- [105] W. Schottky, Phys. Z. **25**, 635 (1924)
- [106] B.E. Cherrington, *Gaseous Electronics and Gas Lasers*, Pergamon Press, Headington Hill (1979)
- [107] H.R. Kaufmann, J. Vac. Sci. Technol. A **5**, 2081 (1987)
- [108] C. Lejeune, *Extraction of High-Intensity Ion Beams from Plasma Sources: Theoretical and experimental Treatments*, ed. A. Septier, *Applied Charged Particle Optics Part C: Very-High-Density Beams*, Academic Press, New York (1983)
- [109] M. Szilagyi, *Electron and Ion Optics*, Plenum Press, New York (1988)
- [110] R. Hutter, ed. A. Septier, *Focussing of Charged Particles Vol. 2*, Academic Press, New York (1967)
- [111] A.T. Forrester, Conf. Series – Inst. Phys. **38**, 257 (1978)
- [112] W. Demtröder, *Laserspektroskopie*, Springer-Verlag, Berlin / Heidelberg (1993)

- [113] A.P. Thorne, *Spectrophysics*, Chapman and Hall Ltd., London (1988)
- [114] F.K. Kneubühl, M.W. Sigrist, *Laser*, B.G. Teubner, Stuttgart (1995)
- [115] G. Otter, R. Honecker, *Atome – Moleküle – Kerne, Band I Atomphysik*, B.G. Teubner, Stuttgart (1993)
- [116] A. Anders, *A Formulary for Plasmaphysics*, Akademie der Wissenschaften, Berlin (1991)
- [117] N. Allard, J. Kielkopf, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 1103 (1982)
- [118] A. Messiah, *Quantenmechanik (2 Bände)*, de Gruyter, Berlin (1982/85)
- [119] M. Schubert, G. Weber, *Quantentheorie – Grundlagen, Methoden, Anwendungen*, Deutscher Verlag der Wissenschaft, Berlin (1980)
- [120] F.K. Kneubühl, *Repetitorium der Physik*, B.G. Teubner, Stuttgart (1988)
- [121] M. Born, *Optik*, Springer, Berlin (1972)
- [122] W.H. Louisell, *Quantum Statistical Properties of Radiation*, John Wiley & Son, New York (1973)
- [123] O. Svelto, *Principles of Lasers*, Plenum Press, New York (1982)
- [124] S. Gasiorowicz, *Quantenphysik*, Oldenbourg, München (1987)
- [125] A. Brockhaus, A. Georg, V. Wingsch, J. Engemann, *J. Vac. Sci. Technol. A* **18**, 927 (2000)
- [126] J.T. Hodges, J.P. Looney, R.D. van Zee, *J. Chem. Phys.* **105**, 10278 (1996)
- [127] G. Mie, *Ann. Phys.* **25**, 377 (1908)
- [128] G.D. Boyd, J.P. Gordon, *Bell Syst. Tech. J.* **40**, 489 (1961)
- [129] H. Kogelnik, T. Li, *Proc. IEEE* **54**, 1312 (1966)
- [130] A.E. Siegmann, *Lasers*, University Science Books, Mills Valley, CA (1986)
- [131] H. Kogelnik, *Proc. Symp. Quasi-Optics, Microwave Research Institute Symposia Series* **14**, 333 (1964)
- [132] H. Boersch, H. Eichler, G. Herziger, *Phys. Lett.* **11**, 291 (1964)
- [133] F. Bayer-Helms, *Appl. Opt.* **23**, 1369 (1984)
- [134] T. Yu, M.C. Lin, *J. Am. Chem. Soc.* **115**, 4371 (1993)
- [135] D. Romanini, K.K. Lehmann, *J. Chem. Phys.* **102**, 633 (1995)
- [136] P. Zalicki, Y. Ma, R.N. Zare, E.H. Wahl, J.R. Dadamio, T.G. Owano, C.H. Kruger, *Chem. Phys. Lett.* **234**, 269 (1995)
- [137] J.B. Paul, J.J. Scherer, C.P. Collier, R.J. Saykalli, *J. Chem. Phys.* **104**, 2782 (1996)
- [138] R.T. Jongma, M.G.H. Boogaarts, I. Hollemann, G. Meijer, *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 2821 (1995)
- [139] J.T. Hodges, J.P. Looney, R.D. van Zee, *Appl. Opt.* **35**, 4112 (1996)
- [140] R. Teets, J. Echstein, T.W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 760 (1977)
- [141] W.L. Wiese, M.W. Smith, B.M. Glennon, *Atomic Transition Probabilities, NSRDS-NBS-4*, Washington (1966)

- [142] [www.physics.nist.gov](http://www.physics.nist.gov)
- [143] P. Zalicki, R.N. Zare, *J. Chem Phys.* **102**, 2708 (1995)
- [144] S.M. Newmann, I.C. Lane, A. Orr-Ewing, *J. Chem. Phys.* **110**, 10749 (1999)
- [145] L. Lehr, P. Hering, *IEEE J. Quant, Electr.* **33**, 1465 (1997)
- [146] I. Labazan, S. Rudic, S. Milosevic, *Chem. Phys. Lett.* **320**, 613 (2000)
- [147] P. Macko, G. Cunge, N. Sadeghi, *J. Phys. D*, to be published (2001)
- [148] H. Stöcker, *Taschenbuch der Physik*, 4. Auflage, Harri Deutsch, Frankfurt a. M. (2000)
- [149] H.M. Keller, J. Engemann, J. Bansky, D. Korzec, *Nicht konventioneller Einsatz von Green-Tape-Keramik-Filmen für mikrotechnische Anwendungen*, VDI-Verlag, Düsseldorf (1991)
- [150] <http://www.webelements.com>
- [151] *Technische Keramik*, Vulkan-Verlag, Essen (1990)
- [152] C. Edelmann, *Wissenspeicher Vakuumtechnik*, VEB Fachbuchverlag, Leipzig (1985)
- [153] G.C. Mönch, *Neues und Bewährtes aus der Hochvakuumtechnik*, VEB Wilhelm Knap, Halle (1959)
- [154] M. Knudsen, *Ann. Phys.* **28**, 75 (1909)
- [155] M. Knudsen, *Ann. Phys.* **31**, 205 (1910)
- [156] M. Knudsen, *Ann. Phys.* **31**, 633 (1910)
- [157] M. Knudsen, *Ann. Phys.* **33**, 1435 (1910)
- [158] C. Holland, W. Steckelmacher, J. Yarwood, *Vacuum Manual*, ed. E. and F.N. Spoon, London (1974)
- [159] A. Schwabedissen, E.C. Benck, J.R. Roberts, *Phys. Rev. E* **55**, 3450 (1997)
- [160] V.A. Godyak, R.B. Piejak, B.M. Alexandrovic, *Plasma Sources Sci. Technol.* **4**, 332 (1995)
- [161] E. Riedel, *Allgemeine und Anorganische Chemie*, 3. Aufl., de Gruyter, Berlin, New York (1985)
- [162] F.F. Chen, *Electric Probes*, ed. R.H. Huddlestone, S.L. Leonard, *Plasma Diagnostic Techniques*, Academic Press, San Francisco (1965)
- [163] J.D. Swift, M.J.R. Schwar, *Electric Probes for Plasma Diagnostics*, Iliffe Books, London (1971)
- [164] P.M. Chung, L. Talbot, K.J. Touryan, *Electric Probes in Stationary and Floating Plasmas: Theory and Application*, Springer-Verlag, New York (1975)
- [165] A.V. Phelps, *Tabulations of Cross Sections and Calculated Transport and Reaction Coefficients for Electron Collisions with O<sub>2</sub>*, JILA Information Center Report, University of Colorado, Bolder (1985)
- [166] B. Eliasson, U. Kogelschatz, *Basic Data for Modelling of Electrical Discharges in Gases: Oxygen*, Report KLAR 86-11C, Brown Boveri Kernforschung, Baden (1986)

- 
- [167] C. Lee, D.B. Graves, M.A. Lieberman, D.W. Hess, J. Electrochem. Soc. **141**, 1546 (1994)
- [168] I.A. Kossy, A.Y.Kostinsky, A.A. Matveyev, V.P. Silakov, Plasma Sources Sci. Technol. **1**, 207 (1992)
- [169] D. Rapp, D. Briglia, J. Chem. Phys. **43**, 1480 (1965)
- [170] H.R. Kaufmann, *Fundamentals of Ion-Source Operation*, Front Range Research, Fort Collins, CO (1984)
- [171] J. Engemann, D. Korzec, K.P. Ningel, G. Zrnc, Rev. Sci. Instrum. **63**, 3073 (1992)
- [172] S.G. Ingram, N.S.J. Braithwaite, J. Phys. D **21**, 1496 (1988)
- [173] Y. Yuan, J. Banský, J. Engemann, A. Brockhaus, Surface and Coatings Technology **74**, 534 (1995)



# Abbildungs- und Tabellenverzeichnis

## Abbildungsverzeichnis

<b>Bez.</b>	<b>Titel</b>	<b>Abschn.</b>
Abb. 1	Schematische Darstellung der Sputtermechanismen	2.1.1
Abb. 2	Ergebnisse von Sputteryieldmessungen $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Si}$ im Vergleich zur Theorie von SIGMUNDSs Modell	2.1.2
Abb. 3	Geschwindigkeitsverteilung der gesputterten Atome	2.1.4
Abb. 4	SEM-Aufnahmen eines Siliziumnitridtargets ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) nach der Bearbeitung mit einem Sauerstoffionenstrahl ohne und mit Neutralisation zur Aufbringung einer Struktur	2.1.6
Abb. 5	Quantitatives Verhalten der Plasmavorschicht und der Plasmarandschicht im Kontakt mit der Plasmawand	2.2.4
Abb. 6	Querschnitt durch die Apertur einer Mehrgitterionenoptik mit Potentialverlauf	2.3.3
Abb. 7	Ionenextraktion durch eine Einzel- und eine Doppelgitterionenoptik	2.3.4
Abb. 8	Prinzipiskizze der CRDS	2.5.1
Abb. 9	Abklingsignale berechnet nach der Theorie von HODGES et al. für einen kurzen, mittleren und langen Resonator	2.5.2
Abb. 10	Termschema des Si I ( $3s^2 3p^2 \rightarrow 3s^2 3p 4s$ )-Multipletts	2.6.1
Abb. 11	Querschnitt einer ECR-SLAN-Plasmaquelle	3.1.1
Abb. 12	Magnetfeld in der ECR-SLAN	3.1.1
Abb. 13	Ionenoptik	3.1.3
Abb. 14	Gitterapertur	3.1.3
Abb. 15	Aufbau der Ionenoptikfixierung in der Quarzglocke	3.1.6
Abb. 16	Aufbau der Ionenquelle	3.1.6
Abb. 17	Versuchsstand mit ECR-SLAN	3.2.1
Abb. 18	Verschaltung der Diagnostiken und der Ionenoptik	3.3
Abb. 19	Aufbau und Strahlengang des Farbstofflasers	3.4.1
Abb. 20	Außenansicht der Sputteranlage mit CRD-Resonator und Photomultiplier	3.4.2
Abb. 21	Darstellung der Sputteranlage mit senkrecht einfallendem Laserstrahl zur Diagnostik	3.4.2
Abb. 22	Definition der Winkel zur Ermittlung der Siliziumdichteverteilung	3.4.4
Abb. 23	Winkelabhängigkeiten bei Betrachtung eines Einzelionenstrahls	3.4.4

Abb. 24	Ableitstromdichte in Abhängigkeit des Drucks für verschiedene Mikrowellenleistungen (Argon)	4.2.1
Abb. 25	Ableitstromdichte in Abhängigkeit des Drucks für verschiedene Mikrowellenleistungen (Sauerstoff)	4.2.1
Abb. 26	Ableitstromdichte in Abhängigkeit der Plasmagitterspannung für verschiedene Mikrowellenleistungen (Argon)	4.2.1
Abb. 27	Quotient aus den Strömen am Beschleunigungs- und Plasmagitter in Abhängigkeit der Plasmagitterspannung für verschiedene Mikrowellenleistungen	4.2.1
Abb. 28	Ableitstromdichte in Abhängigkeit der Plasmagitterspannung für verschiedene Mikrowellenleistungen (Sauerstoff)	4.2.1
Abb. 30	Verteilung der Ionenstromdichte auf der x-Achse für verschiedene Mikrowellenleistungen	4.2.2
Abb. 29	Verteilung der Ionenstromdichte in der x-z-Ebene für verschiedene Mikrowellenleistungen	4.2.2
Abb. 31	Verteilung der Ionenstromdichte in der x-y-Ebene	4.2.2
Abb. 32	Halbwertsbreite und Ionenstrahlbreite in Abhängigkeit der Distanz zur Ionenoptik	4.2.2
Abb. 33	Strom-Spannungs-Charakteristik am RFA und daraus errechnete Ionenenergieverteilung	4.2.3
Abb. 34	Ionenenergieverteilung bei unterschiedlich eingestelltem Plasmagitterpotential	4.2.3
Abb. 35	Druckabhängigkeit der Elektronentemperatur für verschiedene Mikrowellenleistungen	4.2.4
Abb. 36	Druckabhängigkeit der Elektronentemperatur für Downstream-Betrieb der Plasmaquelle im Vergleich zum Betrieb als Ionenquelle (Argon)	4.2.4
Abb. 37	Druckabhängigkeit der Elektronentemperatur für Downstream-Betrieb der Plasmaquelle im Vergleich zum Betrieb als Ionenquelle (Sauerstoff)	4.2.4
Abb. 38	Druckabhängigkeit der $O^+$ -Konzentration für den Downstream-Betrieb der Plasmaquelle im Vergleich zum Betrieb als Ionenquelle	4.2.4
Abb. 39	Gemessene Ionendichte in Abhängigkeit des Drucks für verschiedene Mikrowellenleistungen (Argon)	4.2.4
Abb. 40	Ionendichte vor der Ionenoptik in Abhängigkeit des Drucks für verschiedene Mikrowellenleistungen	4.2.4
Abb. 41	Druckabhängigkeit der Ionendichte am Ort der Ionenoptik für den Downstream-Betrieb der Plasmaquelle im Vergleich zum Betrieb als Ionenquelle	4.2.4
Abb. 42	Berechnetes Abklingsignal für einen CRD-Resonator der Länge 1,7 m; Konkavradius der Spiegel 6 m; Reflexionsgrad 0,997; Pulslänge 6 ns	5.2
Abb. 43	Abklingsignal der CRDS	5.2
Abb. 44	Gemessene CRD-Spektren der verschiedenen Multiplettübergänge von Silizium I (Ar-Ionenstrahl)	5.3.1



Abb. 45	CRD-Spektren des Übergangs ${}^3P_0 \rightarrow {}^3P_1$ von mit und ohne Ionenoptik gesputtertem Silizium ( $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Si}$ )	5.3.1
Abb. 46	Gemessene Dichte des gesputterten Siliziums generiert mit und ohne Ionenoptik ( $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Si}$ )	5.3.1
Abb. 47	Normierte Dichte des gesputterten Siliziums generiert mit und ohne Ionenoptik ( $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Si}$ )	5.3.1
Abb. 48	Verteilungsformpotenz in Abhängigkeit der Ionenenergie ( $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Si}$ )	5.3.1
Abb. 49	Hauptsputterwinkel und Hauptverteilungswinkel in Abhängigkeit der Ionenenergie ( $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Si}$ )	5.3.1
Abb. 50	Winkelverteilung der gesputterten Siliziumteilchen	5.3.1
Abb. 51	Mittlere kinetische Energie der Siliziumatome der Bewegung senkrecht zur Targetoberfläche in Abhängigkeit der Ionenenergie für das Sputtern ( $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{Si}$ ) mit einem Ionenstrahl und einem Plasmastrahl	5.3.1
Abb. 52	Sputteryield in Abhängigkeit der Ionenenergie für das Sputtern von Silizium mit Argonionen	5.3.1
Abb. 53	Verteilung eines Wassertropfens auf einem unbearbeiteten und auf einem mit einem Sauerstoffionenstrahl besputterten Siliziumwafer	5.3.2
Abb. 54	Gemessene CRD-Spektren von verschiedenen Multiplettübergängen des Silizium I ( $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{SiO}_2$ )	5.3.3
Abb. 55	Absolute und normierte gesputterte Siliziumdichte vor dem Target ( $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{SiO}_2$ )	5.3.3
Abb. 56	Verteilungsformpotenz in Abhängigkeit der Ionenenergie ( $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{SiO}_2$ )	5.3.3
Abb. 57	Hauptsputterwinkel und Hauptverteilungswinkel in Abhängigkeit der Ionenenergie ( $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{SiO}_2$ )	5.3.3
Abb. 58	Mittlere kinetische Energie der Siliziumatome der Bewegung senkrecht zur Targetoberfläche in Abhängigkeit der Ionenenergie ( $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{SiO}_2$ )	5.3.3
Abb. 59	Sputteryield von Silizium in Quarz in Abhängigkeit der Ionenenergie ( $\text{Ar}^+ \rightarrow \text{SiO}_2$ )	5.3.3
Abb. 60	Gemessene CRD-Spektren von verschiedenen Multiplettübergängen des Silizium I ( $\text{O}_2^+/\text{O}^+ \rightarrow \text{SiO}_2$ )	5.3.4
Abb. 61	Absolute und normierte gesputterte Siliziumdichte vor dem Target ( $\text{O}_2^+/\text{O}^+ \rightarrow \text{SiO}_2$ )	5.3.4
Abb. 62	Verteilungsformpotenz in Abhängigkeit der Ionenenergie ( $\text{O}_2^+/\text{O}^+ \rightarrow \text{SiO}_2$ )	5.3.4
Abb. 63	Hauptsputterwinkel und Hauptverteilungswinkel in Abhängigkeit der Ionenenergie ( $\text{O}_2^+/\text{O}^+ \rightarrow \text{SiO}_2$ )	5.3.4

Abb. 64	Mittlere kinetische Energie der Siliziumatome der Bewegung senkrecht zur Targetoberfläche in Abhängigkeit der Ionenenergie ( $O_2^+/O^+ \rightarrow SiO_2$ )	5.3.4
Abb. 65	Sputteryield von Silizium in Quarz in Abhängigkeit der Ionenenergie ( $O_2^+/O^+ \rightarrow SiO_2$ )	5.3.4
Abb. 66	Energie der Plasmaionen beim Auftreffen auf die Plasmawand in Abhängigkeit des Drucks im Downstream-Betrieb der Plasmaquelle im Vergleich zum Betrieb als Ionenquelle	5.4.1
Abb. 67	Ionenstromdichte an der Plasmawand in Abhängigkeit des Drucks im Downstream-Betrieb der Plasmaquelle im Vergleich zum Betrieb als Ionenquelle	5.4.1
Abb. 68	Sputterrate an der Flanke der Aperturen des Beschleunigungsgitters in Abhängigkeit der Spannung am Plasmagitter und der Ionenenergie für verschiedene Mikrowellenleistungen	5.4.2
Abb. 69	Elektrische Schaltung der LANGMUIR-Doppelsonde	A.1
Abb. 70	Sondenkennlinie der LANGMUIR-Doppelsondenmessung	A.1
Abb. 71	Vergleich der Ratenkonstanten zur Entstehung von $O_2^+$ und $O^+$ in kalten Plasmen in Abhängigkeit der Elektronentemperatur	A.2
Abb. 72	Energie und Endgeschwindigkeit einfach positiv geladener Ionen im FARADAY-Cup	B.1
Abb. 73	Aufbau und Funktion des RFA	B.2
Abb. 74	Zu berücksichtigende Leitwerte im Versuchsaufbau	C

## Tabellenverzeichnis

Bez.	Titel	Abschn.
Tab. 1	Benutzte Konstanten	
Tab. 2	Gesamtdrehimpulsquantenzahl und Anregungsenergie zu den Triplett- und Singulettzuständen des Silizium I	2.6.1
Tab. 3	Daten der relevanten Multiplettübergänge des Silizium I	2.6.1
Tab. 4	Materialeigenschaften von Silizium und Aluminiumnitrid	3.1.3
Tab. 5	Gitterparameter der Zweigitter-Siliziumoptik	3.1.4
Tab. 6	Ergebnisse der Berechnungen der Saugleistungen an der Plasmaquelle und der Druckgradienten zwischen Plasmaquelle und Rezipienten	3.2.2
Tab. 7	Physikalische Eigenschaften der Targetmaterialien	3.4.3
Tab. 8	Auflistung einiger chemischer und physikalischer Eigenschaften von Argon und Sauerstoff	4.1.1
Tab. 9	Angaben zur Sättigung und zum Detektionslimit einzelner Übergänge	5.2
Tab. 10	Mögliche Reaktionen zwischen $O_2$ , $O$ , $O_2^+$ ; $O^+$ und $e^-$	A.2
Tab. 11	Leitwerte und Saugleistungen einzelner Verbindungselemente	C