

Entwicklung einer Niederdruck-Plasmaquelle nach
dem Prinzip des elektrostatischen
Trägheitseinschlusses zur Oberflächenbehandlung in
industriellen Anwendungen

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER INGENIEURWISSENSCHAFTEN (Dr.-Ing.)

von der KIT-Fakultät für Maschinenbau des
Karlsruher Instituts für Technologie (KIT)
angenommene

Dissertation

von
M.Sc. Dominik Tiedemann

Tag der mündlichen Prüfung:	07.11.2023
Hauptreferent:	Prof. Dr. rer. nat. Sven Ulrich
1. Korreferent:	Prof. Dr. Jan Gerrit Korvink
2. Korreferent:	Prof. Dr.-Ing. Georg Herdrich

Danksagung

Ich möchte mich in erster Linie ganz herzlich bei meinem Doktorvater **Herrn Prof. Dr. Sven Ulrich** für die stets sehr gute Betreuung dieser Doktorarbeit sowie für die fachlichen Diskussionen und wissenschaftlichen Anregungen bedanken. Vielen Dank weiterhin für die Übernahme der Hauptreferentenrolle.

Vielen Dank an **Herrn Prof. Dr. Hans Jürgen Seifert** und **Herrn Klaus Böbel**, für die Ermöglichung dieser Kooperationsdoktorarbeit.

Herr Prof. Dr. Jan Gerrit Korvink, vielen Dank, dass Sie meine Arbeit als erster Korreferent begutachten. Ich möchte mich sehr für die Zeit und Mühe bedanken, die Sie in die Begutachtung meiner Arbeit investiert haben.

Vielen Dank ebenfalls an **Herrn apl. Prof. Dr.-Ing. Georg Herdrich** für die jahrelange Zusammenarbeit im Bereich der IEC-Quellentechnik und für die Begleitung meiner Arbeit als zweiter Korreferent. Ich möchte betonen, wie wertvoll es für mich war, Ihre Meinung zu meinen Ideen und Ergebnissen zu hören.

Ganz besonders möchte ich mich auch bei **Dr. Jens Emmerlich** und **Dr. Matthias Müller** für die jahrelange Betreuung und die starke Unterstützung während der gesamten Doktorandenzeit bedanken. Vielen Dank für die Ermutigungen und Geduld auch in beschwerlichen Zeiten.

Einen sehr großen Dank möchte ich meinen Kolleg*innen **Rafael Gryga, Patrick Hofmann, Julia Wöckel** und **Lea Haus** aussprechen. Die zahlreichen Gespräche auf persönlicher und wissenschaftlicher Ebene sowie der bereichernde und konstruktive Austausch haben mich immer wieder ermutigt und motiviert.

Den größten Dank möchte ich meiner **Frau Ines** für Ihre unfassbare Geduld, die jahrelange Rücksichtnahme und die moralische Unterstützung ausschütten. Ebenfalls möchte ich meinen **Eltern** danken, dass sie an mich geglaubt haben.

Diese Arbeit widme ich meinen Großeltern

Maria und Stanisław Górniak.

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis.....	V
Tabellenverzeichnis.....	XV
Abkürzungsverzeichnis.....	XVII
Symbolverzeichnis.....	XIX
Begriffserklärung.....	XXIII
Zusammenfassung.....	XXV
Abstract.....	XXVII
1 Einleitung, Motivation und Zielsetzung.....	1
2 Plasmaphysikalische Grundlagen.....	3
2.1 Plasmazündprozesse und Glimmentladung im Niederdruckbereich.....	3
2.2 Plasmarandschicht bei Hochspannung.....	5
2.3 Hohlkathodeneffekt.....	10
2.4 Doppelschichten im Plasma.....	11
2.5 Ionisationsmechanismen im Niederdruckplasma.....	12
2.6 Plasma-Substrat-Interaktionen.....	17
2.7 Nachionisation von zerstäubten Kathodenmaterialien.....	22
3 Plasmaquellen und ihre Anwendung.....	25
3.1 Schichtabscheidung mit Quellen für hochionisierte Plasmen.....	25
3.2 Quellen für hochionisierte Plasmen.....	29
3.3 Physikalisches Grundprinzip der Plasmaquelle nach dem elektrostatischen Trägheitseinschluss.....	34
3.4 Stand der Forschung zu IEC-Quellen.....	37
3.4.1 Charakterisierung des Plasmastrahls.....	38
3.4.2 Einfluss der Geometrie auf das Betriebsverhalten.....	39
3.4.3 Erweiterte Konfigurationen.....	42
4 Definition der Forschungs- und Entwicklungsarbeiten.....	47
4.1 Motivation zur Nutzung der IEC-Quelle für die Oberflächenbehandlung.....	47
4.2 Fazit und abgeleitete Untersuchungsziele.....	49

5	Methodik.....	53
5.1	Anlagenaufbau.....	53
5.2	Plasmasimulation.....	54
5.3	Plasmadiagnostik.....	56
5.3.1	Optische Emissionsspektroskopie.....	56
5.3.1	Langmuir-Sonde	57
6	Konzeption und Konstruktion der zylinderförmigen IEC-Quelle.....	61
6.1	Anforderungen an die Konstruktion.....	61
6.2	Funktionsstruktur.....	64
6.3	Morphologischer Kasten	65
6.4	Auslegung der zylinderförmigen IEC-Quelle.....	67
6.4.1	Auslegung der Quelle	67
6.4.1	Auslegung der Positionierbarkeit.....	72
6.4.2	Elektrische Ansteuerung der IEC-Plasmaquelle.....	73
7	Betriebseigenschaften der zylinderförmigen IEC-Quelle.....	75
7.1	Zünden der IEC-Quelle	75
7.2	Zünd- und Betriebsverhalten bei einer Spannungsvariation.....	77
7.3	Wiederholgenauigkeit der Versuchsdurchführung.....	80
7.4	Betriebsverhalten mit verschiedenen Prozessgasen	83
7.5	Einfluss des Kathodenstabmaterials	85
8	Untersuchung der zylinderförmigen IEC-Quelle.....	87
8.1	Particle in Cell-Simulation zur zylinderförmigen IEC-Quelle	87
8.1.1	Dichte- und Energieverteilung der Ladungsträger im Spray Jet-Modus	88
8.1.2	Potentialverteilung in der IEC-Quelle	93
8.1.1	Elektronen- und Ionenflüsse in der IEC-Quelle.....	96
8.2	Plasmaeigenschaften der IEC-Quelle im Spray Jet-Modus.....	102
8.3	Untersuchung der geometrischen Abhängigkeiten der IEC-Quelle	110
8.3.1	Einfluss der Anodengeometrie auf die Betriebseigenschaften	111
8.3.2	Kathodentransparenz	114
8.3.3	Kathodenöffnungswinkel.....	121

8.3.4	Kathodendurchmesser	126
8.3.5	Längenskalierbarkeit	132
9	Diskussion und Schlussfolgerung.....	135
9.1	Ableitung der Wirkzusammenhänge mit Fokus auf die Beschichtungstechnik.....	135
9.2	Konzeptioneller Beweis über die Schichtabscheidung	142
10	Zusammenfassung.....	145
	Literaturverzeichnis.....	149
	Anhang	165
	Anhang zu Kapitel 5.3.1: Optische Emissionsspektroskopie.....	165
	Anhang zu Kapitel 5.3.1: Langmuir-Sonde.....	166
	Anhang zu Kapitel 6.1: Anforderungen an die Konstruktion.....	167
	Anhang zu Kapitel 7.3: Wiederholgenauigkeit der Versuchsdurchführung	169
	Anhang zu Kapitel 8.2: Plasmaeigenschaften der IEC-Quelle im Spray Jet-Modus	171
	Anhang zu Kapitel 8.3.2: Kathodentransparenz.....	172
	Anhang zu Kapitel 8.3.3: Kathodenöffnungswinkel.....	175
	Anhang zu Kapitel 8.3.4: Kathodendurchmesser.....	177
	Anhang zu Kapitel 9.2: Konzeptioneller Beweis über die Schichtabscheidung	182

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1	Zündspannung einer selbstständigen Glimmentladung von Argon und Stickstoff in Abhängigkeit des Produkts von Druck p und Elektrodenabstand d nach [KEI18]	4
Abbildung 2.2	Gleichstromentladung zwischen parallel angeordneten Elektroden mit charakteristischen Plasmabereichen (nach [STR18])	5
Abbildung 2.3	Elektronen- und Ionendichten (links) sowie die Potentialverteilung (rechts) in der Plasmarandschicht zwischen einem quasineutralen Plasma mit einer nicht geerdeten Wand, nach [KEI18, LIE05]	6
Abbildung 2.4	Vergleich der Ionendichte und Elektronendichte bei einer Matrix-Schicht (links) und einer Child-Langmuir-Schicht (rechts) [BLA10]	8
Abbildung 2.5	Doppelschichtausbildung mit der Darstellung der Elektronen- und Ionendichten und dem zugehörigen Potentialverlauf zwischen zwei Plasmabereichen nach [AND70]	12
Abbildung 2.6	Wirkungsquerschnitte von Argon bei einem elastischen Stoß, bei Anregung und bei Elektronenstoßionisation von Ar I, Ar II und Ar III nach [LEN88] und [PHE83]	16
Abbildung 2.7	Wirkungsquerschnitt über Elektronenenergie bei Elektronenstoßionisation von CrI, CrII und CrIII nach [LEN88]	17
Abbildung 2.8	Elektronenausbeute je auftreffendes Argon-Ion auf eine Edeltahloberfläche in Abhängigkeit von der Ionenstrahlenergie (nach [SZA89])	19
Abbildung 2.9	Sekundärelektronenausbeute je Ion auf eine Molybdänoberfläche mit den Edelgasen einfachionisiertes Ar^+ , He^+ , Kr^+ sowie zweifach ionisiertes Ar^{+2} , He^{+2} , Kr^{+2} nach [HAG56]	19
Abbildung 2.10	Energieverteilung der Sekundärelektronen bei Argon-Ionenbeschuss einer Aluminiumoberfläche bei unterschiedlichen Ionenenergien (nach [YAM83b])	20
Abbildung 2.11	Ionenanteil im Fluss bei der Ionisation von Metallen über die Elektronendichte nach [HOP98]	22
Abbildung 3.1	Einteilung der Beschichtungsverfahren und Eingliederung der Elementarvorgänge am Festkörper in Abhängigkeit von der Energie [DÖB95]	25
Abbildung 3.2	Strukturzonendiagramm nach Thornton für zerstäubte Materialien in Abhängigkeit von der Temperatur und Energie mit der Ergänzung von Messier und Trolier-McKinstry [MES01]	26
Abbildung 3.3	Weiterentwickeltes Strukturzonendiagramm mit Berücksichtigung von energetischen Atomen und Ionen nach Anders [AND10]	28

Abbildung 3.4	Magnetron Kathodenzerstäuben mit nachträglicher Ionisation des Metalls im hochdichten Plasma zwischen Magnetron-Kathode und Substrat nach [HOP98]	29
Abbildung 3.5	Schnittansicht einer kugelförmigen IEC-Quelle mit zwei konzentrisch angeordneten Gittern [TIE21].....	34
Abbildung 3.6	Schematische Schnittansicht einer ioneninduzierten IEC-Quelle mit resultierenden Äquipotentiallinien (abgewandelt von [MIL14]).....	36
Abbildung 3.7	Schema des virtuellen Elektrodenaufbaues im Kathodenzentrum (d_K entspricht dem Kathodendurchmesser) entlang der Mittelachse von IEC-Quellen mit einer virtuellen Anode links und einer innerhalb der virtuellen Anode entstandenen virtuellen Kathode nach [MIL14].....	37
Abbildung 4.1	Übersicht der zu untersuchenden Einflussfaktoren auf die definierten Zielgrößen einer zylinderförmigen IEC-Quelle mit radialem Strahlaustritt.....	50
Abbildung 5.1	Schema des Anlagenaufbaus im Schnitt mit der montierten IEC-Quelle mit Ausrichtung auf die Satelliten des Substrattisches [TIE21]	53
Abbildung 5.2	Wiederholgenauigkeit (links) und Präzision (rechts) der verwendeten Pirani-Druckmesszelle im Druckbereich zwischen 0,1 Pa und 10 Pa.....	54
Abbildung 5.3	Sequenzdiagramm eines Zeitschritts eines Teilchens im Particle in Cell Algorithmus (Basierend auf [BIR18], [VER05]).....	55
Abbildung 5.4	Exemplarisches zweidimensionales Gewichtungsschema in dem die Ladungsträgerverteilung im Vergleich zu den Knotenpunkten von der Teilchenposition abhängt.....	55
Abbildung 5.5	Charakteristische Langmuir-Sondenkennlinie mit drei charakteristischen Bereichen: Ionensättigungsbereich, Übergangsbereich, Elektronensättigungsbereich (nach [LIE05]).....	57
Abbildung 6.1	Illustration des Bauraums (blau) für die zylinderförmige IEC-Quelle innerhalb der Kammer	62
Abbildung 6.2	Funktionsstruktur der zylinderförmigen IEC-Quelle mit den jeweiligen Teilfunktionen des technischen Systems	65
Abbildung 6.3	Übersicht der Baugruppen der konstruierten zylinderförmigen IEC-Quelle mit der schematischen Darstellung in a) und der gefertigten Baugruppe in b).....	68
Abbildung 6.4	Stabfestigungen von der Anode (oben) und Kathode (unten).....	70
Abbildung 6.5	Scheibenbaugruppe im Halbschnitt mit Isolierung.....	71
Abbildung 6.6	Installationsmöglichkeit der optischen Emissionsspektroskopie an der zylindrischen IEC-Quelle.	72

Abbildung 6.7	Positionier- und Einstellbarkeit der Quelle innerhalb der Beschichtungsanlage durch ein Schienensystem	72
Abbildung 6.8	Zulässige Lichtbögen pro Sekunde über die angelegte Kathodenspannung mit und ohne zusätzlichen Schutzwiderstand	73
Abbildung 7.1	Strom-Spannungs-Druck-Charakteristik bei acht Kathodenstäben und einem Kathodendurchmesser von 40 mm [TIE21]	75
Abbildung 7.2	Beobachtete Betriebsmodi der zylinderförmigen IEC-Quelle a) Glimmentladung b) Tight Jet c) Spray Jet [TIE21]	76
Abbildung 7.3	Variation der Kathodenspannung über den Kammerdruck in Konfiguration C4 und A7 mit acht Stäben mit Argon als Prozessgas [TIE21]	78
Abbildung 7.4	Kastengrafiken vom gemessenen Basisdruck bei unterschiedlichen angelegten Spannungen	80
Abbildung 7.5	Korrelationskoeffizient zwischen den jeweiligen Zünddrücken der Modi zu der angelegten Kathodenspannung in Korrelation mit dem Basisdruck.....	81
Abbildung 7.6	Kastengrafik der Ablesewerte vor und nach einer Einlaufphase von 10 Minuten bei einer Kathodenspannung von -2 kV mit Argon als Prozessgas.....	82
Abbildung 7.7	Betriebscharakteristik der zylinderförmigen IEC-Quelle mit acht Kathodenstäben auf Position C4 und 80° Öffnungswinkel mit Stickstoff als Prozessgas.	83
Abbildung 7.8	Betriebscharakteristik der zylinderförmigen IEC-Quelle mit acht Kathodenstäben auf Position C4 und 80° Öffnungswinkel mit Acetylen als Prozessgas.	84
Abbildung 7.9	Gegenüberstellung der Betriebscharakteristik der zylinderförmigen IEC-Quelle mit acht Kathodenstäben und einem Öffnungswinkel von 80° auf Position C4 mit Wolfram und Edelstahl 1.4301 als Kathodenmaterial.....	85
Abbildung 8.1	Quellenaufbau mit gewählten Maßen für die Simulation und Ausrichtung der Quelle	87
Abbildung 8.2	Simulationsergebnis von einfach positiv geladenen Argonionen im zweidimensionalen Raum c) sowie die Dichteverteilung a) und Energieverteilung b) entlang der in c) gezeigten Symmetrielinie im Spray Jet-Modus.....	89
Abbildung 8.3	Simulationsergebnis der Elektronendichte im zweidimensionalen Raum c) sowie die Dichteverteilung a) und Energieverteilung b) entlang der in c) gezeigten Symmetrielinie im Spray Jet-Modus.....	90
Abbildung 8.4	Gegenüberstellung der Dichte der Elektronen und einfach geladenen positiven Argonionen entlang der Z-Achse	91

Abbildung 8.5	Elektrisches Potential der zylinderförmigen IEC-Quelle im Halbschnitt mit Schnittverlauf entlang der Achsen sowie ein weiterer horizontaler Schnitt durch die virtuelle Anode	93
Abbildung 8.6	Simulierte Doppelschichtbildung innerhalb der IEC-Quelle durch die virtuelle Elektrode. Interpretation durch den Dichteverlauf der Elektronen und Argonionen sowie das resultierende Potential entlang der Symmetrielinie.	95
Abbildung 8.7	Argonionendichte (Fläche) im Konturplot mit Argonionenfluss (Pfeile) der zylinderförmigen IEC-Quelle	97
Abbildung 8.8	Nachverfolgte Trajektorien der Argonionen im Spray Jet-Modus mit farblich hinterlegtem elektrischem Potential.....	98
Abbildung 8.9	Elektronenfluss am Quellenausgang (Pfeildarstellung) der zylinderförmigen IEC-Quelle.....	99
Abbildung 8.10	Elektronendichte im Konturplot mit Elektronenfluss (Pfeildarstellung) der zylinderförmigen IEC-Quelle	100
Abbildung 8.11	Elektronen- und Argonionenfluss entlang der Z-Achse der zylinderförmigen IEC-Quelle.....	101
Abbildung 8.12	Stromverlauf der zylinderförmigen IEC-Quelle über den Druck bei Argon mit der Kathodenkonfiguration C4 mit acht Kathodenstäben.....	103
Abbildung 8.13	Spektrallinienverläufe über den Druck bei Argon als Betriebsgas mit der Kathodenkonfiguration C4 mit acht Kathodenstäben.....	103
Abbildung 8.14	Verkleinerte Darstellung der Langmuir-Sonden-Positionen innerhalb der Kammer und ihre Abstände zu der Quellenöffnung sowie Höhenverteilung (Originalgröße im Anhang S.171)	104
Abbildung 8.15	Gemessenes Plasmapotential, Elektronendichte und Elektronentemperatur der über die Höhe verteilten Langmuir-Sonden vom Druck über die Spannung im Konturplot. Die Auswertung erfolgt je Sonde über 37 Messpunkte im Spray Jet Betriebsbereich, die als Stützstelle für die Interpolation dienen.....	105
Abbildung 8.16	Elektronenenergieverteilung (EEDF) nach Druyvesteyn über den Druck an Langmuir-Sonde 2 bei -1 kV Kathodenspannung	108
Abbildung 8.17	Elektronenenergieverteilung (EEDF) nach Druyvesteyn der Langmuir-Sonde 2 bei 3 Pa über die Kathodenspannung.....	109
Abbildung 8.18	Veränderung der Anodentransparenz bei einem konstanten Öffnungswinkel von 90°. Die Transparenz ist von links nach rechts (ausgenommen vom Öffnungswinkel): 96,6%, 89,8%, 79,6%, 0%.....	110

Abbildung 8.19	Druck-Spannungs-Kennlinie mit geringstem Druck zur Zündung a) der Glimmentladung, b) dem Spray Jet-Modus, c) dem Drucklimit für den Spray Jet-Modus und d) dem Entladungsstrom bei der Variation der Anodentransparenz.....	111
Abbildung 8.20	Öffnungswinkel der Anode von links nach rechts: 180°, 90°, 60°	112
Abbildung 8.21	Druck-Spannungs-Kennlinie mit geringstem Druck zur Zündung der a) Glimmentladung sowie b) dem Spray Jet-Modus c) dem Drucklimit für den Spray Jet-Modus und d) dem Kathodenstrom bei Spray Jet-Zündung bei einer Variation des Anoden-Öffnungswinkels von 180°, 90° und 60°.	113
Abbildung 8.22	Gewählte Konfigurationen bei Transparenzuntersuchungen bei konstantem Durchmesser und Öffnungswinkel. Kathodentransparenz von links nach rechts 26,6% (31 Stäbe), 51,1% (21 Stäbe), 63,3% (16 Stäbe), 75,5% (11 Stäbe) und 85,3% (7 Stäbe) [TIE23a].....	114
Abbildung 8.23	Zünddruck und Strom bei ausgewählten Konfigurationen bezüglich a) der Glimmentladung, b) des Stroms an der Kathode beim tiefsten Druck des Spray Jet-Modus, c) des tiefsten Drucks für den Spray Jet-Modus sowie d) des höchstmöglichen Drucks im Spray Jet-Modus. Diagramm a), c) und d) zeigen die Abhängigkeit der Betriebseigenschaften vom Druck über die angelegte Spannung und b) vom Strom über die Spannung. [TIE23a]	115
Abbildung 8.24	Aufgenommene Intensitäten ausgewählter Emissionslinien von Ar I und Ar II im Spray Jet-Betrieb bei Veränderung der Kathodentransparenz. Die angelegte Spannung entspricht -1 kV.....	117
Abbildung 8.25	Aufgenommene Intensitäten ausgewählter Emissionslinien von Cr I im Spray Jet-Betrieb bei Veränderung der Kathodentransparenz. Die angelegte Spannung entspricht -1 kV.....	117
Abbildung 8.26	Durch Langmuir-Sonden ermitteltes Plasmapotential, Elektronendichte und Elektronenenergie im Spray Jet-Bereich in Abhängigkeit vom Druck über die Spannung zu der jeweiligen Kathodentransparenz von 85,3%, 75,5%, 63,3% und 51,1%. Die Auswertung erfolgt mit 48 Messpunkten für 51,1% Trans., 51 Messpunkten für 63,3% Trans., 57 Messpunkten für 75,5% Trans. und 87 Messpunkten für 85,3% Trans. im Spray Jet Betriebsbereich, die als Stützstelle für die Interpolation dienen.	120
Abbildung 8.27	Veränderung des Kathodenöffnungswinkels der Kathode bei konstantem Durchmesser. Von links nach rechts: 13 Stäbe (120°), 14 Stäbe (100°), 15 Stäbe (80°), 16 Stäbe (60°) und 17 Stäbe (40°).....	121

Abbildung 8.28	Druck-Spannungs-Kennlinie mit einem Öffnungswinkel von a) 13 Stäben - 120° Öffnung b) 15 Stäben 80° - Öffnung c) 17 Stäben - 40° Öffnung. Die Kennlinien zeigen den Zündzeitpunkt der Glimmentladung, des Spray Jet-Modus sowie den maximalen Druck für den Betrieb. Die grün schraffierten Bereiche kennzeichnen den Betriebsbereich des Spray Jet-Modus.....	122
Abbildung 8.29	Aufgenommene Wellenlängenverläufe von Ar I und Ar II zu den jeweiligen veränderten Öffnungswinkeln im Spray Jet-Modus über den Druck bei -1000 V Kathodenspannung.	123
Abbildung 8.30	Durch Langmuir-Sonden ermitteltes Plasmapotential, Elektronendichte und Elektronenenergie im Spray Jet-Bereich in Abhängigkeit vom Druck über die Spannung zu den jeweiligen Öffnungswinkeln von 120° (13 Stäbe), 100° (14 Stäbe), 80° (15 Stäbe) und 60° (16 Stäbe). Die Auswertung erfolgt mit 63 Messpunkten für 60° Öffn., 57 Messpunkten für 80° Öffn., 63 Messpunkten für 100° Öffn. und 54 Messpunkten für 120° Öffn. im Spray Jet Betriebsbereich, die als Stützstelle für die Interpolation dienen.....	125
Abbildung 8.31	Variation des Kathodendurchmessers mit acht Stäben und konstantem Austrittswinkel von 80°. Von links nach rechts: Position C2 (20 mm), Position C3 (30 mm), Position C4 (40 mm), Position C5 (50 mm) und Position C6 (60 mm) [TIE23b].....	126
Abbildung 8.32	Druck-Spannungs-Kennlinie von a) Position C2, b) Position C4 und c) Position C6 mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb. [TIE23b].....	127
Abbildung 8.33	Spray Jet-Zünddruck für die getesteten Durchmesser (Position) multipliziert mit dem Kathodendurchmesser über die Kathodenspannung.....	129
Abbildung 8.34	Kathodenstrom am tiefsten Druck für den Spray Jet-Betrieb über die angelegte Spannung	130
Abbildung 8.35	Gemessene Emissionsintensität von Ar I bei 750,22 nm bei -1 kV Kathodenspannung über die untersuchten Durchmesser im Spray Jet-Betrieb	130
Abbildung 8.36	Darstellung des Plasmapotentials, der Elektronendichte und der Elektronenenergie nach Druyvensteyn im Konturdiagramm in Abhängigkeit vom Druck über die Spannung zu den jeweiligen Kathodendurchmessern von Position C3, C4, C5 und C6. Die Auswertung erfolgt mit 63 Messpunkten für Pos. C6, 54 Messpunkten für Pos. C5, 57 Messpunkten für Pos. C4 und 45 Messpunkten für Pos. C3 im Spray Jet Betriebsbereich, die als Stützstelle für die Interpolation dienen.	131

Abbildung 8.37	Zündcharakteristik einer 20 cm hohen IEC-Quelle zu einer 40 cm hohen IEC-Quelle sowie der gemessene Kathodenstrom im Spray Jet-Modus am niedrigsten Betriebsdruck.....	133
Abbildung 9.1	Schema des Potentialverlaufs entlang der Symmetrielinie mit der Ausprägung einer virtuellen Anode und Kathode innerhalb der IEC-Kathode bei einem hochsymmetrischen Gitter (links nach [BHA19]) und mit einer größeren Gitteröffnung für den Spray Jet-Modus (rechts)	136
Abbildung 9.2	Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen einer Chromschicht, welche mittels a) Magnetron-Kathodenzerstäuben abgeschieden wurde und b) mit einer Magnetron-Kathode und IEC-Quellen Unterstützung.....	143
Abbildung 12.1	Durchlässigkeit von UV-VIS-Fasern der Vakuumdurchführung im Bereich von 200 nm bis 1200 nm [VAC21]	165
Abbildung 12.2	Dämpfung der UV/SR-VIS-Lichtleiter zwischen Messgerät und Vakuumdurchführung sowie von Vakuumdurchführung und IEC-Quelle im Bereich von 200 nm bis 1200 nm [OCE22]	165
Abbildung 12.3	Durchlässigkeit des Glasplättchens an der IEC-Quelle als Beschichtungsschutz des Lichtleiters im Bereich zwischen 200 nm bis-1200 nm [EDM22]	165
Abbildung 12.4	Positionierung der Langmuir-Sonden innerhalb der Kammer und Ausrichtung in verlängerter Austrittsrichtung der IEC-Quelle mit Ansicht von oben.....	166
Abbildung 12.5	Positionierung der vier Langmuir-Sonden innerhalb der Kammer und Ausrichtung über die Austrittsfläche der IEC-Quelle aus der Seitenansicht.....	166
Abbildung 12.6	Kastengrafiken vom notwendigen Druck zum Zünden der Glimmentladung bei unterschiedlichen angelegten Kathodenspannungen.	169
Abbildung 12.7	Kastengrafiken vom notwendigen Druck zum Zünden des Spray Jet-Modus bei unterschiedlichen angelegten Kathodenspannungen.	169
Abbildung 12.8	Kastengrafiken vom gemessenen Strom bei der Spray Jet-Zündung bei unterschiedlichen angelegten Kathodenspannungen.	170
Abbildung 12.9	Kastengrafiken vom Druck bei Erreichung der Strombegrenzung des Hochspannungs-Netzgeräts von 200 mA bei unterschiedlichen angelegten Kathodenspannungen.	170
Abbildung 12.10	Gemessenes Spektrum entlang der symmetrischen Zylinderachse bei 12 Pa und -1400V angelegter Kathodenspannung zwischen 300 nm und 600 nm.	171
Abbildung 12.11	Gemessenes Spektrum entlang der symmetrischen Zylinderachse bei 12 Pa und -1400V angelegter Kathodenspannung zwischen 600 nm und 950 nm.	171

Abbildung 12.12 Gewählte Messpunkte der Langmuir-Sonden bei ausgewählten Kammerdrücken und angelegten negativen elektrischen Spannungen von Position C4.....	172
Abbildung 12.13 Vergleich der Glimmentladungszündung der Transparenzen 26,6% (31 Stäbe), 51,1% (21 Stäbe), 63,3% (16 Stäbe), 75,5% (11 Stäbe) und 85,3% (7 Stäbe) im Druck-Spannung-Diagramm.....	172
Abbildung 12.14 Vergleich des Kathodenstroms am niedrigsten Betriebsdrucks des Spray Jet-Modus der Transparenzen 26,6% (31 Stäbe), 51,1% (21 Stäbe), 63,3% (16 Stäbe), 75,5% (11 Stäbe) und 85,3% (7 Stäbe) im Druck-Spannung-Diagramm.	173
Abbildung 12.15 Vergleich der Spray Jet-Modus-Zündung der Transparenzen 26,6% (31 Stäbe), 51,1% (21 Stäbe), 63,3% (16 Stäbe), 75,5% (11 Stäbe) und 85,3% (7 Stäbe) im Druck-Spannung-Diagramm.....	173
Abbildung 12.16 Vergleich des höchsten Betriebsdruckes im Spray Jet-Modus der Transparenzen 26,6% (31 Stäbe), 51,1% (21 Stäbe), 63,3% (16 Stäbe), 75,5% (11 Stäbe) und 85,3% (7 Stäbe) im Druck-Spannung-Diagramm.	173
Abbildung 12.17 Verlauf der Emissionslinien von Ar I und Ar II über den Druck im Spray Jet-Modus der Transparenzen 26,6% (31 Stäbe), 51,1% (21 Stäbe), 63,3% (16 Stäbe), 75,5% (11 Stäbe) und 85,3% (7 Stäbe) bei einer Kathodenspannung von -1,6 kV.	174
Abbildung 12.18 Verlauf der Emissionslinien von Cr I über den Druck im Spray Jet-Modus der Transparenzen 26,6% (31 Stäbe), 51,1% (21 Stäbe), 63,3% (16 Stäbe), 75,5% (11 Stäbe) und 85,3% (7 Stäbe) bei einer Kathodenspannung von -1,6 kV.	174
Abbildung 12.19 Druck-Spannungs-Kennlinie einer Kathode aus 13 Stäben (120° Öffnung) mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb.....	175
Abbildung 12.20 Druck-Spannungs-Kennlinie einer Kathode aus 14 Stäben (100° Öffnung) mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb.....	175
Abbildung 12.21 Druck-Spannungs-Kennlinie einer Kathode aus 15 Stäben (80° Öffnung) mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb.....	176
Abbildung 12.22 Druck-Spannungs-Kennlinie einer Kathode aus 16 Stäben (60° Öffnung) mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb.....	176

Abbildung 12.23	Druck-Spannungs-Kennlinie einer Kathode aus 17 Stäben (40° Öffnung) mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb.	177
Abbildung 12.24	Druck-Spannungs-Kennlinie einer Kathode in Position C2 mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb.	177
Abbildung 12.25	Druck-Spannungs-Kennlinie einer Kathode in Position C3 mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb.	178
Abbildung 12.26	Druck-Spannungs-Kennlinie einer Kathode in Position C4 mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb.	178
Abbildung 12.27	Druck-Spannungs-Kennlinie einer Kathode in Position C5 mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb.	179
Abbildung 12.28	Druck-Spannungs-Kennlinie einer Kathode in Position C6 mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb.	179
Abbildung 12.29	Gemessene Emissionsintensität von Cr I bei 520,46 nm bei -1000V Kathodenspannung über die untersuchten Durchmesser im Spray Jet-Betrieb.	180
Abbildung 12.30	Gemessene Emissionsintensität von Ar II bei 458,99 nm bei -1000V Kathodenspannung über die untersuchten Durchmesser im Spray Jet-Betrieb.	180
Abbildung 12.31	Gemessene Emissionsintensität von Ar I bei 750,22 nm bei -2000V Kathodenspannung über die untersuchten Durchmesser im Spray Jet-Betrieb.	180
Abbildung 12.32	Gemessene Emissionsintensität von Cr I bei 520,46 nm bei -2000V Kathodenspannung über die untersuchten Durchmesser im Spray Jet-Betrieb.	181
Abbildung 12.33	Gemessene Emissionsintensität von Ar II bei 458,99 nm bei -2000V Kathodenspannung über die untersuchten Durchmesser im Spray Jet-Betrieb.	181
Abbildung 12.34	Druckkurven der Vorpumpen mit Argon, Stickstoff und Acetylen vom Gasfluss [sccm] zu Druck.	182

Tabellenverzeichnis

Tabelle 2.1	Stoßionisationsmechanismen bei der IEC-Quelle mit Nachionisation von Chrom.....	14
Tabelle 3.1	Übersicht der Literatur für die IEC-Quelle nach Quellenform und Forschungsschwerpunkt mit zusätzlicher Quellenkonfiguration sowie elektrische Größen.....	43
Tabelle 4.1	Gängige Betriebsbereiche für die IEC-Quelle nach ihrer Anwendung	49
Tabelle 6.1	Morphologischer Kasten für die Konstruktionsableitung der zylinderförmige IEC-Quelle. Grün gefärbte Felder sind weiterverfolgte Lösungsparameter, gelb hinterlegte Felder sind nur unter Einschränkungen mit einzubeziehen und rot hinterlegte Felder entfallen bei der Parameterauswahl.....	66
Tabelle 6.2	Übersicht der Einstellmöglichkeiten und deren Abmaße der zylinderförmigen IEC-Quelle.....	69
Tabelle 9.1	Zusammenfassende Auswirkung der Kathoden-Geometrieänderung auf die Betriebseigenschaften der zylinderförmigen IEC-Quelle und Elektronen und Elektronentemperatur im Spray Jet Strahl außerhalb der Quelle	137
Tabelle 9.2	Zusammenfassung der treibenden Mechanismen im Spray Jet-Modus durch die Änderung von Kathodendurchmesser, -öffnungswinkel, -transparenz und -höhe. ...	140
Tabelle 9.3	Beschichtungsparameter und Auswertung der Rauheit und Schichtdicke mit und ohne IEC-Quellenunterstützung	142

Abkürzungsverzeichnis

Abk.	Englisch	Deutsch
CVD	Chemical Vapor Deposition	Chemische Gasphasenabscheidung
FWHM	Full Width at Half Maximum	Halbwertsbreite
HCM	Hollow Cathode Magnetron	Hohlkathoden-Magnetron
HiPIMS	High Power Impulse Magnetron Sputtering	Hochleistungsimpulsmagnetron-Kathodenzerstäuben
HMI	Human-Machine Interface	Mensch-Computer-Interaktion
IBD	Ion Beam Deposition	Ionenstrahlgestützte Abscheidung
IBE	Ion Beam Etching	Ionenstrahlätzen
ICP	Inductively Coupled Plasma	Induktiv gekoppeltes Plasma
IEC	Inertial Electrostatic Confinement	Elektrostatisher Trägheitseinschluss
II	Ion Implantation	Ionenimplantation
IPVD	Ionized Physical Vapor Deposition	Ionisierte physikalische Gasphasenabscheidung
PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition	Plasmaunterstützte chemische Gasphasenabscheidung
PIC	Particle in Cell	Teilchen in einer Zelle
PIII	Plasmaionenimmersionsimplantation	Plasmaionenimmersionsimplantation
PVD	Physical Vapor Deposition	Physikalische Gasphasenabscheidung
RF	Radio Frequency	Radiofrequenz
SCCM	Standard cubic centimeters per minute	Standardkubikzentimeter pro Minute

Symbolverzeichnis

Symbol	Bedeutung
$f(v)_D$	Druyvesteyn-Verteilungsfunktion
$f(v)_M$	Maxwell-Verteilungsfunktion
$k_{r,M}$	Reaktionsrate der normalisierten Maxwell-Elektronenenergieverteilung
A, B	Experimentell bestimmte gasspezifische Konstanten
C	Druyvesteyn-Verteilungskonstante
D	Normalisierungskonstante
Φ	Potential
$\Phi(x)$	Potentialverlauf
Φ_f	Schwebepotential
Φ_P	Plasmapotential
Φ_{Sonde}	Sondenpotential
A_{Sonde}	Sondenfläche
C_K	Kapazität des Kondensators
E_i	Ionisierungsenergie
E_L	Energie eines Lichtbogens im Plasma
I	Ionen- oder Elektronensättigungsstrom
K_B	Boltzmann-Konstante
K_f	Kollisionsfrequenz
L	Langmuir-Sondenlänge
L_{Austritt}	Länge zwischen den Austrittsstäben
M	Masse der Ionen oder Elektronen
R_a	Arithmetischer Mittenrauwert
S_K	Plasmarandschichtdicke einer kollisionsbehafteten Plasmarandschicht
$S_{\text{Rand,C}}$	Plasmarandschichtdicke Child-Langmuir-Randschicht
$S_{\text{Rand,M}}$	Plasmarandschichtdicke Matrix-Randschicht

Symbol	Bedeutung
$S_{\text{Vor-Rand}}$	Vorrandschicht. Plasmavolumen, das von der Plasmarandschicht unbeeinflusst ist.
T_e	Elektronentemperatur
T_{eff}	Effektive Elektronentemperatur nach Druyvesteyn
V	Spannung
V_B	Durchbruchspannung
V_Z	Zündspannung
d_{AK}	Abstand zwischen Anode und Elektrode
d_{HK}	Durchmesser der Hohlkathode
d_K	Durchmesser der IEC-Kathode
e	Elementarladung
$g_e(v)$	Generalisierte Verteilungsfunktion der Elektronenenergie
j_0	Stromdichte
k_R	Reaktionsratenkoeffizient
m_i	Ionenmasse
n_0	Plasmadichte am Rand der Plasmarandschicht
n_e	Elektronendichte
$n_e(x)$	Elektronendichteverlauf
$n_{e,D}$	Elektronendichte nach Druyvesteyn
n_i	Ionendichte
$n_i(x)$	Ionendichteverlauf
n_{i0}	Ionendichte im Plasmavolumen
n_n	Dichte des neutralen Gases
n_s	Plasmadichte
p	Druck
r_K	Kathodenradius

Symbol	Bedeutung
r_{Sonde}	Radius der Langmuir-Sonde
u_0	Geschwindigkeit der Ionen im Plasmavolumen
u_B	Bohm-Geschwindigkeit
α_g	Von der Geometrie abhängige Variable für Poisson-Gleichung
γ_{SE}	Sekundärelektronenausbeute
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante
ϵ_{KE}	Kinetische Energie
λ_D	Debye-Länge
λ_i	Mittlere freie Weglänge zwischen Ion mit neutralem Atom
λ_m	Mittlere freie Weglänge
σ	Wirkungsquerschnitt
v	Geschwindigkeit
v_r	Relative Geschwindigkeit der Teilchen zueinander

Begriffserklärung

Fachbegriff	Erklärung	Nachweis
Niederdruckplasma	Plasma im Druckbereich von 10^{-2} Pa bis 1000 Pa	[BLA10]
Townsend-Mechanismus α	Maß für die Ionen die durch Elektronenstoßionisation je Wegstreckeneinheit generiert werden.	[STR18], [BLA10]
Townsend-Mechanismus γ	Gleich zu Sekundärelektronenemission	[STR18], [BLA10]
Mittlere freie Weglänge	Mittlere Länge zwischen den Teilchenstößen	[BLA10]
Zerstäuben	Überführen eines Festkörpers in eine Gasphase durch einen Ionenbeschuss	[BLA10]
Plasmarandschicht	Ein Übergangsbereich vom Plasma zu einer festen Oberfläche	[BLA10]
Elektronentemperatur	Mittlere kinetische Energie eines Elektrons	[BLA10]
Debye-Länge	Notwendige Länge, um die Ladung im Plasma abzuschirmen	[STR18]
Sekundärelektronenemission	Verhältnis der durch ein Ion im Mittel herausgeschlagene Menge an Elektronen	[STR18]
Ionenätzen	Abtragen einer Oberfläche durch einen Ionenbeschuss	[BLA10]
Thermalisierung	Angleichen der Teilchenenergien durch Stoßinteraktionen	
Quasineutralität	Die Elektronendichte im Plasma entspricht ungefähr der Ionendichte, wodurch die Ladung außerhalb des Plasmas neutral wirkt.	[STR18]
Diamantähnlicher Kohlenstoff	Amorphe, metastabile Form von Kohlenstoff mit einer hohen sp^3 -Hybridisierung	[ROB02]
sp^3 -Bindungsart	Hybridisierungsform von Kohlenstoff, welcher sich bei Diamanten einstellt	[ROB02]
Ionenätzen	Abtragen einer Oberfläche durch Ionen	[LIE05]
Plasmadichte	Anzahl der Ionen pro Volumen	[BLA10]
Plasmapotential	Potential des Plasmas im Bezug zur Erde	[BLA10]
Zerstäubungsausbeute	Verhältnis von zerstäubten Atomen zu der Anzahl der auftreffenden Projektile	[DEP08]

Zusammenfassung

Seit einigen Jahrzehnten wird die Inertial Electrostatic Confinement (IEC) im Rahmen von Anwendungen für Raumfahrtantriebe und Fusionsreaktoren erforscht. Die Nutzung dieser Methode als Raumfahrtantrieb ist durch einen freien emittierten Strahl im sogenannten Jet-Modus der IEC-Quelle möglich. Abhängig von der Konfiguration kann dieser Strahl als hochenergetischer Elektronenstrahl (Tight Jet) mit Elektronenenergien von mehreren keV oder als niederenergetischer Plasmastrahl nahe der Quasi-Neutralität (Spray Jet) betrieben werden. Diese Modi sind für die Dünnschichttechnik und Plasma-Oberflächenbehandlungen von erheblichem Interesse, werden jedoch noch nicht in diesen Anwendungsbereichen eingesetzt. Mögliche Einsatzbereiche für die Plasma-Oberflächenbehandlung sind beispielsweise die Elektronen-Substrateheizung, die Oberflächenplasmavorbereitung, die ionisierte physikalische Dampfabcheidung (IPVD) und die plasmagestützte chemische Gasphasenabscheidung (PECVD). Für die Verwendung der Quellentechnik in Beschichtungsanlagen ist ein hohes Plasmavolumen zu bevorzugen, um eine wirtschaftliche industrielle Anwendbarkeit zu gewährleisten. In dieser Arbeit wird eine zylindrische IEC-Quelle mit skalierbarer, vorhangartiger radialer Strahlemission entwickelt und untersucht. Als Grundlage für die Konzeption und Konstruktion dient der aktuelle Forschungsstand zu IEC-Quellen, welche im Rahmen der Fusions- und Raumfahrtantriebsforschung parallel untersucht werden. Die neu entwickelte IEC-Quelle ist derart ausgelegt, dass durch ein Stecksystem ausgewählte Geometrieuntersuchungen möglich sind. Durch eine Druck-Spannungs-Variation wird gezeigt, dass sich die IEC-Quelle reproduzierbar in einem stabilen Betriebsbereich betreiben lässt. Mögliche Quereinflüsse auf die Wiederholgenauigkeit der Betriebseigenschaften werden identifiziert und für die folgenden Versuche minimiert. Im Rahmen dieser Arbeit werden geometrische Einflüsse wie Kathodendurchmesser, -transparenz, -öffnungswinkel sowie -länge auf die Betriebseigenschaften der zylindrischen IEC-Quelle erforscht. Darüber hinaus werden Ursache-Wirkungs-Beziehungen dieser geometrischen Änderungen auf die inneren und äußeren Plasmaeigenschaften über Plasmadiagnostiken wie optische Emissionsspektroskopie und Langmuir-Sonden untersucht. Eine Particle-in-Cell-Simulation zeigt den Funktionsmechanismus von IEC-Quellen im Strahl-Modus. Durch die gewählten Geometrieänderungen in Kombination mit der Simulation und Plasmadiagnostik, werden treibende Wirkmechanismen des Strahl-Modus isoliert und analysiert. Durch die Untersuchungen konnte eine Parallele zwischen IEC-Quellen- und Hohlkathodenendladungen gezogen werden. Die zylindrische IEC-Quelle wird mit Acetylen, Argon und Stickstoff als Prozessgase betrieben, was die Vielseitigkeit dieser Anwendung für Oberflächenbehandlungen zeigt. Basierend auf diesen Erkenntnissen wird die optimale Einstellung der Quelle für potenzielle Anwendungen in der Dünnschichttechnologie abgeleitet. Des Weiteren wird ein konzeptioneller Beweis für den vorteilhaften Einsatz von IEC-Quellen für Beschichtungsanwendungen durch eine IEC-Quellen-unterstützte Chromabscheidung erbracht.

Abstract

For many years, Inertial Electrostatic Confinement (IEC) has been researched for applications in space propulsion and fusion reactors. The use of this method as a space propulsion system is possible through a free-emitting beam in the so-called Jet mode of the IEC source. Depending on the configuration, this beam can be operated as a high-energy electron beam (Tight Jet) with electron energies of several keV or as a low-energy plasma jet close to quasi-neutrality (Spray Jet). These modes are of significant interest for thin-film technology and plasma surface treatments but have not yet been used in these application areas. Possible areas of application for plasma surface treatment include electron substrate heating, surface plasma pretreatment, ionized physical vapor deposition (IPVD), and plasma-assisted chemical vapor deposition (PECVD). A high plasma volume is preferred for the use of the source technology in coating systems to ensure industrial applicability. In this work, a cylindrical IEC source with scalable, curtain-like radial beam emission is developed and investigated. The current state of research on IEC sources, which are also being studied in the context of fusion and space propulsion research, serves as a basis for the design and construction. The newly developed IEC source is designed such that selected geometry investigations are possible through a plug-in system. A pressure-voltage variation shows that the IEC source can be operated reproducibly in a stable operating range. Possible cross-influences on the repeatability of the operating properties are identified and minimized for the following experiments. Within the scope of this work, the geometric influence, such as cathode diameter, transparency, opening angle, and length, on the operating properties of the cylindrical IEC source is investigated. In addition, cause-and-effect relationships of these geometric changes on the inner and outer plasma properties are investigated via plasma diagnostics such as optical emission spectroscopy and Langmuir probes. A Particle-In-Cell simulation shows the functional mechanism of IEC sources in beam mode. Through the chosen geometric changes in combination with simulation and plasma diagnostics, driving mechanisms of the beam mode are isolated and analyzed. A parallel between IEC sources and hollow cathode discharges could be drawn through the investigations. The cylindrical IEC source is operated with acetylene, argon, and nitrogen as process gases, demonstrating the versatility of this application for surface treatments. Based on these findings, the optimal setting of the source for potential applications in thin-film technology is derived. Furthermore, a conceptual proof for the advantageous use of IEC sources for coating applications is provided through an IEC source-supported chromium deposition.

1 Einleitung, Motivation und Zielsetzung

Plasmaquellen nach dem Prinzip des elektrostatischen Trägheitseinschlusses (engl. Inertial Electrostatic Confinement, IEC) sind bereits aus der Fusionsforschung (Inertial Electrostatic Confinement Fusion, IECF) bekannt. Universitäten und Institute weltweit, wie beispielsweise in den USA (Illinois [MIL98], Wisconsin-Madison [EGL07], etc.) und in Japan (Tokyo Institute of Technology [YAM06], Kyoto University etc. [OHN98]), forschen seit vielen Jahren an der Anwendbarkeit von IEC-Plasmaquellen für Fusionsanwendungen. Zudem wachsen die Anwendungsfelder von IEC-Quellen stetig und sie gelten beispielsweise als potenzielle Alternative zu den Hall-Raumfahrtantrieben [MIL09]. Universitätsinstitute wie das Institut für Raumfahrtsysteme in Stuttgart [HER13] und Institute in den USA (University of Kentucky [WIN17] University of Illinois [NAD99], [MIL11] etc.) forschen an verschiedenen Ansätzen für IEC-basierte Raumfahrtantriebe. Neben diesen Anwendungen sind die IEC-Quellen jedoch auch für andere Einsatzbereiche interessant. Miley et al. erwähnen bereits in frühen Studien die mögliche Anwendung der Quelle für Schweiß- und Schneidarbeiten [MIL00]. Aufgrund ihres einfachen sowie robusten Aufbaus und der leichten Steuerbarkeit, kann die IEC-Quelle als tragbare Neutronen-/Protonen-Quelle [YAM05] verwendet werden. Die mittlere Ausgangsenergie dieser Quellenart ist gering und damit ist sie für Anwendungen im Nahbereich wie der Detektion von Landminen, Öl, Gold, explosiven Stoffen sowie illegalen Drogen geeignet. Eine weitere potentielle Anwendung der IEC-Quelle ist die medizinische Positronen-Emissions-Tomographie zur Erkennung von Tumoren [BUZ17], [YAM05], [BUZ17], [BUZ15], [BHA19], [MIL99].

Das Funktionsprinzip der IEC-Quelle ist nicht an eine bestimmte Geometrie gebunden. In den letzten Jahren wurden vorwiegend sphärische und zylindrische IEC-Quellen hinsichtlich Fusion [BHA19], [BHA20] und Raumfahrtantrieben [HER13], [WIN17], [CHA17], [CHA18], [CHA19a] untersucht. Für die Verwendung der IEC-Quelle als Raumfahrtantrieb muss im Vergleich zu der IECF der Aufbau geändert werden, um einen schubgewinnenden freien Strahl zu erzeugen. Das Institut für Raumfahrtsysteme [HER13] und die University of Illinois [MIL11] untersuchen kugelige IEC-Quellen. Die University of Kentucky [WIN17] und die University of Liverpool [HAR20] entwickelten eine zylinderförmige IEC-Quelle mit axial austretendem Plasmastrahl. Bisherige IEC-Quellen können als Punktquellen betrachtet werden, bei der das Plasmavolumen des Strahls durch den Durchmesser des Zylinders oder der Kugel begrenzt wird. [TIE21]

Der Strahlbetrieb von IEC-Quellen zeigt Potential für einen Einsatz in der Dünnschichttechnik. Insbesondere kann der Strahl zur Oberflächenvorbehandlung, als Sekundärionisationsquelle zum Kathodenzerstäuben (bekannt aus der Ionisierten Physikalischen Dampfabcheidung, IPVD) [HEL06] oder direkt als plasmaunterstützte chemische Dampfabcheidung (PECVD) verwendet werden. [TIE21]

IEC-Quellen insbesondere im Strahl-Modus-Betrieb werden noch nicht für die Plasma-Oberflächenbehandlung eingesetzt. Durch die unterschiedliche Nutzungsweise im Vergleich zur

Fusionstechnik und zur Raumfahrtantriebstechnik sind daher in erster Linie geeignete Geometrien aus dem bisherigen Kenntnisstand abzuleiten. Es ist eine IEC-Quellenart konstruktiv auszulegen, dass die Wirkzusammenhänge wie Geometrieänderungen mit geringen Montageaufwand untersucht werden können. Bisher in der Literatur vorgestellten Konzepte sind starr und daher für derartige Versuchsreihen ungeeignet. Nach der Erprobung sowie Interpretation der vorherrschenden Mechanismen und deren Auswirkungen auf die Plasmaeigenschaften, insbesondere den Strahl-Modus, sind Optimierungen zum industriellen Einsatz der Quelle für Niederdruck-Beschichtungsanlagen vorzunehmen. Die Eignung der IEC-Quelle für die Plasma-Oberflächenbehandlung ist zu beweisen.

2 Plasmaphysikalische Grundlagen

Im folgenden Kapitel werden die relevanten Grundlagen für die Auslegung der Plasmaquelle nach dem Prinzip des elektrostatischen Trägheitseinschlusses (Inertial Electrostatic Confinement, kurz IEC) erläutert. Dabei liegt der Fokus unter anderem auf dem Plasmazündprozess, den Plasma-Substrat-Interaktionen sowie auf der Doppelschichtbildung im Plasma. Aufgrund der Ähnlichkeit von IEC-Quellen zu Hohlkathoden wird der Hohlkathodeneffekt ebenfalls näher beschrieben. Des Weiteren kann die IEC-Quelle zur Nachionisation von zerstäubtem Kathodenmaterial eingesetzt werden. Aus diesem Grund wird verstärkt auf Ionisationsmechanismen und auf die Nachionisation beim Kathodenzerstäuben eingegangen.

2.1 Plasmazündprozesse und Glimmentladung im Niederdruckbereich

Der einfachste Fall der Gleichstromentladung bei Niederdruckplasmen kann über eine parallele Anordnung von Elektroden im Vakuum beschrieben werden. Ein angelegtes elektrisches Feld zwischen den Elektroden beschleunigt freie Elektronen im Raum und erhöht deren Energie. Dies resultiert in der Zündung einer stationären Gasentladung, wenn die Elektronenenergie die Ionisierungsenergie des Hintergrundgases übersteigt. Die Stoßionisation setzt weitere Elektronen frei, welche letztendlich zu einem exponentiellen Anstieg des Elektronenstroms führen. Dieser Effekt wird über den ersten Townsend-Mechanismus α abgebildet und ist abhängig vom Druck bzw. von der mittleren freien Weglänge sowie der angelegten elektrischen Feldstärke. Um die Entladung aufrechtzuerhalten, ist eine kontinuierliche Erzeugung von Ionen und Elektronen notwendig, um dem Ionen- und Elektronenverlust durch Rekombinationen und Abfuhr an der Kathode bzw. Anode entgegenzuwirken. Die Zufuhr an Elektronen erfolgt unter anderem durch die Sekundärelektronenemission an der Kathode. Die Anzahl der emittierten Elektronen je auftreffendes Ion wird durch den zweiten Townsend-Mechanismus γ beschrieben. [BLA10], [CON00]

Die angelegte Spannung an der Kathode und der daraus resultierende Entladungsstrom sind ausschlaggebend, ob eine selbstständige- oder unselbstständige Entladung vorliegt. Bei einer selbstständigen Entladung ist neben dem elektrischen Feld keine zusätzliche Energiezufuhr, beispielsweise in Form von ionisierender Strahlung oder durch Sekundärquellen wie Ionenkanonen, notwendig, um die Entladung aufrechtzuerhalten. Die Zündspannung einer selbstständigen Gleichspannungsentladung kann über die Paschen-Kurve charakterisiert werden [MIL14]. Die Paschen-Kurve beschreibt die Abhängigkeit der Durchbruchspannung V_B von dem Produkt aus Druck p_{AK} sowie Elektrodenabstand d_{AK} und ist ebenfalls abhängig von der Gasart sowie dem Kathodenmaterial [BLA10].

Für die Durchbruchsspannung V_B besteht folgender mathematischer Zusammenhang [KEI18]:

$$V_B = \frac{(Bp_{AK}d_{AK})}{\ln(Ap_{AK}d_{AK}) - \ln[\ln(1 + (1/\gamma_{se}))]} \quad (1)$$

Wobei A und B experimentell bestimmte gasspezifische Konstanten sind und γ_{se} die Sekundärelektronenausbeute. Die Zündspannung in Abhängigkeit von $p_{AK}d_{AK}$ ist für molekularen Stickstoff und Argon in Abbildung 2.1 dargestellt [KEI18]. Mit einem zunehmenden $p_{AK}d_{AK}$ -Wert steigt die notwendige Zündspannung nahezu linear an, da die Stoßanzahl zwischen den Elektronen mit dem Hintergrundgas zunimmt. Mit einer höheren Stoßanzahl verringert sich durch den jeweiligen Impulsübertrag die kinetische Energie der Elektronen, welche entsprechend für die Zündung über ein stärkeres elektrisches Feld zu kompensieren ist. Bei kleinen $p_{AK}d_{AK}$ -Werten steigt die notwendige Zündspannung exponentiell an. Dies liegt an der geringen Stoßwahrscheinlichkeit der Elektronen mit dem Hintergrundgas bei niedrigeren Drücken und an der geringen Beschleunigung der Elektronen bei kleineren Elektrodenabständen. Um Überschläge zu verhindern, sind hohe oder geringe $p_{AK}d_{AK}$ -Werte anzustreben [BLA10].

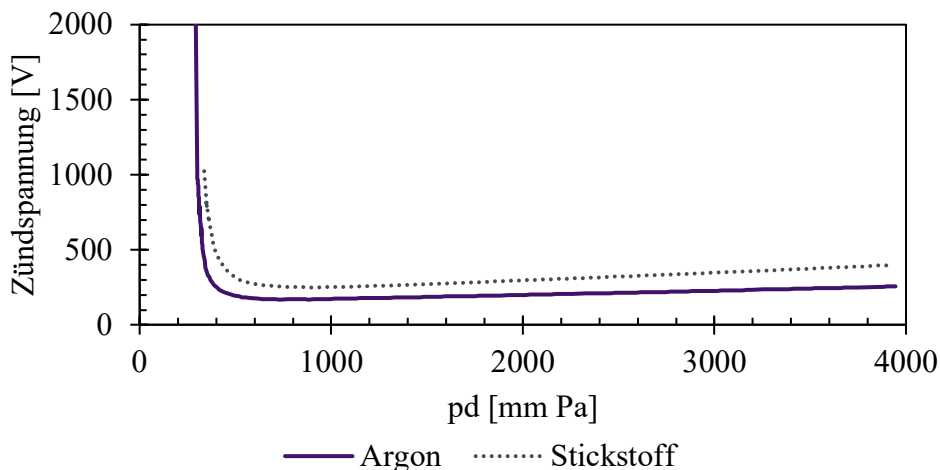


Abbildung 2.1 Zündspannung einer selbstständigen Glimmentladung von Argon und Stickstoff in Abhängigkeit des Produkts von Druck p und Elektrodenabstand d nach [KEI18]

Bei einer normalen Glimmentladung zwischen zwei Elektroden im Niederdruckbereich bilden sich charakteristische Plasmabereiche zwischen den Elektroden (vgl. Abbildung 2.2). Elektronen, welche aus der Kathode durch den Ionenbeschuss emittieren, werden durch das angelegte elektrische Feld zur Anode beschleunigt. Zu Beginn ist die kinetische Energie der Elektronen zu gering, um Gasatome und Moleküle anzuregen. Dieser Bereich wird als Astonischer Dunkelraum bezeichnet. Im benachbarten Segment, dem sogenannten Kathoden-Glimmlicht, übersteigt die kinetische Energie der Elektronen die notwendige Anregungsenergie der Atome und Moleküle. In diesem Abschnitt entsteht ein gasartabhängiges charakteristisches Leuchten aufgrund von emittierten Photonen. Ab einem bestimmten Schwellenwert der kinetischen Energie steigt die Anzahl an Ionisierungsprozessen im Hittorfschen

Dunkelraum, wodurch das charakteristische Leuchten abnimmt. Bei der Ionisierung bilden die Ionen einen Ladungsüberschuss und werden in Richtung der Kathode in der sogenannten Plasmarandschicht beschleunigt. Die zusätzlich erzeugten Elektronen werden in Richtung Anode beschleunigt. Im negativen Glimmlicht nehmen neben den Ionisierungsprozessen auch die Anregungsprozesse erneut zu. Durch inelastische Stöße verringert sich die kinetische Energie der Elektronen. Ab dem Faradayschen Dunkelraum fällt die Energie der Elektronen unterhalb der notwendigen Anregungsenergie der Atome und Moleküle. Die Elektronen werden anschließend wieder zur Anode beschleunigt, wodurch sie im Bereich der positiven Säule Atome und Moleküle anregen und ionisieren. In diesem Segment bildet sich ein leicht positives Plasma mit annähernd gleicher Ionen- und Elektronendichte, wodurch ein Gleichgewicht entsteht. Im Anoden-Dunkelraum werden die Elektronen auf die Anode beschleunigt. [BLA10], [STR18], [LIE05]

Bei der Glimmentladung bildet sich auf der Kathodenoberfläche ein Plasmasaum, welcher sich auf der Kathode bis zur vollständigen Abdeckung der Kathodenoberfläche ausweitet. Ab diesem Zustand wechselt die Entladungsart von einer normalen in eine abnormale Glimmentladung [MIL14]. Die Energiedichte auf der Kathodenoberfläche steigt an und mit ihr die Materialerwärmung. Ab einer materialspezifischen Temperatur emittieren Elektronen (thermische Emission) aus dem Kathodenmaterial [BLA10]. Der dadurch erhöhte Elektronenanteil führt zu einer Bogenentladung [MIL14].

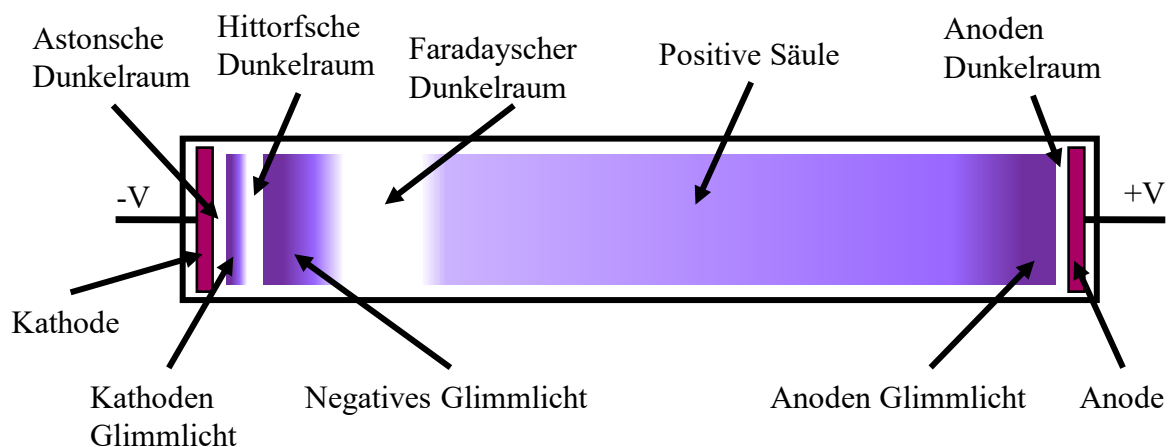


Abbildung 2.2 Gleichstromentladung zwischen parallel angeordneten Elektroden mit charakteristischen Plasmabereichen (nach [STR18])

2.2 Plasmarandschicht bei Hochspannung

In der Dünnschichttechnologie ist die Betrachtung der Plasma-Oberflächen-Interaktionen, beispielsweise für Beschichtungsvorgänge oder für Substratvorbehandlungen, essenziell. Bei einem quasineutralen Plasma bildet sich an einer Oberfläche eine positive Plasmarandschicht aus. Dies ist auf die hohe Mobilität der Elektronen im Vergleich zu den Ionen und den damit verbundenen Ionenüberschuss zurückzuführen. In Abbildung 2.3 ist auf der linken Seite schematisch der

2 Plasmaphysikalische Grundlagen

Dichteverlauf der Ionen und der Elektronen sowohl in der Plasmarandschicht als auch in der Vorschicht dargestellt. Die Plasmabedingung der Quasineutralität wird in der Plasmarandschicht verletzt. Daraus resultiert ein elektrisches Feld, welches die Elektronen erneut in Richtung Plasmavolumen drängt [BLA10]. Auf der rechten Seite wird der Potentialverlauf gezeigt. Die Plasmarandschicht beginnt demnach an der Stelle, an der das Potential dem Erdpotential entspricht. Das positive Plasmapotential in der Vorschicht wird durch die Verletzung der Quasineutralität in der Plasmarandschicht erzeugt [LIE05].

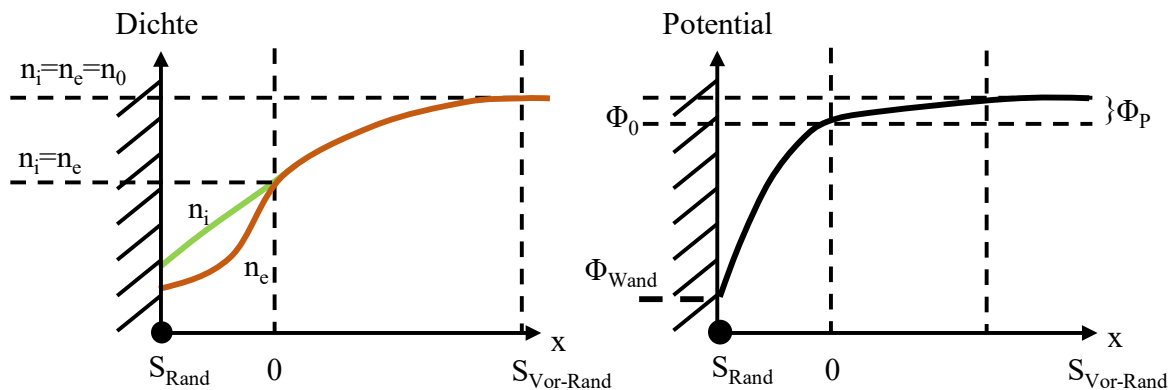


Abbildung 2.3 Elektronen- und Ionendichten (links) sowie die Potentialverteilung (rechts) in der Plasmarandschicht zwischen einem quasineutralen Plasma mit einer nicht geerdeten Wand, nach [KEI18, LIE05]

Unter Berücksichtigung einer stoßfreien Randschicht und unter der Annahme, dass in der Vorschicht eine Quasineutralität herrscht, kann die Ionengeschwindigkeit am Punkt $x = 0$ (vgl. Abbildung 2.3) über die Energieerhaltung berechnet werden [KEI18]. Damit ergibt sich mit der Flusserhaltung der Ionendichteverlauf $n_i(x)$ innerhalb der Randschicht [BLA10]:

$$n_i(x) = \sqrt{n_{i0} \left(1 - \frac{2e\phi(x)}{m_i u_0^2} \right)} \quad (2)$$

Hierbei ist n_{i0} die Ionendichte im Plasmavolumen, e die Elementarladung, $\phi(x)$ der Potentialverlauf, m_i die Masse der Ionen und u_0 die Geschwindigkeit der Ionen im Plasmavolumen. Der Elektronendichteverlauf $n_e(x)$ innerhalb der Randschicht errechnet sich über die Boltzmann-Relation für Elektronen zu [DÖB95]:

$$n_e(x) = n_0 e^{\frac{e\phi}{k_B T_e}} \quad (3)$$

Hierbei ist T_e die Elektronentemperatur und k_B die Boltzmann-Konstante. Der Potentialverlauf berechnet sich durch die Verwendung der Poisson-Gleichung [HAR06]:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{e[n_e(x) - n_i(x)]}{\epsilon_0} \quad (4)$$

Hierbei ist ε_0 die elektrische Feldkonstante. Im Übergangspunkt zwischen der Vorsicht und der Plasmarandschicht kann die Differentialgleichung über eine Taylor-Näherung gelöst werden. Aus der Bedingung, dass die kinetische Energie der thermischen Energie gleicht, geht die Bohm-Geschwindigkeit u_B hervor [HAR06]:

$$u_B = \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_i}} \quad (5)$$

Die Bohm-Bedingung besagt, dass die Geschwindigkeit der Ionen mindestens die Bohm-Geschwindigkeit aufweisen muss, um in die Plasmarandschicht eindringen zu können. [HAR06] Die Plasmarandschichtdicke verändert sich in Abhängigkeit von der Elektrodengeometrie. Bei zylindrischen und sphärischen Elektroden hängt die Plasmarandschichtdicke vom Radius ab [CON87]. Die dimensionslose Poisson-Gleichung ergibt sich wie folgt [CON87]:

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} + \frac{\alpha_G}{r_K} \frac{d\phi}{dx} = -4\pi e(n_i - n_e) \quad (6)$$

Dabei ist ϕ das Potential, n_i die Ionendichte, n_e die Elektronendichte und r_K der Radius vom Zentrum bis zur Elektrodenoberfläche bei zylindrischen und sphärischen Elektroden. Die Variable α_G ist geometrieabhängig und beträgt 0 bei planaren, 1 bei zylindrischen und 2 bei sphärischen Elektroden. Entsprechend ist im Vergleich zu einer planaren Elektrode, beispielsweise bei der Annahme einer Matrixrandschicht bei gleichbleibendem angelegtem Potential, die Plasmarandschicht dicker als bei einer zylinderförmigen Elektrode. Bei gleichem Potential und Radius ist die Plasmarandschicht einer sphärischen Elektrode geringer als bei einer zylindrischen Elektrode. [CON87]

Die Elektronen- und die Ionendichten können sich in Abhängigkeit vom verwendeten Spannungssignal und Druck innerhalb der Plasmarandschicht unterschiedlich ausbilden. Dies hat Auswirkungen auf den Plasmaprozess. Die Plasmarandschicht wird daher in drei Modelle unterteilt: Matrix-Schicht, Child-Langmuir-Schicht und stoßbestimmte Plasmarandschicht.

Matrix-Schicht

Die Matrix-Schicht wird häufig betrachtet, wenn das angelegte Potential deutlich über dem Plasmapotential liegt [LIE05]. Hierbei werden die Elektronen in das Plasmavolumen zurückgedrängt, wie beispielsweise bei der Plasmaionennimmersionsimplantation (PIII). Bei diesem Betrachtungsverfahren ist die Beschleunigung der Ionen in der Plasmarandschicht nicht berücksichtigt, da die Ionen instantan durch die Potentialdifferenz im Übergang zur Plasmarandschicht beschleunigt werden. Bei einer Matrix-Randschicht, wie in Abbildung 2.4 (links) dargestellt, wird eine konstante Ionendichte angenommen ($n_i = n_0$). Es befinden sich keine Elektronen in der Plasmarandschicht ($n_e = 0$) [BLA10].

Das Potential steigt quadratisch zur Position in Richtung Wandoberfläche [BLA10]:

$$\Phi(x) = -\frac{e}{\epsilon_0} n_0 \frac{1}{2} x^2 \quad (7)$$

Hierbei ist ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, e die Elementarladung und n_0 die Plasmadichte am Rand der Plasmarandschicht ($x = 0$). Daraus ergibt sich die Plasmarandschichtdicke $S_{\text{Rand,M}}$ bei einer angelegten negativen Spannung V wie folgt [AND71]:

$$S_{\text{Rand,M}} = \sqrt{\frac{2\epsilon_0|V|}{en_0}} = \lambda_D \sqrt{\frac{2e|V|}{k_B T_e}} \quad (8)$$

Mit der Debye-Länge λ_D von [NIK03]:

$$\lambda_D = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_0 e^2} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

Eine konstante Ionendichte ist anzunehmen, wenn Stoßvorgänge (Ionen-Neutralteilchen-Kollision) innerhalb der Plasmarandschicht vorkommen (stoßbehaftete Randschicht). Die Kollisionen verhindern dabei die Beschleunigung der Ionen. [BLA10]

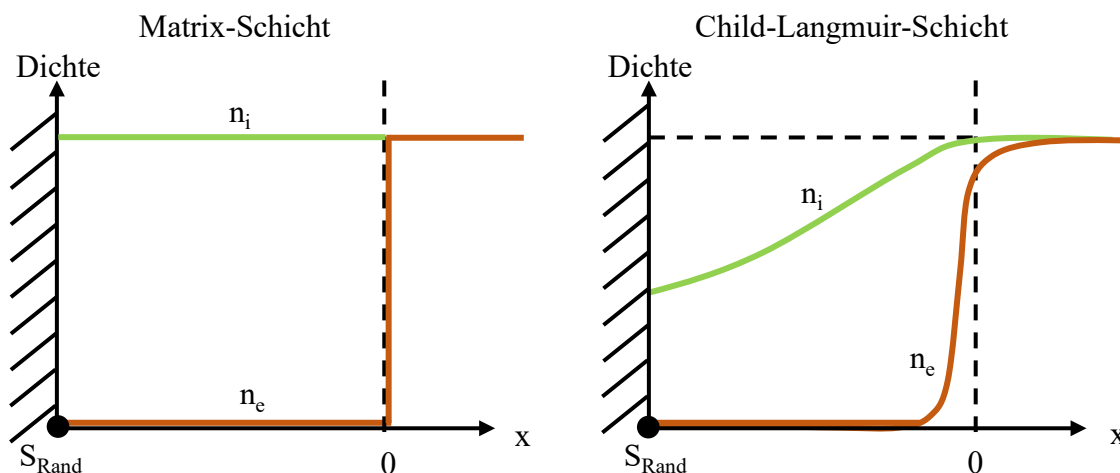


Abbildung 2.4 Vergleich der Ionendichte und Elektronendichte bei einer Matrix-Schicht (links) und einer Child-Langmuir-Schicht (rechts) [BLA10]

Child-Langmuir-Schicht

Im Vergleich zu der Matrix-Schicht wird bei der Child-Langmuir-Schicht eine stoßfreie Randschicht angenommen, und es wird die kontinuierliche Beschleunigung der Ionen innerhalb der Randschicht berücksichtigt. Die Dichteverteilung der Ionen und der Elektronen ist in Abbildung 2.4 (rechts) dargestellt. Die Ionendichte verringert sich durch die Beschleunigung der Ionen in Richtung Elektrodenoberfläche [BLA10]. Zur Berechnung der Randschichtdicke wird die Annahme getroffen, dass die Elektronentemperatur deutlich geringer als das Randschichtpotential ist [LIE05]. Unter

Berücksichtigung der Energieerhaltung und des Dichteverlaufs der Ionen sowie der Vernachlässigung der Elektronen in der Randschicht ergibt sich durch die Lösung der Poisson-Gleichung die Stromdichte j_0 [BLA10]. Der mathematische Zusammenhang wird auch Child-Langmuir-Gesetz genannt [BLA10]:

$$j_0 = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \frac{\sqrt{V^3}}{s_{\text{Rand},c}^2} \sqrt{\frac{2e}{m_i}} \quad (10)$$

V ist in dieser Gleichung die angelegte Spannung, m_i die Ionenmasse, $s_{\text{Rand},c}$ die Randschichtdicke und ε_0 die elektrische Feldkonstante.

Mit dem Zusammenhang zwischen Ionendichte n_{i0} in der Plasma-Vorschicht und Bohm-Geschwindigkeit u_B zu der Stromdichte j_0 [LIE05]:

$$j_0 = e n_{i0} u_B \quad (11)$$

ergibt sich die Randschichtdicke $s_{\text{Rand},c}$ zu [BLA10]:

$$s_{\text{Rand},c} = \frac{\sqrt{2}}{3} \lambda_D \left(\frac{2eV}{k_B T_e} \right)^{\frac{3}{4}} \quad (12)$$

Die Terme zeigen weiterhin, dass die Randschichtdicke von der angelegten Spannung, der Elektronen- und Ionendichte (über die Debye-Länge) und der Elektronentemperatur abhängig ist. [BLA10]

Hochspannungs-kollisionsbehaftete Randschichten

Bei einer stoßbehafteten Randschicht ist die Ionenbewegung aufgrund von Stoßvorgängen eingeschränkt. Eine stoßbehaftete Randschicht liegt vor, wenn die mittlere freie Weglänge der Ionen-Neutralgas-Kollisionen kleiner als die Randschichtdicke ist ($\lambda_i < s_{\text{Rand}}$). Ionisationsvorgänge innerhalb der Randschicht werden in dieser Berechnung als vernachlässigbar angenommen, wodurch die Kontinuität weiterhin gilt. Durch die Stoßvorgänge innerhalb der Randschicht kann der Energieerhaltungsansatz des Child-Langmuir-Gesetzes nicht verwendet werden. Stattdessen berechnet sich die Geschwindigkeit der Ionen an der Elektrodenoberfläche über den Druck und die Ionenmobilität, die von der Geschwindigkeit der Ionen abhängt [LIE05]. Es entsteht eine kollisionsbehaftete Randschicht nach dem Child-Langmuir-Gesetz von [LIE05]:

$$J_0 = \left(\frac{2}{3} \right) \left(\frac{5}{3} \right)^{\frac{3}{2}} \varepsilon_0 \left(\frac{2e\lambda_i}{\pi m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{V^{\frac{3}{2}}}{s_K^{\frac{5}{2}}} \quad (13)$$

Mit dem Anstieg des Drucks und somit der Verringerung der mittleren freien Weglänge zwischen Ionen-Neutralgas-Kollisionen λ_i verändert sich die Plasmarandschichtdicke bei konstanter Spannung und Strom um die Beziehung $s_K = \lambda_i^{\frac{1}{5}}$ und somit geringfügiger als bei kollisionslosen Randschichten [LIE05].

2.3 Hohlkathodeneffekt

Die Entladung einer Quelle nach dem elektrostatischen Trägheitseinschlusses zeigt aufgrund der Form und des Betriebsverhaltens Ähnlichkeiten zu einer Hohlkathodenentladung auf. Ein mit dieser Quellenart verwandtes System ist die transparente Hohlkathode [HAR20]. Aus diesem Grund ist die Betrachtung des Hohlkathodeneffektes sehr hilfreich, um diese beiden Quellen miteinander vergleichen zu können.

Die Hohlkathodenentladung kann sowohl in einer planaren als auch zylinderförmigen Anordnung erzielt werden, welche typischerweise an einer Stirnseite geöffnet sind. Die Entladungsart zeichnet sich unter anderem durch einen hohen Ionisationsgrad aus. Ihre Dimensionen richten sich dabei nach dem Druckbereich, der Spannung, dem Betriebsmodus und der Gasart [OKS07]. Die Hohlkathoden können mit einer Gleichspannung sowie mit Spannungssignalen wie Radiofrequenzen oder Rechteckpulsen betrieben werden [HEL06]. Prinzipiell ist zwischen dem Betrieb im Bereich der Glimmentladung, der Hohlkathodenentladung und der Lichtbogenentladung zu unterscheiden [KER91].

Im Bereich der Glimmentladung findet keine Überlappung der Plasmarandschicht innerhalb der Kavität statt. Im Hohlkathodenbetrieb kommt es je nach Spannung, Druck und Geometrie zu einer Überlagerung des negativen Glimmlichts im geometrischen Zentrum der Kathode. In diesem Betriebsbereich besitzen die Elektronen ausreichend Energie, um durch die Kavität bis zur gegenüberliegenden Kathodenseite zu gelangen, an der sie wieder reflektiert werden. Durch diese Pendelbewegung können die Elektronen mehrere Stoßprozesse durchlaufen, wodurch der Entladungsstrom ansteigt [MUH15]. Das Einsetzen des Hohlkathodeneffektes ist charakterisiert durch einen abrupten Abfall der Spannung und durch einen Anstieg des Entladungsstromes [OKS07]. Durch die längere Trajektorie der Elektronen erhöhen sich die Stoßionisationswahrscheinlichkeit und somit die Plasmadichte. Durch die Stöße ändern die Elektronen ihre Richtung, wodurch ein Teil der Elektronen die Hohlkathode an der offenen Stirnfläche verlässt. Die pendelnden Elektronen können bei ionisierenden Stößen nahe der Kathodenoberfläche aufgrund der Beschleunigung durch die Plasmarandschicht eine hochenergetische Elektronengruppe generieren. Weitere Elektronen werden dem System über Sekundärelektronenemission zugeführt. Es wird angenommen, dass die Pendelelektronen die treibende Kraft der Hohlkathodenentladung sind [MUH15]. Muhl und Pérez [MUH15] diskutieren jedoch weiterhin die Möglichkeit, dass nicht die Pendelelektronen, sondern die Mehrfachionisation der Atome den Hohlkathodeneffekt auslöst. Zur Ionisation des Hintergrundgases durch Elektronenstöße ist eine elementabhängige Ionisationsenergie notwendig, welche die Elektronen übersteigen müssen. Diese beträgt z.B. 15,76 eV für Argon. Die pendelnden Elektronen, welche sich stoßfrei in der Hohlkathode bewegen, sind im dauerhaften Wechsel zwischen potenzieller und kinetischer Energie. Die kinetische Energie ist in der geometrischen Mitte einer Hohlkathode am höchsten und in den Umkehrpunkten der Elektronen in der Nähe der Kathodenoberfläche am geringsten. In diesen Umkehrpunkten ist die potenzielle Energie am höchsten; jedoch trägt sie nicht zur Ionisation bei. Aus diesem Grund ist eine Elektronenstoßionisation auf einem

hohen Potential wenig wahrscheinlich. Neu generierte Pendelelektronen besitzen daher zwangsläufig weniger Energie als die initiierenden Pendelelektronen. Neben der Stoßionisation können auch die Sekundärelektronen, welche aus der Kathodenoberfläche durch eine Ionen- oder Elektronenkollision emittieren, die Plasmadichte erhöhen. Da die Beziehung zwischen Plasmadichte und Sekundärelektronenemission linear ist, muss der vorherrschende Entladungseffekt durch die Generierung von mehrfachionisierten Atomen ausgelöst werden. Durch eine Mehrfachionisation steigt die Plasmadichte superlinear an. [MUH15]

Der Arbeitsdruck von Hohlkathoden liegt typischerweise zwischen 10 Pa und 1000 Pa [BLA10]. Das Zünden der Hohlkathodenentladung kann über eine sogenannte Hohlkathodenbedingung quantifiziert werden. Der Hohlkathodeneffekt ist hauptsächlich vom Druck p und dem Durchmesser d_{HK} der Hohlkathode abhängig. Zum Zünden der Hohlkathodenentladung muss das Produkt pd_{HK} aus beiden Parametern nach Blasek und Bräuner [BLA10] zwischen 500 Pa · mm bis 5000 Pa · mm liegen. Schönbach et al. [SCH96], [GEW65] berichten unter Bezug auf Gewartowski [GEW65] bei einem Kathodendurchmesser von 20 mm einen Betriebsbereich der Hohlkathodenentladung zwischen einem pd_{HK} -Wert von 35 Pa · mm und 13,33 kPa · mm im Betrieb mit Argon. [BLA10].

2.4 Doppelschichten im Plasma

Doppelschichten bilden sich zwischen Plasmaregionen mit unterschiedlichen Plasmapotentialen. Zwischen diesen Potentialen existiert ein Gradient, welcher die Elektronen in Richtung des höheren Potentials beschleunigt. Die Beschleunigung der Ionen erfolgt in entgegengesetzter Richtung zu den Elektronen [CHA07]. Der Verlauf des Potentials sowie der Elektronen- und Ionendichte ist in Abbildung 2.5 dargestellt. Durch den jeweils entgegengesetzten Fluss der geladenen Teilchen formt sich eine Ladungsseparation innerhalb des Übergangs der beiden Potentialbereiche [BLO78]. Es bildet sich eine elektronenreiche Schicht auf der Kathodenseite und eine ionenreiche Schicht auf der Anodenseite [AND70]. Diese Bereiche verlaufen parallel zueinander, unterscheiden sich jedoch in dem elektrischen Feld, dem Potentialverlauf und der Raumladungsdichte [BLO78]. Durch die Elektronenstoßionisation wird die Doppelschicht aufrechterhalten [CHA07]. Damit sich eine Doppelschicht innerhalb des Plasmas bildet, müssen drei Grundvoraussetzungen erfüllt sein [BLO78]:

1. Die Quasineutralität innerhalb der jeweiligen Schicht muss verletzt sein.
2. Das elektrische Feld zwischen den Schichten muss stärker sein als außerhalb, sodass das Feld außerhalb erlischt.
3. Der Potentialabfall zwischen den Schichten muss $|\Phi| \geq \frac{k_B T_e}{e}$ sein, wobei T_e die Temperatur des kältesten Plasmas ist, welches an die Schicht angrenzt.

Prinzipiell lassen sich innerhalb der Doppelschicht vier Szenarien der Ladungsträgerbewegungen beschreiben, da diese aufgrund des elektrischen Feldes entweder beschleunigt, abgebremst oder

reflektiert werden. Das elektrische Feld beschleunigt die Elektronen (i), die Elektronen werden durch das elektrische Feld reflektiert (vom positiven Potential kommend) (ii), das elektrische Feld beschleunigt die Ionen (iii) und die Ionen werden im elektrischen Feld reflektiert (iv) (vom negativen Potential kommend). Durch die Reflexion werden die Ladungsträger gefangen. Drei dieser vier Mechanismen sind erforderlich, damit sich eine Doppelschicht ausbildet. Des Weiteren muss die eingeschlossene Dichte an Elektronen sowie Ionen über ein wannenförmiges elektronisches Potential, einen magnetischen Spiegel oder durch Kollisionen mit der damit verbundenen Rückstreuung aufrechterhalten werden. [BLO78]

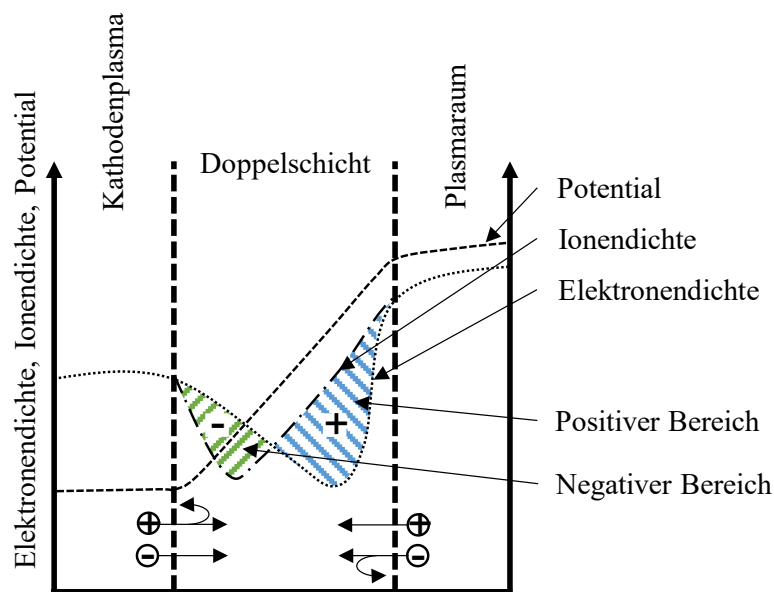


Abbildung 2.5 Doppelschichtausbildung mit der Darstellung der Elektronen- und Ionendichten und dem zugehörigen Potentialverlauf zwischen zwei Plasmabereichen nach [AND70]

Doppelschichtbildungen werden ebenfalls bei Verengungen im Plasmavolumen beobachtet. Diese Verengungen beschleunigen Elektronen ähnlich einer Düse über das Potential. Das über diesen Elektronenstrahl erzeugte Plasma kann wiederum für Substratoberflächenbehandlungen genutzt werden. Die Beschleunigung der Elektronen durch die Doppelschicht weisen Andrew und Varey [AND70] über eine Messung mittels einer planaren Sonde nach. Die beschleunigten Elektronen spiegeln sich in einer hochenergetischen Gruppe in der Elektronenenergie-Verteilungsfunktion wider, welche sich von einer langsamen Elektronengruppe aus dem Plasmavolumen unterscheidet. [AND70]

2.5 Ionisationsmechanismen im Niederdruckplasma

Im Niederdruckplasma unterscheidet sich, aufgrund der verringerten Stoßfrequenz und Energieüberträge der Teilchen in diesem Druckbereich, die Elektronentemperatur deutlich von der Ionentemperatur. Unter Betrachtung der Impulserhaltung gewinnen die Elektronen bei elastischen Kollisionen mit Ionen und Neutralteilchen aufgrund des Masseunterschiedes zwischen Ionen und

Elektronen an Energie. Durch diese unterschiedlichen Geschwindigkeiten ist ein Niederdruckplasma im thermodynamischen Ungleichgewicht. Die Energieverteilung der Elektronen lässt sich über eine Verteilungsfunktion $f(v)$ beschreiben. Diese Verteilungsfunktion kann je nach Plasmazustand mathematisch abgebildet werden [LIE05]. In einem Plasma, in dem die Stöße dominieren und der Ionisationsgrad hoch ist, wird häufig die Maxwell-Boltzmann-Verteilung $f(v)_M$ angenommen [SCH04]:

$$f(v)_M = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi k_B T_e} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{m_e v^2}{2k_B T_e} \right) \quad (14)$$

Hierbei ist m_e die Elektronenmasse, k_B die Boltzmann-Konstante, T_e die Elektronentemperatur, n_e die Elektronendichte und v die Geschwindigkeit der Elektronen. Diese Verteilung berücksichtigt eine konstante Kollisionsfrequenz. Bei einer Druyvesteyn-Geschwindigkeitsverteilung werden ein konstanter Wirkungsquerschnitt angenommen und somit eine konstante mittlere freie Weglänge [LIE05]:

$$f(v)_D = D e^{-Cv^4} \quad (15)$$

D ist hierbei die Normalisierungskonstante und C die Druyvesteyn-Verteilungskonstante. Die Energieverteilung konvergiert nach Maxwell-Boltzmann bei hohen Elektronentemperaturen langsamer gegen Null als die Druyvesteyn-Verteilung [LIE05]. Dieser Effekt spiegelt die vermehrte Anzahl an inelastischen Stößen zwischen Elektronen und dem Hintergrundgas bei der Druyvesteyn-Verteilung wider, wodurch der hochenergetische Elektronenanteil reduziert wird [LEE20]. Diese Verteilungsfunktion tritt bei hohen Drücken mit entsprechend hoher Kollisionsfrequenz [LIE05] sowie bei schwach ionisierten Plasmen auf [BHA17]. Alternativ ist eine Berechnung nach der Boltzmann-Verteilung möglich. Hierbei werden rekursiv Felder und Stöße zwischen Ladungsträgern jeder Spezies berechnet, woraus sich eine mehrdimensionale Differentialgleichung ergibt. Auf die Boltzmann-Verteilung wird zurückgegriffen, wenn ein höherer Anteil an hochenergetischen Elektronen vorhanden ist, bei geringen Drücken und Plasmadichten sowie bei kollisionslosen Heizmechanismen im Plasma. [LIE05]

Ionisierungsmechanismen (Stoßionisationen):

Die Ionisierungsenergie der jeweiligen Elemente hängt von ihrer Kernladungszahl ab. Die notwendige Energie zum Ionisieren von Metallatomen liegt zwischen 6 eV und 6,8 eV und für das Edelgas Argon bei 15,7 eV [HEC16]. In Tabelle 2.1 sind einige der gebräuchlichsten Stoßreaktionen aufgelistet, welche beim Betrieb der IEC-Quelle auftreten können. Die IEC-Quelle wird in einer Argon-Umgebung betrieben. Neben der Ionisation von Argon durch Elektronenstöße treten im Plasma Anregungsvorgänge, inelastische Stöße sowie Penning-Ionisation auf. Die Plasmaquelle soll unter

anderem zur Nachionisation von Metallen eingesetzt werden. Daher sind Ionisationsmechanismen von Chrom repräsentativ für die Ionisation von Metallen aufgelistet.

Tabelle 2.1 Stoßionisationsmechanismen bei der IEC-Quelle mit Nachionisation von Chrom

Stoßreaktionen	Art	Raten- koeffizient	Wirkungs- querschnitt	Notw. Energie	Nachweis
$e^- + Ar \rightarrow e^- + Ar$	Inelastischer Stoß				
$e^- + Ar \rightarrow e^- + Ar^*$	Anregung	[PET13]			[PET13]
$Ar^* + Ar \rightarrow Ar^+ + e^-$	Penning Ionisation				
$e^- + Ar \rightarrow 2e^- + Ar^+$	Elektronenstoßionisation	[LEN88]	[LEN88]	15,76 eV	[LEN88]
$e^- + Ar^+ \rightarrow 2e^- + Ar^{2+}$	Elektronenstoßionisation	[LEN88]	[LEN88]	27,4 eV	[LEN88]
$e^- + Ar^{2+} \rightarrow 2e^- + Ar^{3+}$	Elektronenstoßionisation	[LEN88]	[LEN88]	40,7 eV	[LEN88]
$e^- + Cr \rightarrow 2e^- + Cr^+$	Elektronenstoßionisation	[LEN88]	[LEN88]	6,8 eV	[LEN88]
$e^- + Cr^+ \rightarrow 2e^- + Cr^{2+}$	Elektronenstoßionisation	[LEN88]	[LEN88]	15 eV	[LEN88]
$e^- + Cr^{2+} \rightarrow 2e^- + Cr^{3+}$	Elektronenstoßionisation	[LEN88]	[LEN88]	31 eV	[LEN88]
$Ar^* + Cr \rightarrow Ar + Cr^+$	Penning Ionisation				

Kollisionen im Gasraum:

Kollisionen im Gasraum können zwischen elastischen und inelastischen Stößen unterschieden werden. Prinzipiell gilt bei Stößen das Gesetz der Energie- und Impulserhaltung. Elektronen und vollständig ionisierte Atome übertragen ausschließlich kinetische Energie, wohingegen Atome und teilweise ionisierte Atome über ihre interne Energielevel-Strukturen auch potenzielle Energie übertragen können. Bei einem Stoß bleibt die Gesamtenergie erhalten, die sich aus dem potenziellen und dem kinetischen Anteil zusammensetzt. Durch eine inelastische Kollision reduziert sich die Summe der gesamten kinetischen Energie, und die potenzielle Energie nimmt über Anregungen oder Ionisation zu. Bei einem elastischen Stoß bleibt die Summe der kinetischen Energie erhalten. Mit einem superelastischen Stoß wird der Anteil an kinetischer Energie durch Abregungsprozesse erhöht. Damit sinkt der potenzielle Anteil der Energie. [LIE05], [ARZ73]

Stöße können fundamental durch den Wirkungsquerschnitt $\sigma(v_r)$ abgebildet werden [LIE05]. Der Wirkungsquerschnitt beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der dieser Mechanismus bei der jeweiligen Elektronenenergie eintritt [DÖB95]. Die Funktion der Wirkungsquerschnitte ist abhängig von der Elektronenenergie. Der Term v_r ist die relative Geschwindigkeit der kollidierenden Partikel zueinander und somit ist der Wirkungsquerschnitt abhängig von der Geschwindigkeit sowie den Eigenschaften des Atoms, wie beispielsweise der Größe und dem Ionisationspotential [ARZ73], [LIE05].

Die Kollisionsfrequenz K_f ist das Produkt des Wirkungsquerschnittes σ und der Geschwindigkeit v [LIE05]:

$$K_f = \sigma v \quad (16)$$

Die mittlere freie Weglänge λ_m zwischen zwei Stößen ergibt sich aus der Dichte n_n des Hintergrundgases und dem Wirkungsquerschnitt σ [LIE05]:

$$\lambda_m = \frac{1}{n_n \sigma} \quad (17)$$

Der Reaktionsratenkoeffizient K_R der Elektronenstoßionisation wird durch das Integral der Wirkungsquerschnitte über eine Maxwellverteilung $f(v)$ beschrieben [GUD02]:

$$K_R = \langle \sigma(v)v \rangle_v = 4\pi \int_0^\infty \sigma(v)v^3 f(v) dv \quad (18)$$

Mithilfe der kinetischen Energie ε_{KE} von Teilchen [GUD02]

$$\varepsilon_{KE} = \frac{m_e v^2}{2e} \quad (19)$$

ergibt sich daraus die Reaktionsrate der normalisierten Maxwell-Elektronenenergieverteilung [GUD02]:

$$k_{r,M} = \int_0^\infty \sigma(\varepsilon_{KE}) \left(\frac{8eT_e}{\pi m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\varepsilon_{KE}}{T_e} \exp\left(-\frac{\varepsilon_{KE}}{T_e}\right) \frac{d\varepsilon_{KE}}{T_e} \quad (20)$$

Wobei $\sigma(\varepsilon)$ der Wirkungsquerschnitt abhängig von der Energie, e die Elementarladung, m_e die Elektronenmasse, ε die kinetische Energie der Teilchen und T_e die Elektronentemperatur ist.

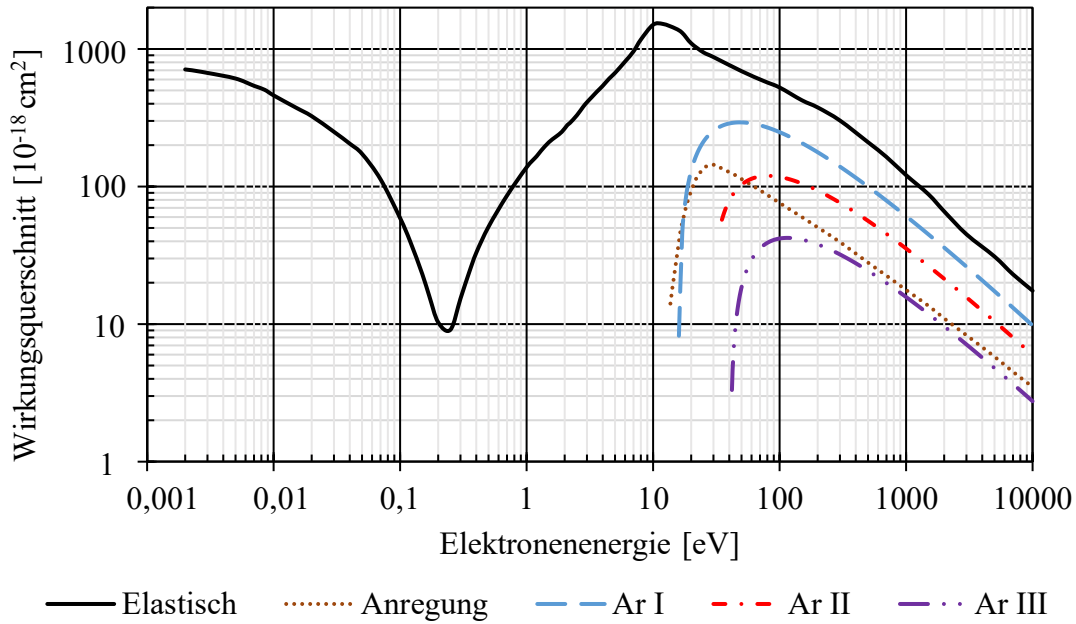


Abbildung 2.6 Wirkungsquerschnitte von Argon bei einem elastischen Stoß, bei Anregung und bei Elektronenstoßionisation von Ar I, Ar II und Ar III nach [LEN88] und [PHE83]

In Abbildung 2.6 sind die elastischen, anregenden und ionisierenden Wirkungsquerschnitte von Elektronenstößen mit Argon über die Elektronenenergie dargestellt. Bei niedrigen Elektronentemperaturen zeigt der Verlauf des elastischen Wirkungsquerschnittes ein Minimum auf, welches als Ramsauer-Townsend-Effekt bekannt ist [RAM21], [LIE05]. Das lokale Minimum beruht unter quantenmechanischer Betrachtung auf der Wechselwirkung der wellenartigen Eigenschaft der Elektronen mit den Atomen, wenn die Wellenlänge in der Größenordnung der Atomgröße liegt. Dieses Phänomen ist vergleichbar mit den de Broglie-Wellen im optischen Licht [YAT18]. Beträgt die Elektronenenergie zwischen 0,3 eV und 10 eV, steigt der Wirkungsquerschnitt vom elastischen Stoß erneut an. Wenn die Relativenergie zwischen dem Elektron und dem Argon-Atom die spezifische Ionisationsenergie von 15,76 eV übersteigt, tritt die Ionisierung ein. Erreicht das Elektron die Ionisationsenergie, steigt der Wirkungsquerschnitt für die Elektronenstoßionisation von Ar^+ innerhalb von 4 eV um eine Zehnerpotenz an, bildet anschließend ein Maximum und fällt letztendlich bei höheren Energien linear ab. Weitere Wirkungsquerschnitte einer Elektronenstoßionisation mit Ar^+ zu Ar^{2+} sowie mit Ar^{2+} zu Ar^{3+} sind ebenfalls in Abbildung 2.6 dargestellt. Je höher die Ionisation ist, desto flacher ist der Wirkungsquerschnittsverlauf und somit eine Ionisierung unwahrscheinlicher. Darüber hinaus steigt die notwendige Ionisierungsenergie an. Analog zum elastischen Stoß ist der Wirkungsquerschnitt bei der Ionisation von der Elektronenenergie abhängig. Jeder Stoß führt zu einem Impulsübertrag zwischen dem Elektron und dem Atom. Bei einem inelastischen Stoß, durch den eine Ionisierung erfolgt, wird die kinetische Energie mindestens um den Betrag der Ionisierungsenergie (potenzielle Energie) reduziert. Nach dem Stoß bewegt sich das Elektron entweder mit der Restenergie weiter, beschleunigt das

herausgelöst Elektron, regt mit der Restenergie das Atom an oder ionisiert es weiterhin. Eine Kombination aus den Mechanismen wird in der Praxis erwartet [DÖB95].

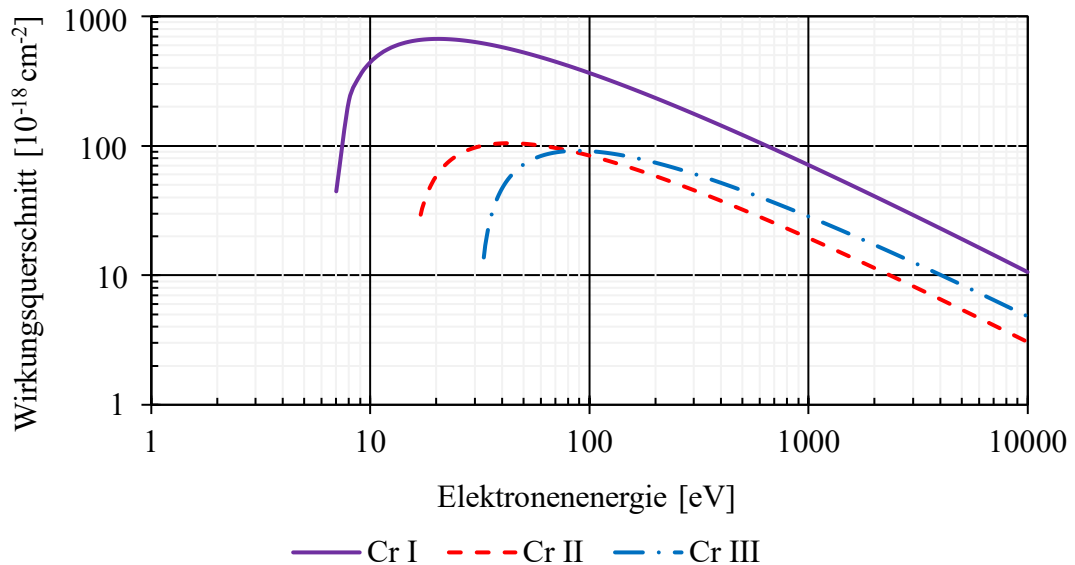


Abbildung 2.7 Wirkungsquerschnitt über Elektronenenergie bei Elektronenstoßionisation von CrI, CrII und CrIII nach [LEN88]

Abbildung 2.7 zeigt die ionisierenden Wirkungsquerschnitte von Chrom. Im Vergleich zu Argon in Abbildung 2.6 ist die Ionisierungsenergie bei Chrom geringer. Der Verlauf im Wirkungsquerschnitt ist im Vergleich zu Argon je Ionisierungsstufe höher. Aus diesem Grund ist eine Ionisierung von Chrom wahrscheinlicher als eine Ionisierung von Argon und bereits bei geringeren Elektronenenergien möglich.

2.6 Plasma-Substrat-Interaktionen

Im Gleichspannungsbetrieb der Magnetron-Kathode mit einer negativen Kathodenspannung werden Ionen in Richtung der Kathode beschleunigt. Bei der Kollision des Ions mit der Kathode zerstäubt das Kathodenmaterial und erzwingt eine Sekundärelektronenemission. Beide Mechanismen werden im Folgenden näher erläutert.

Sekundärelektronen im Hochspannungsbereich

Der grundlegende Mechanismus der Sekundärelektronenemission wird von Sternglass [STE57] beschrieben. Ein auf das Metall auftreffendes bzw. ein in das Metall eindringendes Ion kollidiert im Metallgitter mit Atomen und überträgt die initiale Energie in zwei Prozessen. Bei dem ersten Prozess wird die Energie des Ions an ein Elektron im Festkörper übertragen (inelastischer Stoß). Hierbei kommt es zu einem hohen Energieübertrag. Diese energetischen Elektronen stoßen wiederum mit anderen

2 Plasmaphysikalische Grundlagen

Elektronen zusammen und führen zu einem sogenannten „Knock-on“ mit hoher Reichweite im Metallgitter (genannt Rays). Durch diesen Prozess wird eine Vielzahl an Sekundärelektronen generiert.

Bei dem zweiten Prozess interagiert das Ion mit den Atomen im Festkörper (elastischer Stoß). In diesem Fall wird lediglich eine geringe Energie an die Elektronen übertragen, wodurch diese sich im Material mit geringer Reichweite als Sekundärelektronen bewegen. Bei einem elastischen Stoß überträgt das Ion die Energie in Form von thermischer Vibration an das Atomgitter. Übersteigt die Elektronenenergie nach dem Stoß die Energie der Potentialbarriere der Oberfläche, wird das Elektron emittiert. Nach wenigen Stößen kann die Energie der Elektronen jedoch unterhalb des Wertes der Barriere fallen, sodass keine Emission erfolgt. [STE57]

Die Sekundärelektronenemission, ausgelöst durch auftreffende Elektronen, Ionen, energetische Atome sowie durch Photonen, zeigt eine hohe Abhängigkeit von der initialen Energie der Teilchen und der Oberflächenbeschaffenheit [BOG02]. Die Elektronenausbeute ist des Weiteren abhängig von der Temperatur des Metalls. Der Elektronenertrag nimmt mit steigender Temperatur ab [POM46]. Durch das temperaturbedingte Schwingen des Gitters verringert sich die Reichweite der sogenannten Rays, wodurch die Austrittswahrscheinlichkeit abnimmt. Somit verändert die Temperatur die mittlere freie Weglänge der Elektronen innerhalb des Materials. [STE57]

Die Sekundärelektronenausbeute ist ebenfalls von der Oberflächenbeschaffenheit abhängig [GON17], [BAG00]. Durch Oxide oder Verunreinigungen auf der Oberfläche verändert sich die Transmission bzw. Diffusionslänge der Ionen und Elektronen im Material. Dies führt zu einem höheren Sekundärelektronenanteil innerhalb dieser Schicht und somit zu einer erhöhten Emission. Die Sekundärelektronenausbeute sinkt mit fortschreitendem Abtrag dieser Schicht, z.B. mittels Ionenätzen [STE57]. Bei sauberen Oberflächen kann der Emissionswert um ein Vielfaches geringer sein [SZA89], [BOG02]. Die Oberflächenrauheit kann die Sekundärelektronenausbeute ebenfalls verändern [SZA89], [GON17]. Im Gegensatz zu den oxidischen Oberflächen des Metalls können Kohlenstoffschichten die Elektronenausbeute im Vergleich zu einer sauberen Metalloberfläche verringern [LAR15]. Bei Metallen ergibt sich bei gleichbleibenden Geschwindigkeiten und Ladungen der Ionen nach Sternglass kein Unterschied in der Sekundärelektronenausbeute, welche demnach unabhängig von der Austrittsarbeit und Leitfähigkeit des Materials ist [STE57], [SCH96].

Erhöht sich die Geschwindigkeit der Ionen wächst die Elektronenausbeute linear an. Diese Abhängigkeit beruht auf der Proportionalität der Elektronenemission mit dem elektronischen Bremsvermögen. In Abbildung 2.8 ist die gemessene Elektronenausbeute je Ion bei einem auftreffenden Argon-Ion auf eine Edelstahloberfläche dargestellt. Bei einer Ionenenergie zwischen 1 keV und 20 keV nimmt die Elektronenausbeute je Ion von ca. 0,5 auf über 4 Elektronen je Ion zu [SZA89].

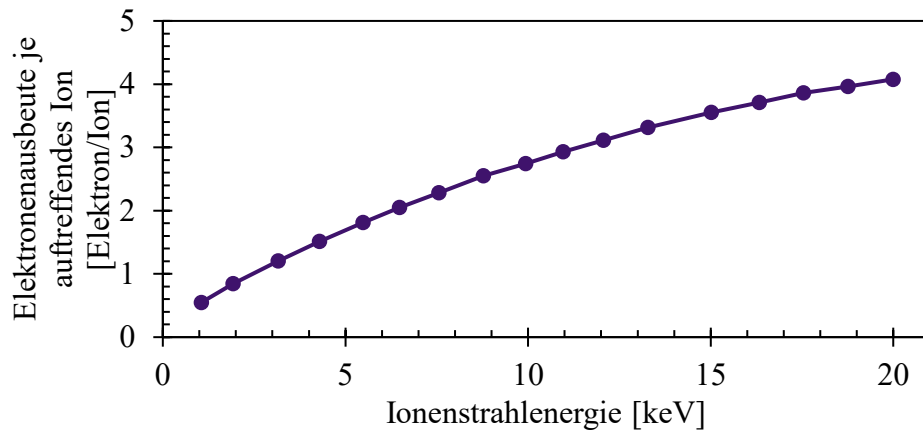


Abbildung 2.8 Elektronenausbeute je auftreffendes Argon-Ion auf eine Edeltstahloberfläche in Abhängigkeit von der Ionenstrahlenergie (nach [SZA89])

Darüber hinaus ist die Sekundärelektronenemission von der Masse, Geschwindigkeit und der Ladung der auftreffenden Ionen auf ein Material abhängig. Bei Ionenenergien unterhalb von 50 keV verändert sich die Ausbeute gegenläufig zu der Ionenmasse [STE57]. Hagstrum [HAG56] betrachtet die Abhängigkeit der Ladung und der Masse der auftreffenden Ionen in Bezug auf die Sekundärelektronenemission. Die Auswertung von der Sekundärelektronenausbeute von einfach und zweifach ionisiertem Argon, Helium und Krypton beim Auftreffen auf eine Molybdänoberfläche ist in Abbildung 2.9 dargestellt.

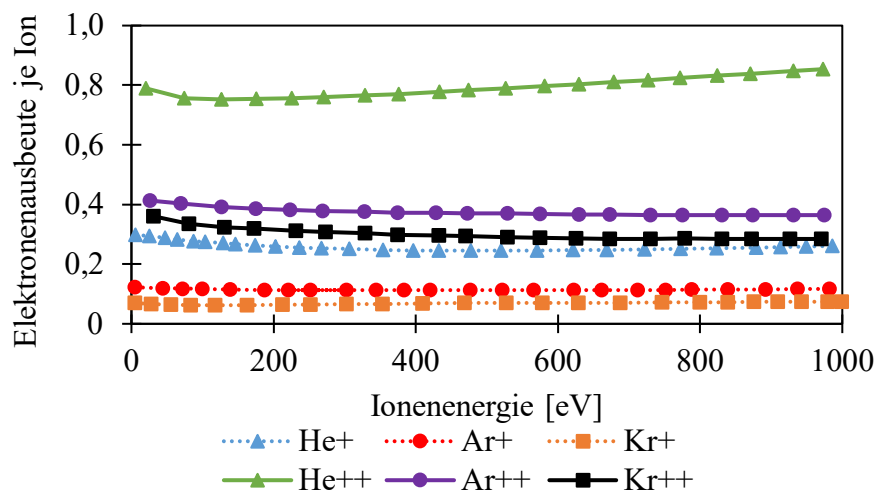


Abbildung 2.9 Sekundärelektronenausbeute je Ion auf eine Molybdänoberfläche mit den Edelgasen einfachionisiertes Ar^+ , He^+ , Kr^+ sowie zweifach ionisiertes Ar^{+2} , He^{+2} , Kr^{+2} nach [HAG56]

Es ist erkennbar, dass die zweifach ionisierten Edelgase zu einer höheren Ausbeute führen als die einfach ionisierten. Hagstrum [HAG56] beschreibt dies durch den Tunneleffekt von Elektronen zwischen der Metalloberfläche und des Ions, mit der Auger-Theorie. Zweifach ionisierte Ionen werden demnach teilweise zu einem angeregten einfach ionisierten Ion neutralisiert, bevor sie die Oberfläche erreichen. Einfach ionisierte Ionen werden analog zu angeregten Atomen neutralisiert. Die zweifach ionisierten Ionen werden nach dem Auftreffen im Material durch einen Auger-Prozess zu einem Ion im

Grundzustand abgeregt und durch eine Auger-Neutralisation zu einem Atom im Grundzustand überführt. Die freiwerdende Energie führt zu einem Energieübertrag auf die Elektronen, welche wiederum aus der Oberfläche emittieren können. Bei einem einfach ionisierten Atom würde entsprechend das angeregte Atom in Summe weniger Energie übertragen, wodurch sich die Sekundärelektronenausbeute reduziert. Die Sekundärelektronenemission ist bei dieser Betrachtung nach Hagstrum [HAG56] abhängig von der Austrittsarbeit des Metalls und unterscheidet sich somit von der Theorie von Sternglass [STE57]. Bei Auger Prozessen übersteigt die Energie der Sekundärelektronen nicht den Wert von $E_i - 2\phi$, wobei ϕ der materialspezifischen Austrittsarbeit entspricht und E_i der Ionisierungsenergie des auftreffenden Atoms [YAM83]. Dies bedeutet, dass erst ein Elektron emittiert werden kann, wenn das Ionisierungspotential einen zweifach so hohen Wert wie die Austrittsarbeit aufweist. Demnach ist die Sekundärelektronenausbeute abhängig von der Materialzusammensetzung, der Kristallorientierung und der Oberflächenreinheit [MUH15]. Die Austrittsarbeit von Wolfram liegt bei ca. 5,62 eV [SKR92] und von Edelstahl 1.4301 bei ca. 4,22 eV [WIL66]. Unter Berücksichtigung dieser Mechanismen lässt sich die Elektronenausbeute durch eine vereinfachte Anpassung über die Kleinste-Quadrate-Methode mit folgender Formel ausdrücken [YAM83]:

$$\text{Elektronenausbeute} = 0,032(0,78E_i - 2\phi) \quad (21)$$

Die Energieverteilung der emittierten Elektronen nach einer Kollision von einfach ionisiertem Argon im Energiebereich von 1 kV bis 3 kV mit einer Aluminiumoberfläche ist in Abbildung 2.10 dargestellt. Es ist ersichtlich, dass die Energieverteilung prinzipiell im gleichen Bereich verläuft, sich jedoch in der Intensität unterscheidet. Mit zunehmender Ionenenergie verringert sich die Energie der Sekundärelektronen im Maximum. Dies impliziert, dass mit zunehmender Spannung der Anteil an Nicht-Auger-Prozessen, wie die kinetische Emission, dominanter werden und den Auger-Prozessen überwiegen. [YAM83]

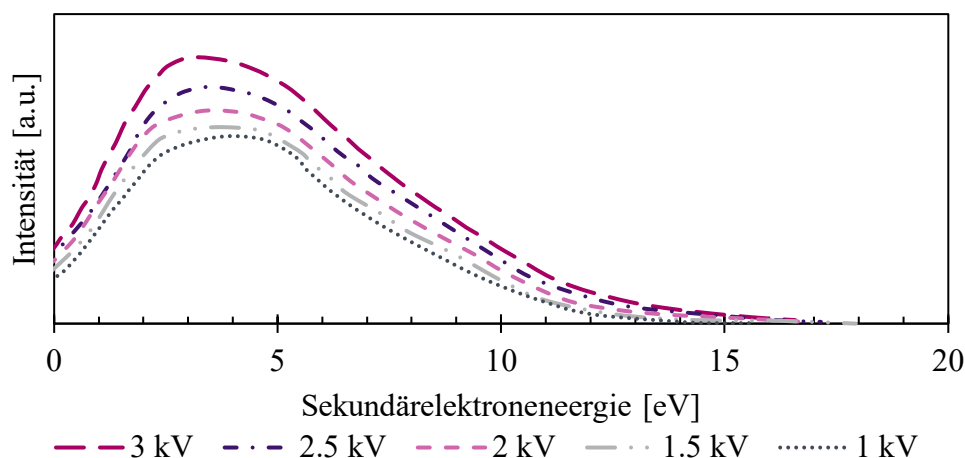


Abbildung 2.10 Energieverteilung der Sekundärelektronen bei Argon-Ionenbeschuss einer Aluminiumoberfläche bei unterschiedlichen Ionenenergien (nach [YAM83b])

Kathodenzerstäubungsausbeute

Beim Kathodenzerstäuben wird die kinetische Energie von Teilchen im Gasraum genutzt, um ein Material für Beschichtungszwecke zu zerstäuben. Dieser Zerstäubungsmechanismus setzt erst ein, wenn die kinetische Energie der Teilchen (Projektile) etwa dem zweifachen Wert der Oberflächenbindungsenergie entspricht [KIE13]. Die Ausbeute bzw. das Verhältnis zwischen auftreffenden Teilchen und zerstäubten Teilchen ist unter anderem von dem Auftreffwinkel, der kinetischen Energie, der chemischen Bindung des Materials, dem Energietransfer bei der Kollision und dem Masseunterschied zwischen Projektil und Material abhängig [KIE13], [HAR06], [MAT09]. Die Zerstäubungsausbeute erhöht sich mit steigender kinetischer Energie des Projektils bis einige hunderte Elektronenvolt linear. Abhängig vom zerstäubten Material und dem Projektil erreicht die Zerstäubungsausbeute im Energiebereich von 1 keV und 10 keV ihr Maximum [KIE13]. Bei Energien des Projektils unterhalb von 1 keV wird der größte Energieanteil auf das erste Atom des Kathodenmaterials übertragen. Dies führt zu sogenannten „Knock-on“-Mechanismen, bei denen die Energie des Atoms von einem zum nächsten Atom weitergegeben wird. Im Energiebereich zwischen 5 keV und 100 keV überträgt sich die Energie in Form von Stoßkaskaden. Die Energie wird dabei über multiple Stöße an das Material übertragen. Ein Atom emittiert aus dem Material, wenn die Energie größer als die Oberflächenbindungsenergie ist [HAR06]. Bei hohen Energien wächst die Eindringtiefe des Projektils im Material, wodurch die Energie tiefer im Material an das Metallgitter übertragen wird. Aus diesem Grund fällt die Zerstäubungsausbeute mit steigender Energie des Projektils nach dem erreichten Maximalwert ab. Bei einem nicht frontalem Auftreffwinkel erhöht sich wiederum die Zerstäubungsausbeute [KIE13]. Der Unterschied zwischen einer frontalen und einer winkligen Kollision des Ions mit der Kathode kann zu einer 2- bis 3-fachen Zerstäubungsausbeute führen [MAT09]. Dringt das Projektil nicht lotrecht zur Oberfläche in das Material ein, so verläuft die Stoßkaskade im Vergleich zu einem frontalem Aufprall näher an der Oberfläche und erhöht somit die Emissionswahrscheinlichkeit. Neben der kinetischen Energie ist die Ausbeute ebenfalls von den Eigenschaften des Materials abhängig, wie von der Elektronenkonfiguration. Bei Übergangsmetallen erhöht sich die Zerstäubungsausbeute mit der Ordnungszahl der Metalle je Periode [KIE13]. Die Material-Projektilpaarung ist auch entscheidend für die Zerstäubungsemission [HAR06]. Bei Legierungen ist die Zusammensetzung des Materials ausschlaggebend. Bei vergleichbaren Ausbeutekoeffizienten der jeweiligen Legierungselemente wird das Material gleichmäßig abgetragen. Unterscheiden sich die Ausbeutekoeffizienten der jeweiligen Legierungselemente erheblich, kann sich die Zusammensetzung der Oberfläche verändern [MAT09]. Die Energieverteilung des zerstäubten Materials ist abhängig von der Energie des Projektils und von den Materialeigenschaften. Die wahrscheinlichste Energie des zerstäubten Materials liegt bei ungefähr der Hälfte der Oberflächenbindungsenergie. Mit einer Zunahme der Projektilenergie steigt die Ausbeute bei vergleichbarer Geschwindigkeitsverteilung. Auch der Auslauf der Verteilungsfunktion nimmt in Richtung höheren Energien um E^{-2} ab, wobei E die Energie der zerstäubten Materialien beschreibt. Mit

höheren Energien des Projektils steigt entsprechend die Anzahl an hochenergetischen zerstäubten Materialien an [BUN94].

2.7 Nachionisation von zerstäubten Kathodenmaterialien

Beim herkömmlichen Kathodenzerstäuben wird an der Kathode eine negative Spannung angelegt. Positiv geladene Ionen beschleunigen in Kathodenrichtung und zerstäuben über ihre Stoßenergie das Kathodenmaterial. Es bildet sich ein Materialfluss von der Magnetron-Kathode zum Substrat. Das zerstäubte Kathodenmaterial verteilt sich nach der Thompson-Energieverteilung. Die am häufigsten vorkommende Energie liegt bei der Hälfte der Bindungsenergie des Kathodenmaterials, z.B. 1,5 eV für Aluminium [HEC16], [HOP98].

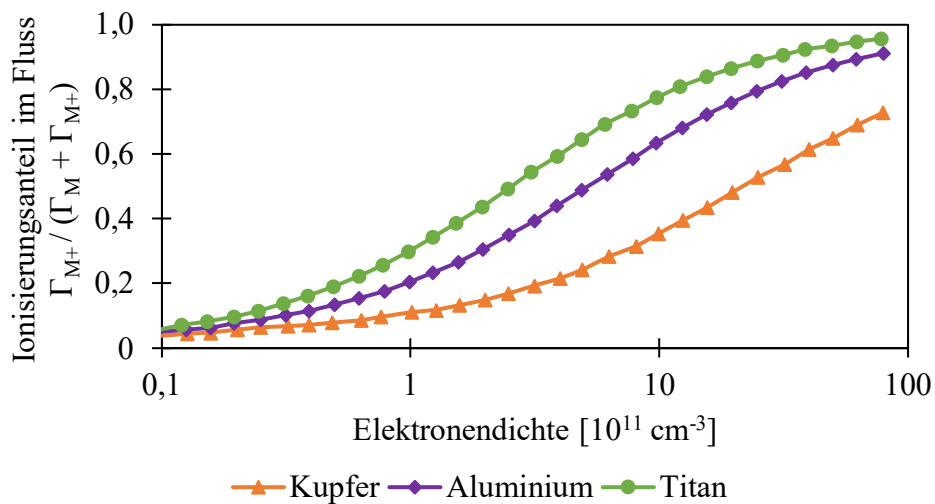


Abbildung 2.11 Ionenanteil im Fluss bei der Ionisation von Metallen über die Elektronendichte nach [HOP98]

Um den Ionenanteil im Materialfluss zum Substrat zu erhöhen, kann das zerstäubte Kathodenmaterial über die Stoßionisation nachionisiert werden [GUD08]. Mit einer angelegten Vorspannung lässt sich die Energie der am Substrat auftreffenden Teilchen steuern, wodurch letztendlich die Schichteigenschaften eingestellt werden können (vgl. Kapitel 3.1) [AND10]. Das Nachionisieren kann unter anderem sowohl über eine Penning-Ionisation als auch über eine Elektronenstoßionisation erfolgen. Welcher der beiden Mechanismen vorherrscht, hängt von der Elektronendichte ab. In Abbildung 2.11 ist der Ionisationsanteil des Flusses zum Substrat in Abhängigkeit von der Elektronendichte im Raum zwischen Kathode und Substrat aufgetragen. Bei einer Elektronendichte von $1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ überwiegt die Penning-Ionisation. Bei dieser Stoßionisation werden Metallionen über Stöße von zum Beispiel angeregtem Argon erzeugt (vgl. Kapitel 2.5). Der Ionenanteil im Fluss für beispielsweise Kupfer, Aluminium und Titan liegt dabei bei Werten von unter 10%. Dieser Ionenfluss ist der typische Ionisationsanteil

beim Kathodenzerstäuben. Mit einem höheren Elektronenanteil wechselt der dominierende Ionisierungsmechanismus von einer Penning-Ionisation zu einer Elektronenstoßionisation. Mit höherem Elektronenanteil im Plasma nimmt die Anzahl an Elektronenstoßionisationen zu und führt gleichzeitig zu einer Verringerung der Anregungsprozesse zwischen Elektronen und neutralen Atomen. Bei einer angelegten Vorspannung am Substrat erhöht sich der Ionenfluss. Demensprechend kann auch bei einem geringeren Ionisationsgrad der Ionenfluss vom zerstäubten Metall deutlich höher sein. [HOP98]

Für die Nachionisation mittels Elektronen beeinflusst die Elektronendichte die mittlere freie Weglänge zwischen den Elektronen und den zerstäubten Metallatomen. Je höher die Elektronendichte ist, desto geringer ist die mittlere freie Weglänge. Ein weiterer Parameter, der die mittlere freie Weglänge beeinflusst, ist die Geschwindigkeit des zerstäubten Kathodenmaterials. Je geringer die Geschwindigkeit ist, desto geringer ist die mittlere freie Weglänge zwischen den Stößen. Bei einem größeren Abstand zwischen der Kathode und dem Substrat nimmt die Stoßanzahl des zerstäubten Materials mit dem Hintergrundgas zu, wodurch das Material thermalisiert wird. Entsprechend verringert sich die Geschwindigkeit im Materialfluss, wodurch die Ionisationsvorgänge durch Elektronenstöße zunehmen. [HOP98]

3 Plasmaquellen und ihre Anwendung

In diesem Kapitel werden industrialisierte Plasmaquellen und deren Kombinationen zur Abscheidung dünner Schichten mittels erhöhten Ionenanteil beschrieben. Die kinetische Energie der Ionen kann mittels einer Substratvorspannung gesteuert werden. In erster Linie wird der Einfluss von energetischen Teilchen auf die Schichtabscheidung diskutiert und mittels Strukturzonendiagrammen visualisiert. Abschließend wird die Funktionsweise der IEC-Plasmaquelle nach dem elektrostatischen Trägheitseinschluss erläutert.

3.1 Schichtabscheidung mit Quellen für hochionisierte Plasmen

Eine Einteilung unterschiedlicher Beschichtungsverfahren sowie Elementarvorgängen am Festkörper in Abhängigkeit von der Energie der Teilchen ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Dabei sind gängige Quellenarten in der Beschichtungstechnik den erwarteten Teilchenenergien zugeteilt. Beispielsweise kann durch die Verwendung von Ionenkanonen die Energie der schichtbildenden Teilchen im Vergleich zu der Energie im klassischen Aufdampfprozess erhöht werden. Bei Ionenenergien zwischen 10^{-2} eV bis 10^{-1} eV wird die Oberflächendiffusion der schichtbildenden Teilchen ermöglicht, wodurch sich bereits eine kontinuierliche Schicht bei geringen Schichtdicken von einigen Nanometern bilden kann. Im Bereich zwischen 10^{-1} eV und 10 eV können Adsorbate wie zum Beispiel Wasser und Gase desorbieren, wodurch der Festkörper gereinigt wird. Die Haftung schichtbildender Teilchen und somit die Schichthaftung auf dem Festkörper ist im Bereich von 10^1 bis 10^2 eV am höchsten. Ab 10^2 eV reicht die Energie der Ionen aus, um den Festkörper zu zerstäuben. Aus diesem Grund nimmt mit höheren Energien der Schichtauftrag ab und der Schichtabtrag zu. [DÖB95]

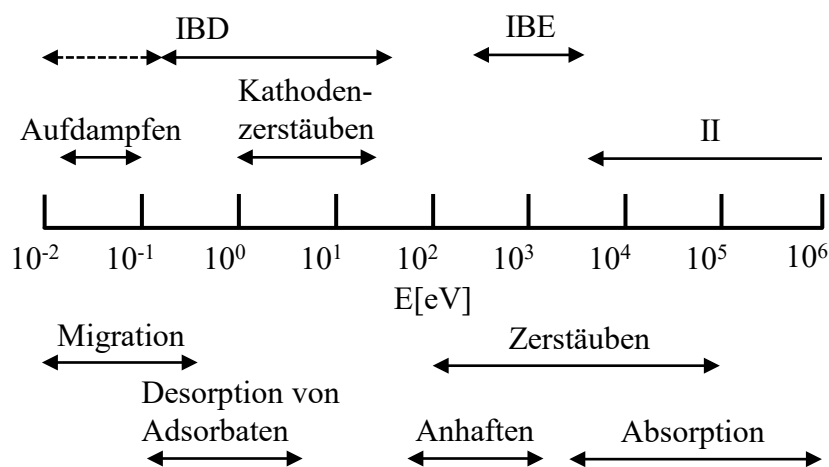


Abbildung 3.1 Einteilung der Beschichtungsverfahren und Eingliederung der Elementarvorgänge am Festkörper in Abhängigkeit von der Energie [DÖB95]

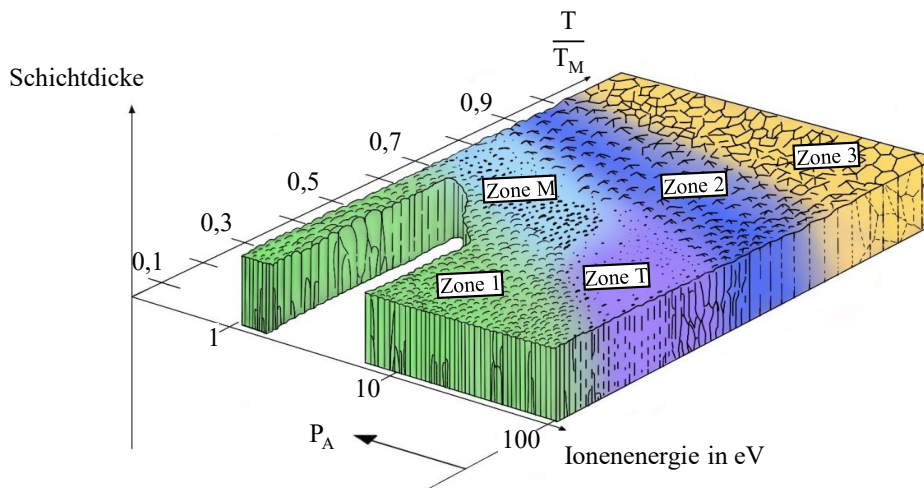


Abbildung 3.2 Strukturzonendiagramm nach Thornton für zerstäubte Materialien in Abhängigkeit von der Temperatur und Energie mit der Ergänzung von Messier und Trolier-McKinstry [MES01]

Bei der Kathodenzerstäubung können die Wachstumsmechanismen der Schicht je nach gewählten Parametern stark variieren. Entsprechend bilden sich unterschiedliche Mikrostrukturen aus, welche die Eigenschaften der Schicht bestimmen. Eine wichtige Betrachtungsweise des Schichtwachstums bietet das Strukturzonendiagramm nach Thornton [THO74], durch das die Abhängigkeit der Struktur vom Druck und von der Substrattemperatur veranschaulicht wird [KIE93]. Thornton stellt dabei vier Zonen vor, in denen sich die Schichtstrukturen voneinander unterscheiden. Dieses Strukturzonendiagramm wird von Messier und Trolier-McKinstry [MES01], wie in Abbildung 3.2 dargestellt, um eine fünfte Zone (Zone M) erweitert. Generell beeinflussen die Parameter Druck P_a und Substrattemperatur T die Mobilität der auftreffenden Teilchen auf der Oberfläche, welche die Schichteigenschaften definieren. Mit steigendem Druck nimmt die Anzahl an Stößen im Gasraum zu, wodurch die Teilchen thermalisieren. In Zone 1, welche sich vorzugsweise bei tiefen Substrattemperaturen und Teilchenenergien bildet, ist die Mobilität der auftreffenden Teilchen gering [KIE93]. In dieser Zone ist die Oberflächendiffusion gering. Es bilden sich in dieser Zone aufgrund von Selbstabschattungseffekten Hohlräume in der Schicht, und die Oberfläche ist typischerweise durch eine raue, blumenkohlartige Oberfläche charakterisiert [KIE93], [MES01]. Lücken in der Schicht trennen dabei amorphe von nanokristallinen Regionen, wodurch die Dichte der Schicht geringer ist als in den anderen Bereichen [MES01]. Bei höheren Substrattemperaturen bildet sich aufgrund der steigenden Mobilität der Teilchen eine kompakte Schicht mit geringer Oberflächenrauheit (vgl. Zone 2). Mithilfe der erhöhten Mobilität der Teilchen lassen sich lange Diffusionswege auf der Oberfläche erzielen, wodurch unter anderem die Rauhtiefen ausgeglichen werden können, solange diese geringer sind als die Schichtdicke. In dieser Zone nehmen die Volumendiffusionen zu. Ab einer materialspezifischen Temperatur rekristallisiert die Schicht (Zone 3). In diesem Bereich sind typischerweise die Schichten kompakt und die Oberflächenrauheit gering [KIE93]. Hier nimmt die Volumendiffusion zu. Zwischen Zone 2 und Zone 1

3.1 Schichtabscheidung mit Quellen für hochionisierte Plasmen

bildet sich nach Thornton [THO74] ein weiterer Bereich (Zone T) aus, in der die Schicht üblicherweise faserförmig und kompakt aufwächst [KIE93]. In diesem Bereich ist die Oberflächenrauheit ebenfalls gering und es bilden sich wie bei Zone 1 amorphe und nanokristalline Strukturen [MES01]. Der Bereich verschiebt sich bei zunehmendem Druck in Richtung höhere Substrattemperatur. Der Grund hierfür sind Kollisionen der Teilchen zwischen der Kathode und dem Substrat, wodurch das zerstäubte Material thermalisiert wird [KIE93]. Foroughi et al. [FOR12] zeigen das Wachstum von Chrom bei unterschiedlichen Argondrücken und beobachten einen Übergang von einer dichten zu einer porösen Schicht bei höherem Druck [FOR12]. Entsprechend ist eine höhere Substrattemperatur notwendig, um die Zone T durch eine ausreichende Teilchenmobilität auszubilden [KIE93]. Die Thermalisierung ist jedoch von weiteren Faktoren abhängig, wie beispielsweise dem Abstand zwischen der Kathode und dem Substrat, dem Druck, den relativen Massen der Teilchen sowie der Kollisionswahrscheinlichkeit [MAT09]. Messier und Trolier-McKinstry [MES01] erweitern das Strukturzonendiagramm um die Zone M, welche innerhalb Thorntons Zone T liegt.

Die Achse über dem Druck wird entsprechend um die resultierende gegenläufige Ionenenergie ergänzt. In Zone M ist die Teilchenenergie nicht ausreichend, um Lücken in der Schicht vollkommen zu schließen. Es bildet sich, anders als in der Zone T, ein streichholzartiges Wachstum der Schicht, wobei sich die jeweiligen Säulen im Wachstum nicht beeinflussen [MES01].

Mit der Entwicklung von plasmagestützten Schichtabscheidetechniken wie dem Kathodenzerstäuben oder Hochleistungsimpulsmagnetron-Kathodenzerstäuben ist eine aufbauende Betrachtung des Strukturzonenmodells notwendig. Ein Konzept hierzu erstellt Anders [AND10] und inkludiert zu dem Strukturzonenmodell plasmaseitige Einflüsse, wie beispielsweise einen Ionenbeschuss, welcher durch eine angelegte negative Spannung am Substrat hervorgerufen wird. Das erweiterte Strukturzonendiagramm ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Bei dem weiterführenden Strukturzonenmodell sind die Achsen derart gewählt, dass sie im direkten Bezug zum Schichtwachstumsprozess stehen. Die abgebildeten Achsen wurden aus Darstellungsgründen aus einer Vielzahl an Einflussparametern gewählt. Die Achsen stellen die Strukturzonen über die generalisierte Temperatur T^* , die normalisierte Energie E^* und die Schichtdicke t^* dar. Die generalisierte Temperatur T^* setzt sich aus der materialspezifischen homologierten Temperatur und der potenziellen Temperatur zusammen. Somit sind die Festkörpererwärmung durch Sublimation, die kohäsive Energie, die Neuordnung der Atome auf dem Substrat und die Neutralisation durch Elektronen an der Substratoberfläche berücksichtigt. Auf der zweiten Achse des Strukturzonendiagramms befindet sich die kinetische Energie E^* , mit welcher die Teilchen (Ionen und neutrale Atome) auf die Oberfläche treffen. Bei den Ionen setzt sich dabei die Energie aus der Anfangsenergie im Plasmavolumen und der Beschleunigung aufgrund einer angelegten Vorspannung am Substrat zusammen. [AND10]

Kateb et al. [KAT19] zeigen in einer Simulation den Einfluss der Ionisation auf die Oberflächenrauheit, die Dichte und auf die Veränderung an der Substrat-Schicht-Schnittstelle. Dabei ist ersichtlich, dass die Oberflächenrauheit durch das Inselwachstum der Schicht bei geringen Ionenenergien gefördert wird.

3 Plasmaquellen und ihre Anwendung

Mit einem höherem Ionenanteil wird das Inselwachstum gehemmt und führt zu einer verzahnten Schnittstelle zwischen Schicht und Substrat. Die erhöhte Mobilität hilft den Oberflächenatomen einen energetischen Vorzugsort zu finden [KIE93]. Ionen können dabei die Bildung von kristallinen Schichten und Texturausrichtungen fördern. Bei geringen Energien kann es zu Gitterfehlern an der Oberfläche kommen, da der Bewegungsbereich der Teilchen auf der Oberfläche vor der Schichtbildung zu gering ist [AND10].

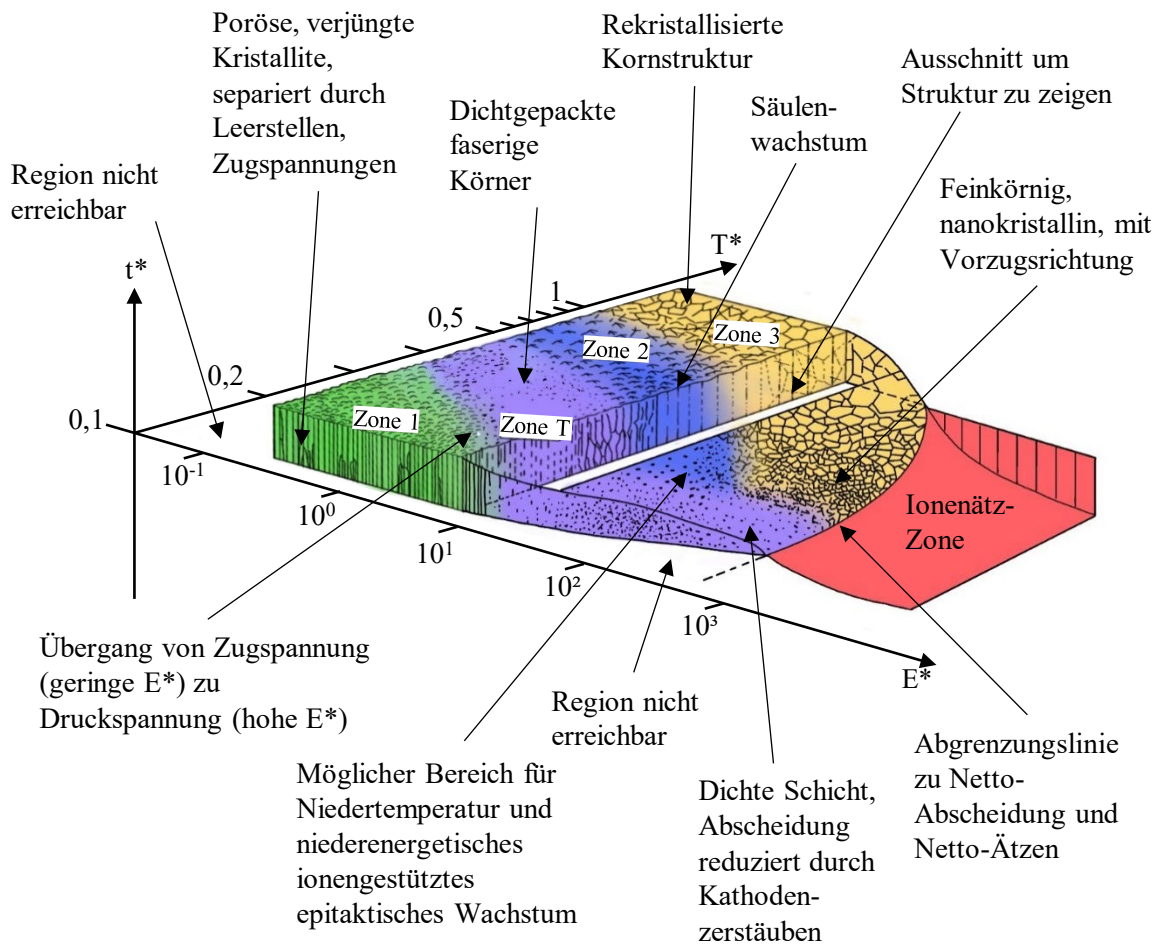


Abbildung 3.3 Weiterentwickeltes Strukturzonendiagramm mit Berücksichtigung von energetischen Atomen und Ionen nach Anders [AND10]

In die Schicht eindringende Ionen und Atome können Stoßkaskaden auslösen, wobei diese ca. 100 fs lang anhalten. Sie verursachen thermische Spitzenphasen in der Größenordnung von 1 ps, wodurch die Bewegung der Atome in dieser Region zunimmt. Nach der Diffusion im Festkörper wird die restliche Energie in Form von thermischer Vibration an das Gitter übertragen (vgl. Kapitel 2.6). Dies hat zur Folge, dass Diffusion, z.B. in Form von Adatombewegungen auf der Oberfläche, weiterhin gefördert wird. Die Größe der potenziellen und kinetischen Energie der einfallenden Partikel beeinflussen die Defekte in der Schicht. Einerseits fördert die kinetische Energie eine Verschiebung der Atome bzw. Gitter und somit Defekte, andererseits führt die freiwerdende potenzielle Energie der Partikel und damit

die thermische Vibration dazu, dass sich diese Defekte wieder auslöchen. Das Verhältnis zwischen Entstehung und Auslöschung sowie die Größe der kinetischen Energie beeinflusst die Vorzugsorientierung des Kristallgitters und die entstehende Eigenspannung in der Schicht. Bei höheren kinetischen Energien wird ein Maximum an Eigenspannung in der Schicht erreicht. Hervorgerufen wird dieses Maximum durch eine hohe Anzahl an Defekten. Dies tritt in einem Bereich auf, in dem die kinetische Energie der Teilchen einen Schwellenwert erreicht, der ausreicht, um in die Schicht einzudringen, jedoch mehr Defekte erzeugt als geheilt werden. [AND10]

3.2 Quellen für hochionisierte Plasmen

Für industrielle Beschichtungsanwendungen hat sich eine Vielzahl an Beschichtungsquellen je nach Anwendungsbereich und Forschungsschwerpunkt durchgesetzt [CON00], [AND05]. Eine Abscheidung mittels Magnetron-Kathoden ermöglicht es, Schichten aus Metallen, Keramiken und Polymeren herzustellen. Je nach Anwendung kann diese Technik jedoch in Bezug auf die Schichthärte, den Verschleiß- und Korrosionsschutz, einen geringen Reibkoeffizienten sowie optische und elektrische Eigenschaften an ihre Grenzen geraten [HEL06]. Mit einer höheren Spannung an den Magnetron-Kathoden steigt die Plasmadichte und erfordert letztendlich eine höhere Kathodenleistung. Der damit verbundene maximale Energieeintrag wird durch die Erwärmung der Kathode begrenzt [GUD12]. Die Plasmadichte kann weiter gesteigert werden, indem der Kathodenbetrieb modifiziert wird, beispielsweise durch eine gepulste Kathodenspannung, einen Betrieb mit Radiofrequenz oder Mikrowelle, eine Erhöhung des magnetischen Einschlusses oder eine Formänderung der Kathodengeometrie.

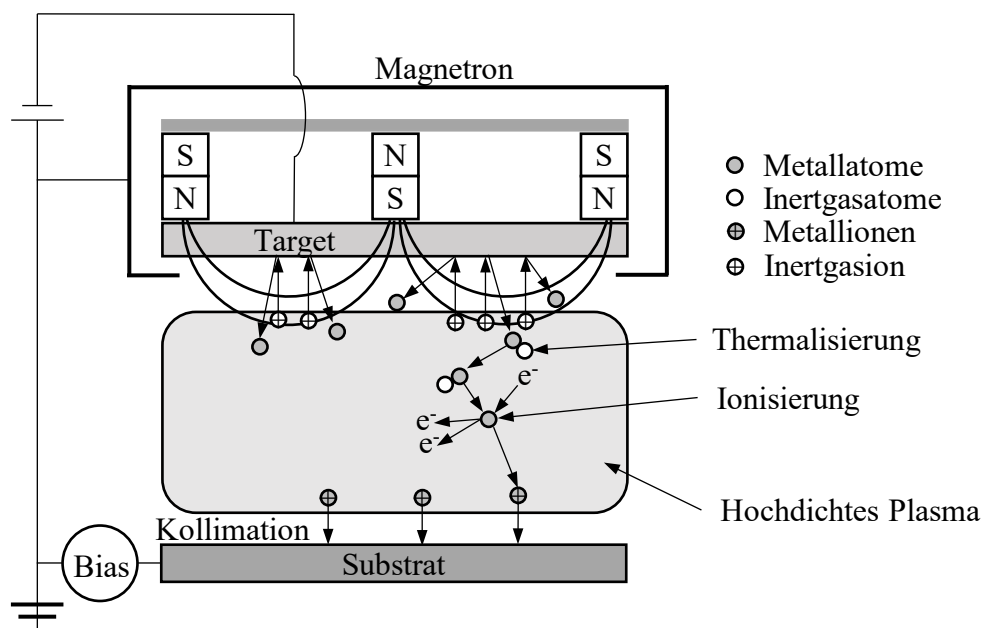


Abbildung 3.4 Magnetron Kathodenzerstäuben mit nachträglicher Ionisation des Metalls im hochdichten Plasma zwischen Magnetron-Kathode und Substrat nach [HOP98]

3 Plasmaquellen und ihre Anwendung

Eine weitere Möglichkeit zur Steigerung der Plasmadichte ist das Nachionisieren des zerstäubten Kathodenmaterials durch eine Sekundärquelle [HEL06]. In Abbildung 3.4 wird der Nachionisationsprozess durch hochdichte Plasmen dargestellt. Mittels einer Magnetron-Kathode wird ein Metall zerstäubt und im Raum zwischen Kathode und Substrat nachträglich ionisiert. Mit einer am Substrat angelegten Vorspannung (substrate bias) beschleunigen die Ionen gerichtet (Kollimation) auf die Oberfläche und bilden dort eine Schicht aus. Um das zerstäubte Material mittels Elektronen zu ionisieren, sind Elektronendichten von $n_e \gg 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ erforderlich. Inertgase wie Argon besitzen eine höhere Ionisationsenergie (15,76 eV) als Metalle; beispielsweise 6 eV für Aluminium. In einem Inertgas-Plasma liegt die Elektronentemperatur bereits oberhalb der notwendigen Energie zur Ionisation der Metallatome. Neben der Ionisation kommt es ebenfalls zu einer Thermalisierung der Metallatome durch Stöße mit den Inertgasatomen um ca. 0,05 eV [HOP98].

Bei Beschichtungsprozessen wird häufig eine reduzierte Abscheidetemperatur, die Beschichtung von strukturierten Substraten mit hohen Aspektverhältnissen und eine erhöhte Mobilität der Ionen auf der Substratoberfläche gefordert. Diese Anforderungspunkte können mit schichtbildenden Ionen und einer Substratvorspannung gesteuert werden [HEL06].

Mithilfe einer negativen Spannung am Substrat lässt sich die Energie der Ionen einstellen und somit auch gezielt die Eigenschaften der Schicht [GUD08]. Durch den hohen Ionenanteil werden beispielsweise die Schichtadhäsion sowie die Mikrostrukturbildung beeinflusst, die Beschichtung von komplexen Geometrien erleichtert, die Reaktivität der Schicht gesteigert und höhere Abscheideraten bei reaktiven Prozessen erreicht [HEL06]. Hierfür wurde der Begriff der ionisierten physikalischen Gasphasenabscheidung (engl. Ionized Physical Vapor Deposition, IPVD) geprägt. Dazu zählen Abscheidetechniken, bei denen die schichtbildenden Teilchen über 50% ionisiert sind [HOP00]. Die Ionisierung lässt sich durch verschiedene Verfahren erzielen. Anders als beim Ionenplattieren, einer ionenunterstützten Abscheidung und einer ionenstrahlunterstützten Abscheidung, werden bei der IPVD-Technik die schichtbildenden Teilchen ionisiert und nicht die abgeschiedenen Neutralteilchen mit Inertgasionen bestrahlt [HOP00], [HEL06]. Bei einigen Quellenarten erfolgt der Nachionisationsprozess des zerstäubten Materials über eine entkoppelte zweite Plasmaquelle [HOP00]. Zu diesen sekundären Quellen zählen unter anderem induktiv und kapazitiv gekoppelte Quellen, Hohlkathoden und Zyklotronresonatoren [HOP00], [GUD08], [HEL06].

Bei anderen Techniken werden die Ionen direkt aus einer Quelle gewonnen, wie beispielsweise aus Hochleistungsimpulsmagnetron-Kathoden (engl. High-Power Impulse Magnetron Sputtering, HiPIMS), dem Lichtbogenverdampfen oder dem selbstunterstützten Kathodenzerstäuben (engl. Self Sustained Sputtering, SSS) [HOP00]. Das Lichtbogenverdampfen zählt nicht zu den IPVD Prozessen, wird jedoch häufig mit in diesen Technikbereich einbezogen [HEL06]. [HEL06], [GUD08], [HOP00]

Kathodenzerstäuben und Ionisieren in einer Quelle

An den Magnetron-Kathoden lässt sich eine höhere Plasmadichte durch eine Steigerung der Kathodenleistung erreichen und somit ein größerer Ionenanteil im schichtbildenden Teilchenfluss. Eine gesteigerte Kathodenleistung intensiviert jedoch ebenfalls den Energieeintrag auf die Kathode, wodurch wiederum die Kathode erhitzt. Bei einer hohen Kathodenleistung lässt sich über einen gepulsten Betrieb (HiPIMS) der Kathode die effektive Leistung senken und somit der mittlere Wärmeintrag auf die Kathode reduzieren. Durch diese Technik sind Leistungsdichten von bis zu 1000 W/cm^2 sowie Plasmadichten von bis zu 10^{19} m^{-3} erzielbar [HEL06]. Der Ionisationsgrad kann bei diesem Prozess bis zu 90% betragen, jedoch sind die Abscheideraten im Vergleich zum Magnetron-Kathodenzerstäuben geringer [BAN09], [BLA10], [EMM08]. Hauptsächlich finden unipolare Pulse Anwendung. Durch Überlagerung lassen sich weitere Pulsmuster erzielen [BAN09]. Die Pulsform, -stärke, -länge sowie -taktrate haben einen entscheidenden Einfluss auf die Schichteigenschaften wie die Oberflächenbeschaffenheit [JIN12], die Kristallorientierung [JIN12], die Mikrostruktur [KLO09], [LUN12], die Stöchiometrie [LIN09], [MAG11], [PAU10a], die Härte [KLO09], [LIN09], [LIN10] und auf die Prozessgrößen wie die Abscheiderate [JIN12], [KUB17], [LIN10], [MIS10], [PAU10b], [LIN12] und die Kathodentemperatur [JIN12], [BLA10].

Eine weitere Möglichkeit bietet das selbsttragende Kathodenzerstäuben. Diese Technik ähnelt dem Magnetron-Kathodenzerstäuben, jedoch versorgt sich das Plasma - nach einer initialen Zündung mit einem Inertgas - mit Ionen durch den Zerstäubungsprozess. Somit wird der Zerstäubungsprozess auch ohne Inertgas aufrechterhalten. Dies erfordert allerdings eine gesteigerte Kühlleistung aufgrund von möglichen Leistungsdichten von bis zu 1000 W/cm^2 . [HEL06]

Die Hohlkathoden-Magnetron-Kathodenzerstäubung tritt ein durch die Veränderung der Kathodengeometrie und somit durch einen stärkeren Einschluss der Ladungsträger. Die zylinderförmigen Quellen sind typischerweise an einer Stirnseite geschlossen und mit der offenen Seite auf das Substrat gerichtet. Durch das Anlegen einer Spannung (gepulst, Radiofrequenz oder auch Gleichspannung) wird innerhalb des Zylinders ein Plasma gezündet [HEL06]. Je nach Druck, Betriebsart und Spannung kann die Hohlkathode im Bereich der Glimmentladung, im Bereich der Hohlkathodenentladung oder durch eine Lichtbogenentladung betrieben werden [MUH15]. Mit der Unterstützung von Magneten oszillieren Elektronen innerhalb des Zylinders, wodurch sich die Wahrscheinlichkeit einer Stoßionisation des zerstäubten Materials oder Hintergrundgases erhöht [HEL06]. Mit dieser Technik sind Plasmadichten von bis zu $5 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ innerhalb der Quelle und am Substrat möglich. An der stirnseitigen Hohlkathodenöffnung bildet sich ein Scheitelpunkt in den Magnetfeldlinien, welche in Kombination mit dem elektrischen Feld den Austritt des Plasmas aus der Quelle in Richtung Substrat beeinflusst [HEL06]. Fietzke und Krätzschar [FIE14] zeigen den gepulsten Betrieb einer Hohlkathoden-Magnetron-Kathode im Lichtbogenbetrieb, die für die Schichtabscheidung eingesetzt wird. Die Untersuchungen offenbaren zwei Ionengruppen, wobei eine hochenergetische Gruppe Energien zwischen 100 eV und 400 eV erreicht. Weitere Studien zeigen, dass

3 Plasmaquellen und ihre Anwendung

mittels dieser Quellentechnik höhere Aspektverhältnisse von Innenkonturen [D'C01], [KLA00], [WAN99], verbesserte Eigenschaften von Barrierschichten [DUL11], höhere Abscheideraten [ZIM12] und angepasste Schichteigenschaften wie beispielsweise Härte [ZIM12] sowie Mikrostrukturen [BAR11], [FIE09], [HUB13] erreicht werden können.

Bei der Lichtbogenverdampfung erhitzt ein Lichtbogen das Kathodenmaterial lokal, wodurch das Material von der festen Phase direkt in die Gasphase übergeht und ionisiert [HEL06]. Dabei wechselt die Plasmadichte von 10^{26} m^{-3} am Punkt des Einschlags auf 10^{18} m^{-3} in Kathodennähe. Die Ionenenergie variiert je nach Kathodenmaterial. Bei Kohlenstoffionen entstehen Ionenenergien von ca. 20 eV und bei Wolfram von ca. 120 eV. Generell sind die Abscheideraten mit 15-20 nm/s hoch im Vergleich zu anderen Techniken. Neben dem entstehenden Plasma kommt es zur Bildung von Makropartikeln, welche als Cluster mit abgeschieden werden [AND14]. Diese Cluster lassen sich durch eine Filtermethode über eine gekrümmte Spule vermeiden. Das magnetische Feld innerhalb der Spule führt lediglich die schichtbildenden Ionen zum Substrat [HEL06]. Mit diesen Filtern reduziert sich hingegen die Abscheiderate um $\frac{3}{4}$ im Vergleich zu einer filterlosen Variante [AND14].

Sekundäre Plasmaquellen zur Nachionisation von zerstäubtem Kathodenmaterial

Das nachträgliche Ionisieren vom zerstäubten Kathodenmaterial mithilfe einer Sekundärquelle zwischen der Zerstäubungsquelle und dem Substrat wird hauptsächlich durch Elektronenstoßionisation erreicht [AND05]. Die Nutzung von Sekundärquellen hat den Vorteil, dass der Ionisationsprozess vom Kathodenzerstäubungsprozess entkoppelt ist und somit die Einstellmöglichkeiten erweitert werden [HEL06]. Die Sekundärquellen eint das Ziel, die Elektronen bis zu der Ionisationsenergie der zerstäubten Metalle zu beschleunigen [AND05].

Eine Möglichkeit ist die Verwendung von induktiv gekoppelten Plasmen (engl. Inductive Coupled Plasma, ICP), die mittels Radiofrequenz (RF)-betriebener Spulen erzeugt werden [HEL06]. Die Elektronen beschleunigen im RF-Feld bis über die Ionisationsenergie der Gasatome [LEE05]. Mit dieser Technik lassen sich Elektronendichten je nach Leistung und Druck, zwischen 10^{16} m^{-3} und 10^{18} m^{-3} erreichen [HEL06]. Durch die Verwendung ICP-unterstützter CVD- und PVD-Prozesse reduziert sich die Abscheidetemperatur des Substrates bei gleichzeitig hohen Abscheideraten ohne Einbußen der Schichteigenschaften [LEE05]. Jung et al. [JUN03] zeigen die Steuerbarkeit der Mikrostruktur und Härte von Chromnitrid-Schichten mittels ICP bei Abscheideraten von 100 nm/min [JUN03].

Neben den Spulen können Mikrowellen über die Elektron-Zyklotron-Resonanz (engl. Electron Cyclotron Resonance, ECR) zur Nachionisation eingesetzt werden. Dadurch sind Plasmadichten bis zu 10^{17} m^{-3} - 10^{18} m^{-3} erzielbar, wobei das Plasmapotential niedrig bleibt [HEL06]. Die Quelle wird in Kombination mit einer eingekoppelten Mikrowellenstrahlung und einem magnetischen Feld betrieben. Freie Elektronen rotieren um die statischen Magnetfeldlinien mit einer von der Magnetfeldstärke abhängigen Frequenz. Die Rotation wird mit einem alternierenden elektrischen Feld der

Mikrowellenstrahlung überlagert, wodurch in Resonanz die Elektronen erhitzen [POP95]. Zhang et al. [ZHA09] zeigen den Vorteil von entkoppelten Systemen mittels ECR bei Titanschichten. Durch die separate Einstellung des Ionenbeschusses und des Schichtwachstums von Titan lässt sich im Vergleich zum Magnetron-Kathodenzerstäuben die Schichtqualität in Bezug auf die Mikrostruktur, Kristallorientierung und Defekte in der Schicht erhöhen [ZHA09].

Eine weitere Möglichkeit den Metallionenanteil beim Magnetron-Kathodenzerstäuben zu erhöhen ist die Verwendung von Hohlkathoden-Magnetrons (HCM) als Sekundärquellen. Dabei kann der austretende Strahl einer Hohlkathode auf das zerstäubte Material gerichtet werden [BAR15]. Die Zusatzquelle dient als Elektronenversorger und erhöht durch Elektronenstoßionisation den Metallionenanteil im zerstäubten Material [BAR18]. Bei dieser Quelle wird durch einen höheren Einschluss der Elektronen ein hochdichtes Plasma innerhalb eines Zylinders gezündet [MUH15]. Barankova et al. [BAR15] vergleichen den Einfluss der zusätzlichen Hohlkathode bei der Betrachtung der Abscheiderate von Titan. Durch den Einsatz der Hohlkathode liegt die Abscheiderate bei 750 nm/min im Vergleich zu 400 nm/min ohne zusätzliche Sekundärquelle [BAR15]. Ebenfalls weisen Barankova et al. [BAR18] durch die Verwendung der Hohlkathode eine Steigerung der Mikrohärtigkeit von Titanitrid-Schichten sowie eine erhöhte Reaktivität und Abscheiderate im Verfahren nach. Darüber hinaus stellen Barankova und Bardos [BAR11] die Unterstützung des Abscheideprozesses mittels einer Hohlkathode im gepulsten Gleichstrombetrieb der Verwendung einer Radiofrequenz gegenüber. Die Abscheidetemperatur im gepulsten Betrieb konnte im Vergleich um 50 K reduziert werden und führte zu einer faserförmigen, kristallinen Mikrostruktur bei Chromschichten. Der Betrieb mit Radiofrequenz unterstützt den reaktiven PVD-Prozess beim Chromnitrid jedoch vielseitiger. Fietzke et al. [FIE09] untersuchen den Einfluss einer zusätzlichen Plasmaaktivierung mittels einer Hohlkathode auf eine durch Verdampfen abgeschiedene Aluminiumschicht. Mithilfe der zusätzlichen Aktivierung durch das Hohlkathodenplasma konnten statt granularer kristalliner Strukturen ebene und dichte nanokristalline Strukturen hergestellt werden.

Eine Quellentechnik, die vor allem zur Abscheidung von oxidischen Schichten verwendet wird, nutzt das Prinzip der eingeschränkten Glimmentladung. Hierbei wird innerhalb der Quelle eine Glimmentladung aufrechterhalten [AND05]. An verkleinerten und elektrisch isolierten Öffnungen bilden sich Doppelschichten (vgl. Kapitel 2.4) [AND70]. Das elektrische Feld innerhalb der Doppelschicht beschleunigt Elektronen, welche die Quelle durch die Öffnungen verlassen [AND70], [AND05]. Die Öffnungen fungieren als Düse für die Elektronen. Darüber hinaus lässt sich die Elektronenenergie über eine zusätzliche Anode erhöhen. Diese hochenergetischen Elektronen ionisieren direkt oder mit Magnetunterstützung das Hintergrundgas. Mit diesem Vorgehen werden Ionenenergien von bis zu 20 eV erzeugt. [AND05]

Einsatz für großflächige Beschichtungsanwendungen

Beim Einsatz von Plasmaquellen oder Plasmaquellenkombinationen in Großraumbeschichtungsanlagen sind im Vergleich zu Laboranlagen weitere Faktoren bezüglich der Wirtschaftlichkeit zu berücksichtigen. Hierzu zählen beispielsweise die Gleichmäßigkeit der Beschichtung über größere Flächenbereiche, die Kosten, der Gasverbrauch, eine limitierte Flexibilität sowie die Verfügbarkeit der Hardware. Das Ziel bei der Anwendung von großflächigen Beschichtungen, wie beispielsweise bei der Wafer-Herstellung oder in der Glasindustrie ist es, eine homogene Schicht über die gesamte Fläche zu erzeugen. Hierfür werden häufig lineare Quellen konzipiert und das Substrat kontinuierlich an der Quelle vorbeigeführt. Eine weitere Möglichkeit ist die Nutzung von parallel geschalteten Punktquellen oder kurzen schlitzförmigen Quellen. Vorteilhaft bei der Quellenseparierung ist die individuelle Einstellbarkeit und somit die Möglichkeit, eine Gradierung der Schichteigenschaften zu erzielen, wie zum Beispiel der Schichtdicke. [AND05]

3.3 Physikalisches Grundprinzip der Plasmaquelle nach dem elektrostatischen Trägheitseinschluss

In diesem Kapitel wird das Funktionsprinzip der Plasmaquelle nach dem elektrostatischen Trägheitseinschluss (engl. Inertial Electrostatic Confinement, IEC) erläutert. Der Strahlmodus der Quelle wird mit den bisher erforschten Abhängigkeiten und Wirkzusammenhängen zwischen Geometrie, Druck und angelegter Spannung beschrieben.

Physikalischer Hintergrund der IEC-Quelle

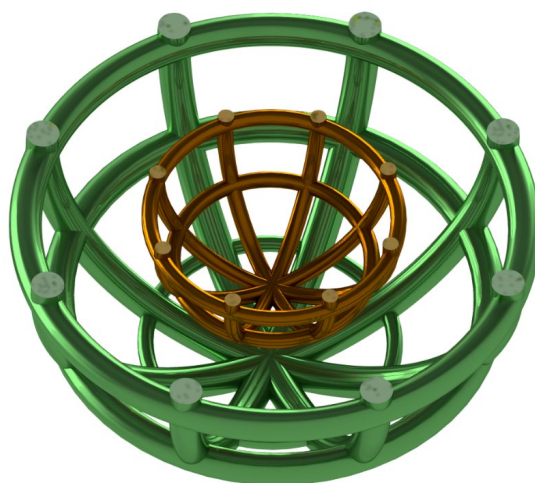


Abbildung 3.5 Schnittansicht einer kugelförmigen IEC-Quelle mit zwei konzentrisch angeordneten Gittern [TIE21]

Die Betriebsweise der IEC-Plasmaquelle kann in einer vereinfachten Betrachtungsweise durch die Illustration von zwei zueinander konzentrisch gelagerten kugelförmigen Gittern mit unterschiedlichem

3.3 Physikalisches Grundprinzip der Plasmaquelle nach dem elektrostatischen Trägheitseinschluss

Durchmesser, wie in Abbildung 3.5 im Halbschnitt dargestellt, beschrieben werden. Mit dem Anlegen einer negativen Spannung an das innere Gitter (Kathode) und mit dem Erden des äußeren Gitters (Anode) wird ein elektrisches Feld zwischen diesen Elektroden erzeugt. Durch dieses elektrische Feld beschleunigen Elektronen zwischen den Gittern und ionisieren mit einem inelastischen Stoß das Hintergrundgas. Die auf diese Weise generierten positiven Ionen beschleunigen mithilfe dieses elektrischen Feldes in Richtung der Kathode und passieren das Kathodengitter durch die Öffnungen in Richtung geometrischer Quellenmitte oder kollidieren mit der Kathode [YAM01]. Wenn die Ionen auf der gegenüberliegenden Seite das Kathodengitter verlassen, werden diese mittels des elektrischen Feldes zwischen den Elektroden abgebremst und wieder in Richtung Kathodenmitte beschleunigt [YAM01]. Die Ionen oszillieren durch das Kathodengitter bis sie i) mit dem Kathodengitter, ii) mit anderen Atomen, iii) mit anderen Ionen kollidieren oder iv) sich rekombinieren. Die Frequenz dieser Oszillation durch das Kathodengitter hängt von der Anfangsgeschwindigkeit der Ionen und von der Beschleunigung zwischen den Gittern ab. Durch die Oszillation erhöht sich die mittlere freie Weglänge. Damit wird im Vergleich zu soliden bzw. nicht transparenten Elektroden eine geringere Spannung bei gleichem Druck für die Zündung der Glimmentladung benötigt [MIL97], [YAM01]. Ebenfalls ist bei einer höheren Kathodentransparenz ein niedrigerer Druck notwendig, um die Entladung zu zünden [MIL97]. Diese Konfiguration, bei der das innere Gitter die Kathode darstellt, ist bekannt als „ioneninduzierte“ (engl. ion injected) IEC. Bei einer umgekehrten Polung der Elektroden beschleunigen Elektronen in Richtung des Zentrums, wodurch die IEC-Quelle „elektroneninduziert“ (engl. electron injected“) betrieben wird [MIL14]. [TIE21]

Betriebsarten und Einfluss von Druck und Geometrie

Abhängig von der Gittergeometrie, dem Druck, der Gasart und der angelegten Spannung kann die IEC-Quelle in folgenden Modi betrieben werden: Zentralpunktmodus (engl. central spot), Sternmodus (engl. star mode) oder Strahlmodus (engl. jet mode). Der Betriebsmodus ist abhängig von der Gittergeometrie. Der Zentralpunktmodus wird bei Kathoden mit geringer Transparenz bzw. geringen Maschengrößen erreicht. Dabei umschließt die Kathode das Plasma vollkommen inmitten der Kathode. Bei größeren Maschenöffnungen oszillieren die Ionen durch das Gitter hindurch und treffen in der geometrischen Mitte der Kathode aufeinander.

Durch Anregungs- und Abregungsprozesse entsteht entlang der Trajektorie der Ionen ein charakteristisches Leuchten, die sogenannten Mikrokanäle (engl. micro channels). Die Mikrokanäle kennzeichnen den Sternmodus. Sie verlaufen durch das Zentrum der Maschen und durch die geometrische Mitte der Kathode. Für den Sternmodus müssen sich demnach die Maschen gegenüberstehen, um eine Trajektorie durch das Gitter zu ermöglichen. Somit ist der Sternmodus von der Symmetrie des Gitters abhängig. Typischerweise treten diese Mikrokanäle bzw. der Sternmodus bei Drücken unterhalb von 1,3 Pa, bei Spannungen geringer als -30 kV und Transparenzen der Kathode von über 95% auf [MIL14]. Im Zentrum der Kathode treffen die Trajektorie der jeweiligen Mikrokanäle

3 Plasmaquellen und ihre Anwendung

aufeinander und verursachen Kollisionen zwischen den Ionen. Dies führt zu sogenannten Strahl-Strahl-Kollisionen, welche für die Generierung von Neutronen und Protonen für die Fusionsanwendung verwendet werden [MIL00].

In Abbildung 3.6 ist eine schematische, zweidimensionale Modellvereinfachung einer IEC-Quelle dargestellt. Mit dem Beaufschlagen einer negativen Spannung auf dem inneren Gitter (Kathode) und der Verbindung des äußeren Gitters (Anode) mit dem Erdpotential bildet sich ein elektrisches Feld zwischen den Elektroden. Es formt sich ein wellenähnlicher Potentialverlauf um die Kathodenstäbe herum. Verläuft die Trajektorie eines Ions nicht zentral durch eine Masche in Richtung Kathodenzentrum, wird es aufgrund der geometriebedingten Verteilung des elektrischen Feldes abgelenkt. Durch die Ablenkung kollidiert das Ion innerhalb weniger Zyklen mit den Kathodenstäben [MIL97].

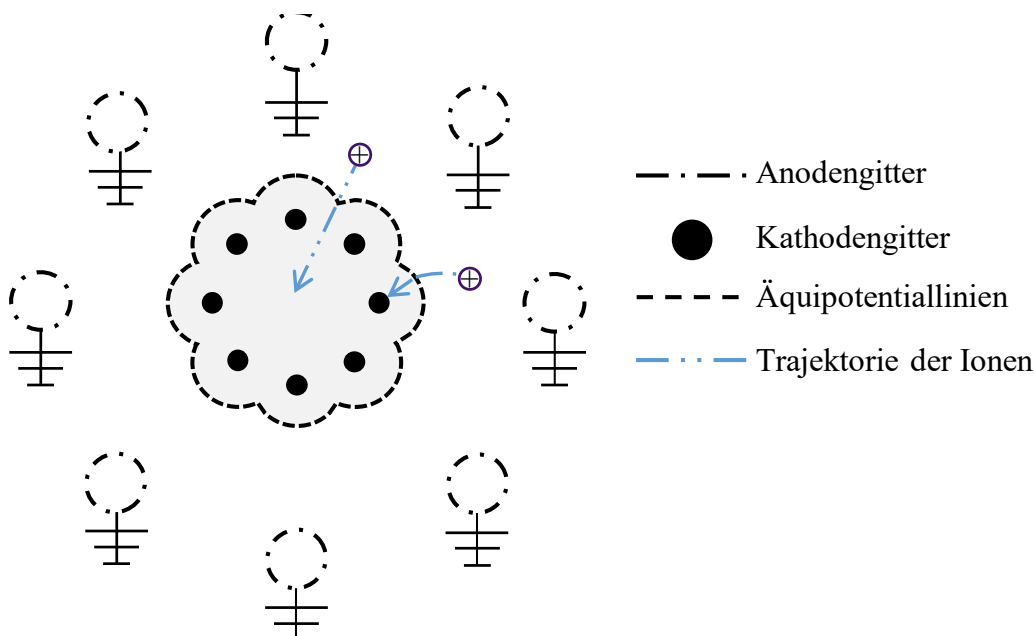


Abbildung 3.6 Schematische Schnittansicht einer ioneninduzierten IEC-Quelle mit resultierenden Äquipotentiallinien (abgewandelt von [MIL14]).

Am Punkt, an dem die Mikrokanäle konvergieren, bildet sich mithilfe des positiven Ladungsträgerüberschusses eine sogenannte virtuelle Anode im Zentrum der Kathode. Das Schema des Potentialverlaufs innerhalb des Kathodengitters ist in Abbildung 3.7 links dargestellt. Durch die virtuelle Anode bildet sich innerhalb des Kathodengitters ein elektrisches Feld. Die innerhalb der Kathode generierten Elektronen werden in Richtung der virtuellen Anode beschleunigt und erzeugen innerhalb des geometrischen Mittelpunktes eine virtuelle Kathode (vgl. Abbildung 3.7 rechts). Yoshikawa et al. [YOS01] konnten mittels einer laserinduzierten Fluoreszenzmessung diese doppelte virtuelle Elektrodenbildung messen. Diese Elektronen können aus der Gasphase über Kollisionsmechanismen oder über Sekundarelektronenemissionen aus der Kathode erzeugt werden [HIR67], [BHA20]. Durch das elektrische Feld zwischen den Elektroden, bei einer angelegten negativen Spannung von einigen kV, ist die Anfangsenergie der Elektronen für gewöhnlich nicht ausreichend, um das Potential zu

überwinden und das Innere der Kathode zu erreichen. Daher können nur Elektronen, die innerhalb der Kathode generiert werden, zur virtuellen Kathode beitragen [MEE73]. Steigt die Dichte der Elektronen innerhalb der Kathode, bildet sich ab einem kritischen Wert eine weitere virtuelle Anode im Zentrum der virtuellen Kathode. Dieser sich stetig weiterentwickelnde Wechsel von virtuellen Anoden und Kathoden ist als Poissor-Konzept (auch: potential well oder poly well) bekannt [BHA19]. Die Bildung einer Poissor-Struktur konnte durch Korrelation zwischen Druck und Spannung bereits mittels einer Particle in Cell (PIC) Simulation einer zylinderförmigen IEC-Quelle von Bhattacharjee et al. dargestellt werden. Demnach erhöht sich die Dichte im Plasmavolumen, die Anzahl an virtuellen Elektroden sowie die Elektronendichte mit einem höherem Potentialunterschied zwischen den Elektroden [BHA20]. [TIE21]

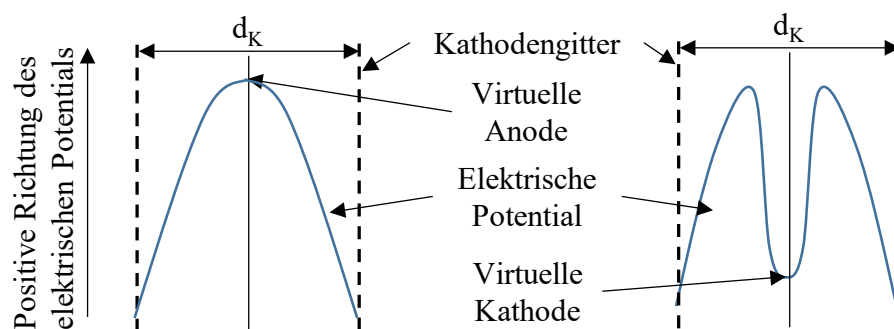


Abbildung 3.7 Schema des virtuellen Elektrodenaufbaus im Kathodenzentrum (d_k entspricht dem Kathodendurchmesser) entlang der Mittelachse von IEC-Quellen mit einer virtuellen Anode links und einer innerhalb der virtuellen Anode entstandenen virtuellen Kathode nach [MIL14]

Neben dem Betrieb mit einem hochsymmetrischen Gitter lässt sich der Strahlmodus der IEC-Quelle erzielen, wenn die Fläche einer Gitteröffnung größer ist als die restlichen Flächen [MIL14]. Je nach Druck und angelegter Spannung an der Kathode können zwei unterschiedliche Strahlmodi erreicht werden: ein Schmalstrahl (engl. Tight Jet) und ein Sprühstrahl (engl. Spray Jet) [MIL14]. Die Bildung beider Strahlarten ist bislang wissenschaftlich nicht vollkommen erforscht, jedoch existieren hierzu unterschiedliche Theorien, welche teilweise durch Messungen oder Simulationen unterstützt werden. [TIE21]

3.4 Stand der Forschung zu IEC-Quellen

Die Bildung des Strahlmodus der IEC-Quelle ist aus physikalischer Sicht noch nicht grundlegend erforscht. Derzeit existieren Hypothesen und Theorien, um die simulierten und experimentell gemessenen Plasmaeigenschaften zu interpretieren. Syring et al. betrachten in ihrer Interpretation ein kinetisches Modell und die Strom-Theorie. Die daraus abgeleitete Theorie besagt, dass Elektronen durch die vergrößerte Öffnung im Kathodengitter den elektrostatischen Einschluss überwinden und durch ihre Konzentration entlang des Austrittes ein elektrisches Feld resultiert. Durch diese elektrische Kraft werden die Ionen aus dem Kathodenzentrum im Strahl mit herausbeschleunigt und es bildet sich ein

Gleichgewichtszustand [SYR13a]. Sobald die Energie der Ionen einen spezifischen Schwellenwert übersteigt, unterbricht der Ladungsträgerfluss. Dieser Prozess wiederholt sich und resultiert in einem gepulsten Betrieb [SYR17]. Ein ähnliches Verhalten wird bei Hall-Antrieben beobachtet [BIZ96]. Miley et al. beschreiben, dass die Ionen dem elektrostatischen Einschluss innerhalb der Kathode aufgrund der Schwachstelle im Potentialfeld an der größten Masche entfliehen können. Die Elektronen werden durch die resultierende elektrische Kraft der Ionen mit aus der Kathodenmitte beschleunigt. Es bildet sich ein nach außen ladungsneutraler Fluss [MIL09]. Chan et al. beschreiben ebenfalls diesen Effekt mit der Annahme, dass aufgrund dieser Schwachstelle im Potentialfeld die Elektronen dem elektrostatischen Einschluss entfliehen können [CHA17], [SYR14]. Eine Messung weist eine Korrelation zwischen dem Druck und der angelegten Spannung und der Energie der Elektronen im Strahl nach und bekräftigt somit diese Theorie [CHA19c]. Basierend auf ihren Untersuchungen stellen Chan et al. die Hypothese auf, dass lediglich hochenergetische Elektronen den Kathodeneinschluss überwinden können, und die Ionen durch Elektronenstoßionisation außerhalb der Kathode generiert werden [CHA19c]. Eine PIC-Simulation unterstützt diese Hypothese [SYR14]. Darüber hinaus stellen Chan et al. eine weitere Theorie unter Berücksichtigung des Momentengleichgewichts auf. Diese Theorie basiert auf der kugelförmigen Doppelschicht (vgl. Kapitel 2.4), die sich innerhalb der Kathode am äußeren Rand des Plasmas bildet. Innerhalb dieser Schicht formen sich eine ionen- und eine elektronenreiche Schicht. Es resultiert ein ambipolares Feld, durch das die Elektronen ausreichend stark beschleunigt werden, um das Hintergrundgas durch Elektronenstöße zu ionisieren. Neben der Kathode selbst kann diese ambipolare Doppelschicht als weitere Einschlussbarriere für die Ionen fungieren. Die Elektronen in der elektronenreichen Schicht können die Schwachstelle in dem elektrostatischen Feld im Bereich der größten Masche überwinden und somit die Kathode an dieser Stelle verlassen [CHA18], [CHA17]. Schrittwieser et al. [SCH17a] zeigen mittels Langmuir-Sonden einen für Doppelschichten typischen Potentialverlauf im Austrittsbereich des Strahls bei einem zur IEC-Quelle verwandtem System. Hardiment und Bowden [HAR19] untersuchen eine zylinderförmige IEC-Quelle, welche als transparente Hohlkathodenentladung beschrieben ist, und weisen ein ähnliches Betriebsverhalten zu einer Hohlkathode nach.

3.4.1 Charakterisierung des Plasmastrahls

Der Tight Jet und der Spray Jet werden neben der theoretischen Interpretation ebenfalls experimentell analysiert. Eine kalorimetrische Messung zeigt eine Auskopplung der Leistung von über 50% bei einer angelegten Leistung von 2 kW über den Strahl [MIL09]. Nadler et al. [NAD98] schließen anhand des Krümmungsvermögens des Strahls durch ein magnetisches Feld auf einen hohen Elektronenanteil im Strahl. Die Ionen könnten demnach erst außerhalb der Kathode durch Elektronenstoßionisation generiert werden. Messungen mittels optischer Emissionsspektroskopie von Syring et al. [SYR17] zeigen im Tight Jet- und Spray Jet-Betrieb auch einen höheren Ionenanteil außerhalb und einen höheren neutralen Anteil innerhalb der Kathode. Hardiment und Bowden [HAR21] konnten zusätzlich mittels optischer

Emissionsspektroskopie die Existenz von schnellen Neutralteilchen nachweisen. Winter et al., Hardiment et al. und Chan et al. zeigen in ihren Forschungen eine starke Abhängigkeit der Strahlbildung vom Gasdruck [CHA16], [WIN19], [HAR19]. Herdrich et al. charakterisieren den Tight Jet [CHA19c], [CHA17], [HER17] als hochenergetischen Elektronenstrahl mit Elektronenenergien von ungefähr 2-3 keV und den Spray Jet [CHA19b] als einen niederenergetischen, quasineutralen Plasmastrahl. Ähnliche Elektronenenergien werden in der Forschung von Winter et al. gemessen, die eine zylinderförmige IEC-Quelle mit axialer Austrittsrichtung verwenden. Durch die Ablenkung des Plasmastrahls im Tight Jet-Modus mit einem Magneten ergibt sich rechnerisch eine Energie von 3,1 keV bei einer angelegten Spannung von ca. -2,3 kV und 5,5 keV bei einer angelegten Spannung von -3 kV, wodurch die Energie abhängig von der angelegten Spannung ist [WIN19]. Die Forschung von Chan et al. [CHA19b] bestätigt die Abhängigkeit der Strahlenergie von der angelegten Spannung. Diese Energie konnte mittels eines modifizierten Faraday-Bechers gemessen werden. Messungen mit einer Faraday-Sonde in einem Abstand von 30 cm zur IEC-Quelle zeigen Elektronendichten im Bereich von 10^{14} m^{-3} sowohl für den Tight Jet, als auch für den Spray Jet-Modus mit Elektronenenergien unterhalb von 1,7 eV [CHA19b].

Weiterhin zeigen Chan et al., dass die Eigenschaften der Quelle nicht nur vom Druck und der angelegten Spannung abhängig sind, sondern ebenfalls von der Gasart [CHA19c]. Neben den Eigenschaften des Strahls im Tight Jet-Betrieb zeigt eine Messung mit einer Faraday-Sonde, dass im Spray Jet das Plasma nah an der Quasineutralität ist, mit einem leichten Überschuss an Elektronen [CHA19b]. Die Ionen können entweder aus der Kathodenmitte entstammen oder außerhalb der Kathode durch die Elektronen erzeugt werden. Sollten die Ionen aus der Kathodenmitte stammen, müsste deren Energie jedoch höher als der Messwert sein [CHA19b].

Winter et al. nutzen eine zylinderförmige IEC-Quelle mit axialem Austritt für die Raumfahrtantriebsforschung. Mithilfe einer Messmethode zur Bestimmung der Schubleistung vergleichen Winter et al. den Schubzuwachs mit und ohne zusätzlichen Plasmaaustritt durch die IEC-Quelle. Mit einer Ausnahme führte die IEC-Quelle lediglich zu einem geringen Schubzuwachs [WIN19]. Diese Studie unterstützt die Theorie eines niederenergetischen Plasmas im Spray Jet-Betrieb.

3.4.2 Einfluss der Geometrie auf das Betriebsverhalten

In den letzten Jahren wurden sowohl kugel- als auch zylinderförmige IEC-Quellen vor allem für die Fusionsforschung sowie für Raumfahrtantriebe untersucht. Seltener werden auch andere Konfigurationen getestet, wie z.B. planare Konstellationen [KNA15]. In Tabelle 3.1 sind Veröffentlichungen zu der IEC-Quelle in Zylinder- sowie Kugelform mit den entsprechenden Forschungsschwerpunkten, Quellengeometrien, Druckbereichen, elektrischen Konfigurationen und getestete Gasarten aufgelistet.

Gegenüberstellung der Bauweise

Die Zylinder- und die Kugelbauweise unterscheiden sich wesentlich in ihrer Kompression des Plasmas, die beim Zylinder zweidimensional und bei der Kugel dreidimensional ist [MIL14]. Strahl-Strahl-Interaktionen, welche für die Fusionsforschung essentiell sind, nehmen aufgrund der geringeren Kompression bei den zylinderförmigen IEC-Quellen im Vergleich zu den kugelförmigen IEC-Quellen ab, jedoch steigt dadurch der Anteil der Strahl-Hintergrund Interaktionen, welche für die Gewinnung von Neutronen und Protonen notwendig sind [MIL14]. Ebenfalls kann bezüglich der Neutronengewinnung angenommen werden, dass sich diese linienförmig über die Zylinderlänge erstreckt [MIL00]. Eine unveränderte Protonenrate bestärkt die Annahme, dass auch bei der Zylinderform die Strahl-Hintergrundgas-Fusionsreaktionen dominanter sind [YAM05]. Miley et al. erkennen, dass es zwischen der Kugel- und der Zylinderform bezüglich der Neutronengewinnung keinen signifikanten Unterschied gibt. Bei der Zylinderform bildet sich jedoch im Vergleich zu einer Kugelform keine virtuelle Elektrode, durch welche letztendlich die Fusionsrate begrenzt wird [MIL00]. Bhattacharjee et al. [BHA19] weisen allerdings mittels Langmuir-Sondenmessungen die Existenz von multiplen virtuellen Elektroden in zylinderförmigen IEC-Quellen nach. Die Ergebnisse des Potentialverlaufs bestätigen die Potentialschalen-Theorie (Poisson-Konzept). Die Plasmarandschicht zeigt einen vergleichbaren Verlauf zu einer Child-Langmuir-Randschicht [BHA19]. Buzarbaruah et al. [BUZ15] sowie Yamauchi et al. [YAM05] konnten jedoch eine bis zu 8-fach höhere Neutronenausbeute bei einer zylinderförmigen IEC-Quelle im Vergleich zu einer kugelförmigen IEC-Quelle beobachten. Beide führen dieses Ergebnis auf die Abwesenheit einer Hochspannungsdurchführung der Kathode zurück, welche bei der Kugelform nicht vermeidbar ist. Durch diese Hochspannungsdurchführung kann eine Asymmetrie im elektrostatischen Feld hervorgerufen werden und somit die Bildung der Potentialschalen (Poisson-Konzept) negativ beeinflussen [BUZ15]. Neben der Hochspannungsdurchführung können ebenfalls gelötete oder geschweißte Verbindungsstellen am Kathodengitter zu Lichtbögen und zu Betriebsinstabilitäten führen [WIN17], [SYR13a].

Der Vorteil der Zylinderform bezüglich der Neutronengenerierung ist, dass die Neutronen homogen entlang der Zylinderachse gewonnen werden und dadurch eine großflächige Untersuchung mithilfe der gewonnenen Neutronen ermöglicht. Eine Anwendung könnte dabei beispielsweise Materialuntersuchungen mittels Neutronen sein. Für den Betrieb ist eine größere Leistung erforderlich als bei der Kugelform [MIL99], [MIL14], [MIL14]. Der Anteil der Neutronen beim radialen Austritt ist im Vergleich zum axialen Austritt geringer [BHA19]. Miley et al. erwähnen auch die Anwendbarkeit der zylinderförmigen IEC-Quellen als Raumfahrtantrieb, wenn der axial austretende Jet genutzt wird oder als Plasmaquelle für Ionenimplantationsprozesse [MIL14].

Einfluss der Geometrie auf den Sternmodus

Neben der Form der IEC-Quelle hat ebenfalls die Geometrie der Anode sowie Kathode einen Einfluss auf das Betriebsverhalten der IEC-Quelle. Der Abstand zwischen der Anode und Kathode kann dabei beispielsweise das Entladungsverhalten beeinflussen. Bei hochsymmetrischen Gittern, die für die Fusionsforschung eingesetzt werden, zeigt sich eine starke Abhängigkeit der Geometrie auf das Betriebsverhalten im Sternmodus. Yamamoto et al. [YAM98] zeigen, dass die Verringerung des Abstandes zwischen den Elektroden von 142,5 mm auf 92,5 mm die Neutronenrate verringert. Zudem ist ein höherer Druck notwendig, um eine gleiche Entladung zu erreichen.

Bei der Kathode beeinflusst unter anderem die Gittertransparenz die Bewegung der Ladungsträger. Eine Simulation (SIMINO code) einer IEC-Quelle mit einer Quellenspannung von -10 kV zeigt die Ionenbewegungen durch das Kathodengitter. Es wird deutlich, dass die Zyklanzahl bzw. die Frequenz der Oszillation der Ionen durch das Kathodengitter von der Trajektorienposition abhängig ist. Je näher sich die Trajektorie an der Kathode befindet, desto geringer ist die Zyklenhäufigkeit bis zu einer Kollision mit der Kathode. Eine Bewegung der Ionen exakt mittig durch die Freiflächen der Maschen im Kathodengitter würde theoretisch eine unendliche Zyklanzahl ermöglichen. Die Simulation zeigt weiterhin, dass sich die höchste Fusionsrate bei einer Gittertransparenz zwischen 84% und 92% einstellt. Die Fusionsrate ist daher abhängig von der Transparenz [BUZ15]. Thorson et al. zeigen, dass das Kompressionsvermögen innerhalb der Kathode abhängig von der Spannung, dem Druck und der Kathodengeometrie ist [THO97]. Miley et al. beschreiben eine starke Abhängigkeit der Reaktionsrate innerhalb der Kathode von dem Anoden/Kathodenradius, dem Durchmesser, der Länge und der Formation der Mikrokanäle [MIL14]. Hirsch et al. zeigen bereits früh einen Zusammenhang zwischen Kathodenradius, Kathodenspannung und Ionendichte im Kern [HIR67].

Einfluss der Geometrie auf den Strahlmodus

Neben der Abhängigkeit der Geometrie auf die Neutronen- und Protonenrate bei hochsymmetrischen Gittern beeinflusst die Geometrie daneben das Austrittsverhalten des Strahls. Winter et al. [WIN17] nutzen einen zylindrischen Aufbau für Raumfahrtantriebe, wobei der axial austretende Plasmastrahl zur Schubgewinnung genutzt wird. Die geometrische Veränderung der Kathode beeinflusst dabei das Betriebsverhalten der Quelle im Strahlmodus. Zwei konzentrisch gelagerte Spiralen bilden bei dieser Quelle die Elektroden, wobei die Kathode innenliegend ist. Bei der Untersuchung des Betriebsverhaltens wurde einerseits die Transparenz über die Windungszahl verändert und andererseits die Durchmesser der Kathode (11 mm, 13 mm und 17 mm) sowie der Anode (58 mm und 75 mm). Die Untersuchungen zeigen, dass die Transparenz die Strom-Spannungs-Kennlinie lediglich gering beeinflusst, jedoch die Quelle mit einer geringen Transparenz stabiler betrieben werden kann. Mit größeren Kathodendurchmessern vergrößert sich der Betriebsbereich, und somit ist die Quelle auch bei höheren Drücken betreibbar. Bei gleichem Druck und gleicher Spannung erhöht sich bei der

3 Plasmaquellen und ihre Anwendung

Zunahme des Kathodendurchmessers der Kathodenstrom und letztendlich die Quellenleistung [WIN17]. Bei einer kugelförmigen IEC-Quelle beobachten Syring et al. ebenfalls diese Abhängigkeit [SYR13b]. Dieser Effekt könnte auf den verringerten Abstand zwischen Anode und Kathode zurückzuführen sein, wodurch zur Zündung ein geringeres Potential notwendig ist [WIN17]. Chan et al. [CHA19a], [CHA16] untersuchen das Betriebsverhalten einer kugelförmigen IEC-Quelle bei der Variation des Kathodendurchmessers. Die Tight-Jet-Formation ist abhängig vom Kathodendurchmesser, dem Druck und der Spannung. Mit größeren Durchmessern der Kathode wird die Bildung des Tight Jet nicht beobachtet. Stattdessen kommt es zu einer unmittelbaren Zündung des Spray Jet-Modus. Mit zunehmendem Kathodendurchmesser verkleinert sich der Betriebsbereich des Tight Jet-Modus bei einer Druck-Spannungs-Variation. Der Übergang zwischen Tight Jet und Spray Jet ist instabil. Neben einem höheren Strom ist für den Spray Jet-Betrieb ein stärkeres Leuchten innerhalb der Kathode charakteristisch [CHA19a]. Weiterhin zeigen Chan et al. [CHA16] eine verbesserte Gefangenschaft der Ionen bei kleineren Kathodendurchmessern. Wie auch bei Winter et al. [WIN17] und Syring et al. [SYR13b] nimmt der Kathodenstrom mit geringeren Kathodendurchmessern bei konstantem Druck und Spannung ab. Der Grund hierfür könnte bei kleineren Durchmessern die zunehmende reale Kathodenoberfläche sein, da Anzahl und Durchmesser der Stäbe beibehalten wurde. [CHA16] Winter et al. zeigen zudem, dass mit größeren Kathodendurchmessern der notwendige Druck zum Zünden des Spray Jet-Modus bei konstanter Spannung sinkt [WIN17].

3.4.3 Erweiterte Konfigurationen

Das Betriebsverhalten der IEC-Quelle kann durch zusätzliche Modifikationen verändert werden. Yamamoto et al. [YAM98] nutzen eine zusätzliche positive Anodenspannung von bis zu 60 V, wodurch sich der Ionisationseffekt verstärkt und ein dichtes Plasma generiert wird. Yamauchi et al. [YAM05] erhöhen den Ionenanteil durch das Anlegen einer negativen Spannung an der Anode und verstärken somit die Neutronenausbeute um den Faktor 1,4. Darüber hinaus wird die Neutronenrate auch durch den Einsatz von Magneten gesteigert [YAM05]. Die Ionendichte kann ebenfalls durch die Zuführung von Elektronen sowie durch die Verwendung von Filamenten erhöht werden [BUZ15], [RAD07]. Yamamoto et al. [YAM98] konnten den Zünddruck mit der Verwendung eines Filaments um das Fünffache reduzieren. Meeker et al. [MEE73] nutzen heiße Kathodenstäbe zur Elektronengenerierung. Dabei dient ein positiv gepulstes Gitter zwischen den Kathodenstäben und dem eigentlichen Kathodengitter als Beschleunigungsgitter. Miley [MIL99] nutzt ein dreifaches Gittersystem zur Erhöhung der Ionenrate bei dem in den zwei äußeren Gittern die Elektronen elektrostatisch eingeschlossen werden. Neben der Zuführung von Elektronen sind zudem Systeme mit Sekundärquellen für die Ionenversorgung bekannt, wie die Verwendung einer Helicon-Plasmaquelle [MIL11] oder einer Magnetron Ionenquelle [TAK06].

Tabelle 3.1 Übersicht der Literatur für die IEC-Quelle nach Quellenform und Forschungsschwerpunkt mit zusätzlicher Quellenkonfiguration sowie elektrische Größen.

Quellenform	Forschungsbereich	Beschreibung	Gitterkonfiguration und Geometrie	Gasart	Druck	Elektrische Konfiguration	Quelle
Kugel	Raumfahrtantrieb	Untersuchung der Strahlbildung	Anodendurchmesser 150 mm, Kathodendurchmesser 50 mm, Öffnung in Anode 75 mm und in Kathode 25 mm, 8 Breitenkreise und 5 Längskreise	Argon, Helium, Stickstoff	1 Pa	-3,5 kV, 100 mA	[SYR17]
Kugel	Raumfahrtantrieb	Untersuchung der Kathodengeometrie	Anodendurchmesser 300 mm, Kathodendurchmesser 100 mm, Öffnungsmasche in Kathode 100 mm, 150 mm Anode, 50 mm Kathode, Öffnungsmasche 50 mm 150 mm Anode, 35 mm Kathode Öffnungsmasche 57,5 mm 8 Breitenkreise und 5 Längskreise	Argon im geringen Druckbereich, Helium, Stickstoff	0,4 Pa bis 0,8 Pa (Tight Jet Bereich) und 4 Pa bis 20 Pa (Spray Jet Bereich)	-3.5 kV, 100 mA	[SYR13b]
Kugel	Raumfahrtantrieb	Untersuchung der Strahleigenschaften	Kathodendurchmesser 63,5 mm (Edelstahl) Kathodenöffnung 19 mm	Wasserstoff, Argon	0,6 Pa bis 8 Pa	Bis -6 kV	[NAD98]
Kugel	Raumfahrtantrieb	Untersuchung des Schubes und der Effizienz	Anodendurchmesser 300 mm Kammerwand. Kathodendurchmesser von 80 mm (Wolfram oder Tantal). Bis 90% Kathodentransparenz. Öffnung in Kathode 10 mm.	Xenon	-	Bis -1 kV, Zusätzlich bis zu +100 V auf ein Gitter am Ausgang zur Beschleunigung	[MIL09]
Kugel	Raumfahrtantrieb	Zusammenfassung zur aktuellen Theorie und Antriebskonzepten	Anodendurchmesser 150 mm, Kathodendurchmesser 50 mm, 8 Breitenkreise und 5 Längskreise	Argon	0,5 Pa	-6,6 kV (15 mA) und -2,4 kV (100 mA)	[CHA18]
Kugel	Raumfahrtantrieb	Untersuchung des Tight Jets mittels Plasmadiagnostik	Anodendurchmesser 150 mm, Kathodendurchmesser 50 mm Stegdurchmesser 1 mm	Argon, Helium	Argon 0,42 Pa bis 0,45 Pa Helium 3 Pa bis 4 Pa	-2 kV bis -7 kV	[CHA19c]
Planar 2D	Raumfahrtantrieb	Comsol Simulation des HIIPER Projekts	Planar mit zusätzlicher Einzellinse			Bis -1 kV	[KEU12]
Zylinder	Raumfahrtantrieb	Spray Mode, Axialer Austritt,	Anode und Kathode in Form einer Helix. Helix außen (Anode): Ganghöhe 10 mm mit einem Drahtdurchmesser von 1 mm (Edelstahl) Helix innen (Kathode): Ganghöhe 2 mm mit einem Drahtdurchmesser von 0,8 mm (Edelstahl) Maximale Höhe bei 45 mm	Luft, Argon	1,3 Pa-266 Pa	Bis -4 kV, DC und gepulst bei 120 Hz, max. 40 mA.	[WIN19]

Quellenform	Forschungsbereich	Beschreibung	Gitterkonfiguration und Geometrie	Gasart	Druck	Elektrische Konfiguration	Quelle
Zylinder (Auch Kugel getestet)	Raumfahrtantrieb	Betriebsverhalten des Strahlenmodus bei Geometrieänderung und OES an Ionenstrahl	Anode und Kathode in Form einer Helix: Helix außen (Anode): Durchmesser von 58 mm und Höhe von 75 mm. Durchmesser des Drahtes 2,1 mm (Kupfer) Helix innen (Kathode): Durchmesser von 11 mm, 13 mm, 17 mm bei 10 Windungen und einem Durchmesser von 11 mm mit 20 Windungen (Edelstahl)	Argon, Luft	1,3 Pa bis 266 Pa	Bis -4 kV, gepulst bei 120Hz, max. 40 mA	[WIN17]
Zylinder längliche Stäbe	Fusion	Untersuchung der zylinderförmigen Quelle als Neutronenquelle bei Geometrieänderung	Anodendurchmesser 350 mm und 250 mm (Zylinder) Kathodengeometrie: 20 mm Durchmesser 250 mm Länge 30 mm Durchmesser, 250 mm Länge 40 mm Durchmesser 350 mm Länge	Deuterium	0,13 Pa bis 1,33 Pa	Bis -200kV	[BUZ15]
Zylinder	Fusion	Identifizierung und Diskussion der notwendigen Parameter für die Neutronengewinnung	Anodendurchmesser 500 mm, 300 mm Länge (Kammer zylinderförmig). Kathodendurchmesser 20 mm und 30 mm sowie je 250 mm Länge (Edelstahl), Transparenzen von 84.7%, 88.5% und 92.3%.	Deuterium	0,09 Pa bis 0,2 Pa	-60 kV bis -80 kV	[BUZ18]
Zylinder	Fusion	Untersuchung des Geometrieinflusses auf die Neutronengewinnung	Anodendurchmesser 270 mm und 380 mm Länge, Kathodendurchmesser 100 mm und 190 mm Länge	Deuterium Helium	0,3 Pa	-50 kV bis -150 kV	[EGL07]
Zylinder	Fusion	Untersuchung der Neutronen/Protonen Ausbeute mit Deuterium	Anodendurchmesser 200 mm und 320 mm Länge, Kathodendurchmesser 40 mm und 380 mm Länge	Deuterium Helium	0,13 Pa bis 6,7 Pa	Bis -70 kV	[YAM06]
Zylinder, längliche Stäbe	Fusion	Experimentelle Untersuchung mittels Langmuir-Sonden und Nachweis der Polywell Theorie	Anodendurchmesser 300 mm Durchmesser und 500 mm Länge (Zylinder). Kathodendurchmesser 30 mm und 250 mm Länge bei 8 Stäben. 95% Kathodentransparenz.	Deuterium	0,13 Pa	Bis -2kV	[BHA19], [BUZ17]
Zylinderähnlich	Fusion	Nachweis von energetischen Neutralteilchen im Sternmodus	Die Anode besteht aus zwei gitterförmigen Halbschalen. Konfiguration 1: Die Kathode besteht aus zwei konischen Drahtgeflechten (Edelstahl), die an der Basis miteinander verbunden sind. Durchmesser 15 mm an der Spitze und 35 mm im Zentrum. Länge von 55 mm Konfiguration 2: Zwei parallel angeordnete Ringe. Ringdurchmesser 20 mm mit einem Abstand von 20 mm	Wasserstoff Deuterium	0,7 Pa bis 2,7 Pa	Bis -10 kV	[SHR06]

Quellenform	Forschungsbereich	Beschreibung	Gitterkonfiguration und Geometrie	Gasart	Druck	Elektrische Konfiguration	Quelle
Kugel	Fusion	Untersuchung der Neutronenrate mit zugeführten Ionen (Magnetron Ionenquelle)	Anode 200 mm Durchmesser (Edelstahlkammer, Kugelförmig) Kathode aus 6 flachen Ringen aus Molybdän mit je einem äußeren Durchmesser von 65 mm, einer Stegbreite von 5 mm und einer Dicke von 0,3 mm	Deuterium	1,5 Pa bis 4 Pa, Sternmodus bei -50 kV und 1,7 Pa	-10 kV bis -70 kV Magnetron -3 kV	[TAK06]
Zylinder	Fusion	PIC Simulation und Plasmadiagnostik der Partikelbewegung sowie Polywell Nachweis	Anodendurchmesser 500 mm und 250 mm Höhe (Kammer) Kathodendurchmesser 30 mm maximal 300 mm lang bei 8 Stäben je 1,2 mm, Transparenz von ca. 95%	Deuterium	Ca. 1,3 Pa	Bis -5 kV	[BHA20]
Kugel	Fusion	Potentialwell Nachweis durch Stark-Effekt und Abschätzung der Neutronenrate	Anodendurchmesser 250 mm (Edelstahl), Anodentransparenz 75%. Kathodendurchmesser 65 mm mit 1 mm Stegbreite (Edelstahl), Kathodentransparenz von 91%.	Deuterium Helium	Zwischen 1,2 Pa und 1,7 Pa	Bis -45 kV	[YAM98]
Zylinder	-	Untersuchung der Anodentransparenz. Anode innenliegend	Anodenkonfiguration 6, 12 oder 24 Stäbe je 1,9 mm Stabdurchmesser, Transparenz der Anode 84%, 92% und 96%, Abstand Anode zu Kathode 4 mm. Kathodendurchmesser 50 mm bei 17 mm Höhe.	Stickstoff	4 Pa bis 93,3 Pa	Bis 400 V	[ABD17]
Zylinder	-	Plasmadiagnostik im Zylinderinneren zum Nachweis der Doppelschicht	Anodendurchmesser 50 mm und 150 mm Länge (zylinderförmige Kammer), Kathodendurchmesser 40 mm und 100 mm Länge	Stickstoff	100 Pa bis 1000 Pa	Bis 1kV	[ABU10]
Zylinder	-	Plasmadiagnostik innerhalb der Kathode	Anodendurchmesser 50 mm und 150 mm Länge (zylinderförmige Kammer), Kathodendurchmesser 40 mm und 150 mm Länge, Kathodentransparenz 90%	Helium	100 Pa bis 600 Pa	1kV	[ABU12]
Planar	Fusion	Simulation (SIMION) einer gitterlosen IEC-Quelle	Gitterlos	Deuterium	10 ⁻⁴ Pa bis 1 Pa	-	[KNA15]
Kugel	Fusion	Energieverteilung der angeregten Atome	Anodendurchmesser 340 mm (Edelstahlkammer) Kathode besteht aus 6 flachen Ringen aus Tantal, wobei der äußere Durchmesser 60 mm ist und der innere 50 mm bei einer Stärke von 0,3 mm. Kathodentransparenz von 96%	Helium Wasserstoff	2,68 Pa	Bis -30 kV	[MAS17]
Zylinder	Fusion	Elektronendichte bei einer Ionen- und Elektronen-induzierten Konfiguration mit und ohne Beschleunigungsgitter, zusätzliche Elektronenquelle	Anodendurchmesser 150 mm und 250 mm Länge (zylinderförmige Kammer) Innerste Elektrode 80 mm Durchmesser und 200 mm Länge mit 8 Stäben je 1,5 mm Durchmesser (Wolframstab mit Rohr aus beschichtetem Nickel), Transparenz 82% Beschleunigungsgitter 5 mm vor der Kathode aus Edelstahl mit 92% Transparenz	Deuterium	0,67 Pa bis 2 Pa	-0,5 kV bis -5 kV	[MEE73]

Quellenform	Forschungsbereich	Beschreibung	Gitterkonfiguration und Geometrie	Gasart	Druck	Elektrische Konfiguration	Quelle
Zylinder	-	Untersuchung der Zylindergeometrie auf das Betriebsverhalten bei axial austretendem Strahl	Anodendurchmesser 116 mm und 100 mm Länge Kathodendurchmesser 58 mm und 100 mm Länge mit und ohne offene Stirnfläche.	Helium und Argon	Geöffnet: 13 Pa bis 33 Pa geschlossen: 5 Pa bis 13 Pa	Bis -10 kV	[HAR20]
Kugel	Fusion	Ionenbewegung innerhalb der IEC-Quelle mit und ohne zusätzlicher Ionenkanone	Anodendurchmesser 460 mm mit 6,35 mm Stegdurchmesser Kathodendurchmesser 95 mm. Kathodentransparenz 94%	Wasserstoff	0,1 bis 7 Pa, Sternmodus bei 0,1 Pa bis 3,33 Pa	Von -10 kV bis -30 kV	[MEY08]

4 Definition der Forschungs- und Entwicklungsarbeiten

Die Inertial-Electrostatic-Confinement-Plasmaquelle ist aktueller Forschungsgegenstand der Raumfahrtantriebstechnik und Fusionsforschung. Die Quellenart hat Potenzial, um für die Oberflächenbehandlung im Niederdruckbereich eingesetzt zu werden. Die potenzielle Anwendung für die Beschichtungstechnik sowie die abgeleiteten Untersuchungsziele werden im Folgenden näher erläutert.

4.1 Motivation zur Nutzung der IEC-Quelle für die Oberflächenbehandlung

Neben der Fusionsforschung und Antriebstechnologie kann die IEC-Quelle ebenfalls für die Beschichtungstechnik eingesetzt werden. Miley und Sved [MIL00] beschreiben eine potenzielle Anwendbarkeit der IEC-Quelle für weitere Bereiche, wie beispielsweise für Schneid- und Schweißanwendungen [MIL00] sowie für Raumfahrtantriebe und für die Ionenimplantation [MIL14]. Eine der IEC-Quelle verwandte Technik ist unter dem Begriff Inverted Fireball bekannt. Mayer et al. [MAY16] nutzen diese Technik um eine diamantähnliche Kohlenstoffschicht auf ein Substrat abzuscheiden. Das zu beschichtende Substrat befindet sich dabei im Zentrum eines feinmaschigen Gitters, welches mit einer positiv gepulsten Spannung beaufschlagt wird. Zwischen der Kammer und dem Gitter resultiert ein elektrisches Feld, welches die Elektronen in Richtung des Gitters beschleunigt. Ein Teil der Elektronen passiert das Gitter durch die Maschen und ionisiert das Hintergrundgas durch eine Stoßionisation. An dem Substrat liegt eine negative Spannung an, wodurch die Ionen in Richtung des Substrats beschleunigen. Mit dieser Technik werden diamantähnliche Kohlenstoffschichten mit einem sp^3 -Anteil von bis zu 50-60 % erreicht [MAY16]. Radel et al. nutzen in ihrer Forschung eine IEC-Quelle um den Effekt von einem Heliumionenbeschuss auf eine Wolframschicht zu untersuchen. Die Schichten finden in Fusionsreaktoren Anwendung. Die Kathode besteht dabei aus einer soliden bzw. nicht transparenten Kathode [RAD07]. Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass der Strahlmodus der IEC-Quelle eine potenzielle Anwendbarkeit für die Materialbehandlung aufzeigt, jedoch bislang noch nicht für die Dünnschichttechnik eingesetzt wurde. [TIE21]

Die IEC-Quelle hat ein großes Potential vielseitig für die Dünnschichttechnik eingesetzt zu werden. Bei dem Betrieb der IEC-Quelle im Stern- oder Zentralpunktmodus kann das Substrat für eine Oberflächenbehandlung oder -beschichtung innerhalb des Kathodengitters platziert werden. Bei der Verwendung des Strahlmodus kann das Substrat in Strahlrichtung außerhalb der Quelle angebracht sein. Forschungen zeigen, dass der Tight Jet ein hochenergetischer Elektronenstrahl ist [CHA19c] und der Spray Jet ein niederenergetischer quasineutraler Plasmastrahl [CHA19b]. Der Plasmastrahl beider Modi kann für die Dünnschichttechnik genutzt werden. Die generierten Elektronen können ein Substrat mit einer positiv beaufschlagten Spannung im Sinne einer Elektronenheizung erwärmen. Die gezielte Ausrichtung des Elektronenstrahls kann das Substrat effizient und lokal erwärmen. Zudem ist die IEC-

4 Definition der Forschungs- und Entwicklungsarbeiten

Quelle im Strahlmodus als direkte Quelle zur plasmaunterstützten chemischen Gasphasenabscheidung (engl. Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition, kurz PECVD) nutzbar. Die Anwendung wäre unabhängig davon, ob die Ionen innerhalb oder außerhalb der Quelle generiert werden. Dies ist derzeit noch eine offene wissenschaftliche Fragestellung. Durch eine Ausrichtung des Strahls auf ein Substrat lässt sich die Substratoberfläche somit vorbehandeln oder direkt beschichten. Bei einer Vorbehandlung wäre eine Anwendung zur Oberflächenaktivierung und -säuberung denkbar. Die generierten hochenergetischen Ionen eignen sich zum Einsatz für Ionenimplantationsprozesse. Diese hochenergetischen Ionen könnten entweder direkt aus der Quelle stammen oder durch eine negativ beaufschlagte Spannung am Substrat beschleunigt werden. Ebenfalls ist es möglich, die IEC-Quelle mit einem Reaktivgas zu betreiben. Die generierten Ionen lassen sich für die Schichtabscheidung nutzen. Eine weitere Möglichkeit ist, die Quelle durch das Zerstäuben des Kathodenmaterials für die physikalische Gasphasenabscheidung zu nutzen. Eine Anwendung wäre dabei beispielsweise Materialien zu zerstäuben, die eine geringe Zerstäubungsausbeute aufweisen.

Der kombinierte Betrieb der IEC-Quelle im Strahlmodus als Sekundärquelle mit einer Magnetron-Kathode kann den Ionisationsgrad im zerstäubten schichtbildenden Teilchenfluss erhöhen. Diese Technik ist bekannt als ionisierte physikalische Gasphasenabscheidung (engl. Ionized Physical Vapor Deposition, kurz IPVD), welche bereits in der Dünnschichttechnologie Anwendung findet. Bei den IPVD-Prozessen wird häufig mit einer weiteren Plasmaquelle das zerstäubte Kathodenmaterial nachionisiert und somit werden die Schichteigenschaften modifiziert (vgl. Kapitel 3.2) [GUD08]. Die IEC-Quelle ist im Falle der IPVD-Anwendung so auszurichten, dass der Strahl das zerstäubte Material zwischen der Quelle für die Kathodenzerstäubung und dem Substrat ionisiert. Ein ähnlicher Aufbau, jedoch mit einer anderen Quelle für die Nachionisation, nutzen Fietzke und Zimmermann [FIE10]. Dabei konnte durch die Verwendung der Zusatzquelle eine höhere Härte, eine homogenere Schichtverteilung auf dem Substrat und dichtere Schichten von CrN nachgewiesen werden [FIE10]. Die Verwendung von IPVD-Prozessen hat für die Schichtabscheidung eine Vielzahl an Vorteilen. Es können geringere Abscheidetemperaturen, gleichmäßigere Schichtdickenverteilung bei komplexen Substraten, höhere Abscheideraten bei reaktiven Prozessen, höhere Schichtqualitäten sowie verbesserte Schichtdichten, -mikrostrukturen und -adhäsionen erreicht werden [HEL06]. Die letzte potenzielle Anwendung der IEC-Quelle im Strahlmodus ist die Schichtnachbehandlung.

Die IEC-Quelle zeichnet sich durch wesentliche Vorteile im Vergleich zu anderen Plasmaquellen aus, zum Beispiel durch einen einfachen und robusten Aufbau sowie ihre Skalierbarkeit. Die IEC-Quelle ist durch die Verwendung einer Gleichspannung prozesstechnisch einfach steuer- und kontrollierbar. Die Komponenten für die Quelle sowie die zugehörige Spannungsversorgung kann deutliche Kostenvorteile im Vergleich zu HiPIMS und Lichtbogenverdampfungsquellen bieten. Daneben kann die Quelle durch ihren kompakten Aufbau auch innerhalb von Beschichtungskammern platziert werden. Die Nutzung der IEC-Quelle im IPVD-Prozess hat den Vorteil einer hohen Abscheiderate durch die Magnetron-Kathode und dem separat einstellbaren Ionisationsgrad des zerstäubten Materials durch die sekundäre

Plasmaquelle. Um die Quelle mit bisherigen Systemen vergleichen bzw. für die Beschichtungstechnik nutzen zu können, ist eine weiterführende Forschung notwendig.

4.2 Fazit und abgeleitete Untersuchungsziele

Aus den Kapiteln 3.4 und 4 geht hervor, dass die IEC-Quelle bereits für die Fusionsforschung untersucht wird und die Forschung bezüglich anderweitiger Anwendungen wie für den Raumfahrtantrieb momentan an Bedeutung gewinnt. Eine explizite Anwendung für die Oberflächenbehandlung durch eine IEC-Quelle, insbesondere der Nutzung des Strahlmodus, ist in der Literatur bisher nicht beschrieben. Aus Tabelle 3.1 geht hervor, dass vermehrt kugelförmige IEC-Quellen untersucht werden, bei denen die Plasmakompression im Vergleich zu zylinderförmigen IEC-Quellen dreidimensional ist [MIL14]. Zylinderförmige IEC-Quellen werden vermehrt für die Fusionsforschung untersucht, und der Strahlmodus erfolgt in axialer Austrittsrichtung [WIN17], [HAR20], [HAR19] unter anderem für die Raumfahrtantriebstechnik. Aus dem Kapitel 4 geht hervor, dass sowohl der Tight Jet-Modus als auch der Spray Jet-Modus Potenzial für Anwendungen in der Oberflächenbehandlung aufweisen. In Kapitel 3.4 werden zudem die Abhängigkeiten vom Betriebsverhalten aufgezeigt.

Die IEC-Quelle weist tendenziell eine starke Abhängigkeit von der Geometrie, wie die Stabkonfiguration und Öffnungsfläche des Gitters sowie vom Druck, der Gasart und der angelegten Spannung auf. Gängige Betriebsbereiche für den Strahlbetrieb sind nach Tabelle 4.1:

Tabelle 4.1 Gängige Betriebsbereiche für die IEC-Quelle nach ihrer Anwendung

	Fusionsanwendung	Raumfahrtantriebe (Strahlmodus)
Druckbereich	0,09 Pa bis 7 Pa	0,4 bis 20 Pa (teilweise bis 266 Pa)
Gasart	Helium, Deuterium, Wasserstoff	Argon, Helium, Luft, Stickstoff, Xenon, Wasserstoff
Spannungsbereich	Bis 200 kV	Bis 8 kV
Strombereich	Wenige mA	Bis 100 mA
Kathodendurchmesser	20 mm bis 100 mm	11 mm bis 80 mm
Anodendurchmesser	150 mm bis 500 mm	58 mm bis 300 mm
Transparenzen	>80%	<90%
Länge (bei Zylinder)	150 mm bis 380 mm	45 mm

In Bezug auf die Oberflächenbehandlung im Niederdruckbereich, insbesondere für die industriellen Beschichtungsanlagen, ist ein möglichst hohes Plasmavolumen im Strahl der IEC-Quelle anzustreben. Kugelförmige bzw. bislang untersuchte zylinderförmige IEC-Quellen weisen ein geringes

4 Definition der Forschungs- und Entwicklungsarbeiten

Plasmavolumen auf. Für die Anwendungszwecke wie in Kapitel 4 hergeleitet, wäre entsprechend ein Plasmaaustritt über die Länge einer zylinderförmigen IEC-Quelle (radial) für die Anwendung im industriellen Bereich notwendig. [TIE21] Eine zylinderförmige IEC-Quelle mit radialem Plasmaaustritt wurde von Petkow und Rouwette patentiert, jedoch sind Betriebsverhalten, Dimensionen und elektrische Konfigurationen nicht bekannt [PET17].

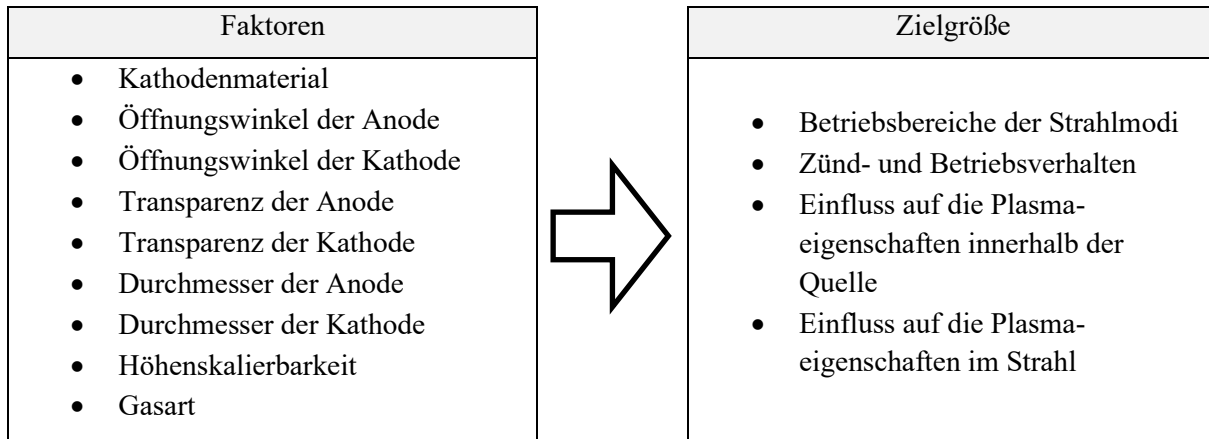


Abbildung 4.1 Übersicht der zu untersuchenden Einflussfaktoren auf die definierten Zielgrößen einer zylinderförmigen IEC-Quelle mit radialem Strahlaustritt

Im Rahmen dieser Arbeit soll auf Grundlage des Anwendungsbereiches und der Literatur eine zylinderförmige IEC-Plasmaquelle mit radialem Austritt entwickelt werden. Mit der Skalierbarkeit der Zylinderlänge lässt sich somit das Plasmavolumen für den Einsatzort einstellen. Ein solches System ist für die Beschichtungstechnik wenig erforscht. Zu der IEC-Quelle (insbesondere für den Strahlmodus) existieren wenig Forschungsergebnisse bezüglich Geometrieinflüssen, Betriebsverhalten, Plasmaeigenschaften des Strahls, Strahlbildung, Betrieb mit unterschiedlichen Gasen, generelle Funktionsweise der Strahlmodi sowie Verteilung der Plasmaeigenschaften im Plasmavolumen. Die Literatur (vgl. Kapitel 3.4) zeigt hingegen einen Einfluss der Kathodentransparenz, der Anoden- und Kathodendurchmesser, der Gasart, des Druckes und der Spannung auf die Betriebsweise der IEC-Quelle. Diese Faktoren sind jedoch nicht ausreichend erforscht. Aus diesem Grund wird in erster Linie auf der Grundlage von gängigen Geometrien und elektrischen Konfigurationen der Hochspannungsversorgung eine Zylindergeometrie abgeleitet. Die zu untersuchenden Faktoren für diese Quellenart auf die definierten Zielgrößen des Systems sind in Abbildung 4.1 dargestellt. Demnach ist die zylinderförmige IEC-Quelle mit radialem Austritt derart auszulegen, um Untersuchungen der Anode und Kathode bezüglich der Öffnungswinkel, der Transparenz und dem Durchmesser zu ermöglichen. Ebenfalls sind die Einflüsse des Kathodenmaterials sowie die Höhenskalierbarkeit zu untersuchen. Für den Betrieb im reaktiven Prozess oder als PECVD-Quelle sind die Betriebsbedingungen repräsentativ mit Acetylen und Stickstoff zu prüfen. Der Einfluss dieser Faktoren wird in dieser Arbeit auf die Betriebsbereiche des Strahlmodus, auf die Zünd- und Betriebsverhalten der Quelle sowie auf innere und äußere Plasmaeigenschaften untersucht. Nach der Analyse dieser

neuartigen IEC-Plasmaquelle sind die Einstellmöglichkeiten entsprechend für die jeweiligen Einsatzgebiete in der Oberflächenbehandlung abzuleiten.

plus $\pm 0.1\%$ FS) ermöglichen den Zufluss von Argon, Stickstoff, Acetylen und Wasserstoff. Der Druck in der Kammer wird über eine Pirani-Druckmesszelle (TPR 280 Pfeiffer Vacuum GmbH; Messbereich $5 \times 10^{-4} - 1 \times 10^3$ hPa; Präzision: $1 \times 10^{-3} - 100$ hPa $\pm 15\%$, Wiederholgenauigkeit: $1 \times 10^{-3} - 100$ hPa $\pm 2\%$) kontrolliert. Die Wiederholgenauigkeit sowie die Präzision der Pirani-Druckmesszelle ist über den getesteten Druckbereich der IEC-Plasmaquelle von 0,1 Pa bis 10 Pa in Abbildung 5.2 dargestellt.

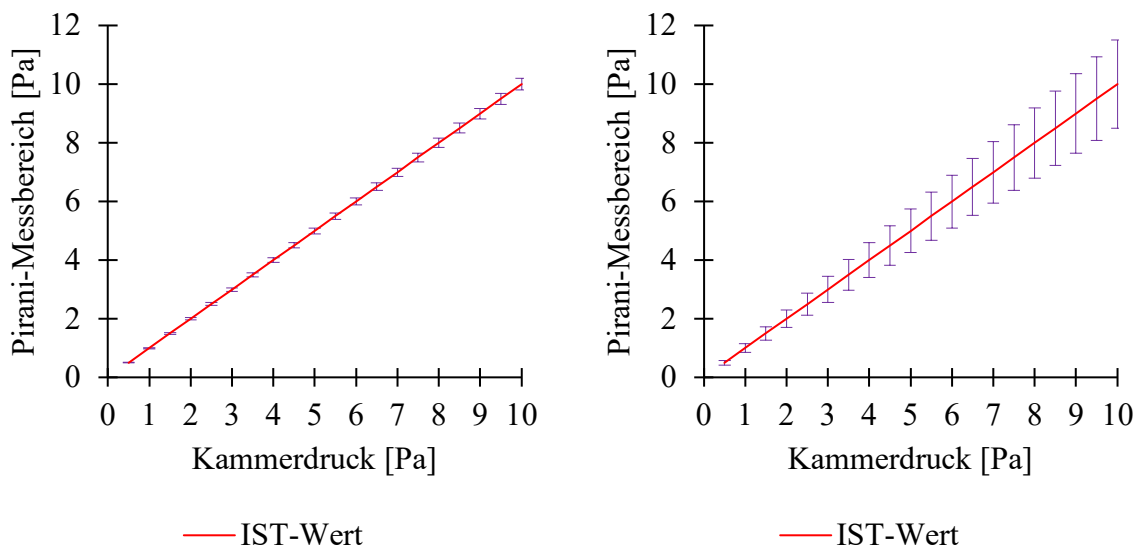


Abbildung 5.2 Wiederholgenauigkeit (links) und Präzision (rechts) der verwendeten Pirani-Druckmesszelle im Druckbereich zwischen 0,1 Pa und 10 Pa

Innerhalb der Kammer befindet sich ein Substrattisch (Winkelgeschwindigkeit ω_1) mit 12 Satelliten (Winkelgeschwindigkeit ω_2) für die Substrate. Die beiden Winkelgeschwindigkeiten können separat eingestellt werden. Die Satelliten sind mit einer gepulsten Stromversorgung (Advanced Energy Industries GmbH Pinnacle+, maximale Spannungsausgabe 650 V negativ gegen Erde, maximaler Strom 30 A bei maximal 350 kHz, Wiederholgenauigkeit $\pm 1\%$) verbunden, um die beschichtungsrelevante Vorspannung anzulegen. Die IEC-Quelle (vgl. Kapitel 6) wird zwischen dem Substrattisch und der Kammerwand montiert und ist über eine Konstruktion in Ausrichtung sowie Position verstellbar (vgl. Kapitel 6.4.1). Neben der IEC-Plasmaquelle sind drei Magnetron-Kathoden (vgl. Abbildung 5.1 Bezeichnung K1, K2 und K3) an der Anlage angebracht. Die Magnete der jeweiligen Magnetron-Kathode sind alternierend zueinander angeordnet, wodurch eine „geschlossene Felder“ (engl. closed field)-Magnetanordnung erreicht wird. Jede Magnetron-Kathode wird mit einer Gleichstrom-Stromversorgung (Advanced Energy Industries GmbH Pinnacle+ maximale Spannungsausgabe 650 V, maximaler Strom 30 A, Gleichstromausgabe 0 kHz, Wiederholgenauigkeit $\pm 1\%$) betrieben.

5.2 Plasmasimulation

Die Bewegung von geladenen Teilchen wurden mittels statischer Particle in Cell Methode [PFL15], [MEL14], [TUR15], [HOF22] simuliert. Im initialen Schritt wird die Simulationszeit t_{sim} in

Zeitinkremente Δt unterteilt mit einer anschließenden einheitlichen Verteilung der Ladungsträger in den Zellen. In Abbildung 5.3 sind die Prozessschritte des Simulationsalgorithmus je Zeitschritt dargestellt.

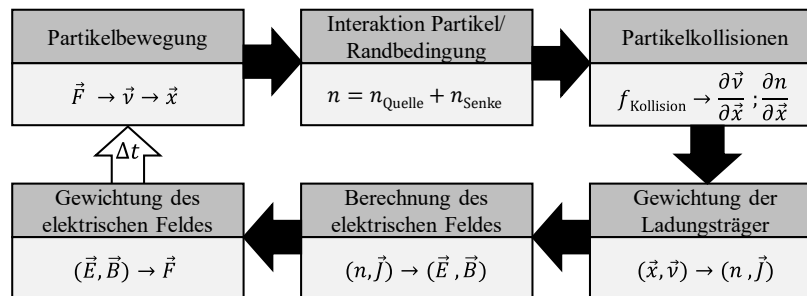


Abbildung 5.3 Sequenzdiagramm eines Zeitschritts eines Teilchens im Particle in Cell Algorithmus (Basierend auf [BIR18], [VER05])

Die Ladungsträger sind initial in einer Zelle verteilt und werden nach ihrer Position innerhalb dieser Zelle gewichtet. Ein beispielhaftes zweidimensionales Gewichtungsschema ist in Abbildung 5.4 mit einem Teilchen dargestellt.

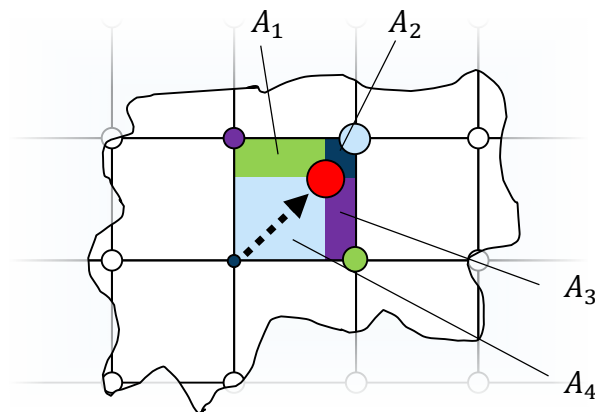


Abbildung 5.4 Exemplarisches zweidimensionales Gewichtungsschema in dem die Ladungsträgerverteilung im Vergleich zu den Knotenpunkten von der Teilchenposition abhängt.

Die Zuordnung der Ladungsträger zu dem nächsten Knotenpunkt wird über segmentierte Flächen A_i innerhalb der Zelle entschieden. Diese segmentierten Flächen ergeben sich abhängig von der Position des Teilchens wie folgt [BIR18]:

$$A_1 = h_x(1 - h_y) \quad (22)$$

$$A_2 = (1 - h_x)(1 - h_y) \quad (23)$$

$$A_3 = (1 - h_x)h_y \quad (24)$$

$$A_4 = h_x h_y \quad (25)$$

Die Variablen h_x und h_y kennzeichnen die Trajektorien der Teilchen in X- und Y-Richtung im Bezug zu der ursprünglichen Zelle. Das Potential, welches sich an einem Knotenpunkt einstellt, berechnet sich aus der Summe aller Ladungsträger in einer Zelle unter Berücksichtigung der Gewichtung. Dies ermöglicht eine Zuordnung von elektrischen Feldern zu einem Knotenpunkt und zu der Bewegung der einzelnen Teilchen. Erreicht ein Teilchen eine neue Position, werden Interaktionen zwischen den Teilchen und der Randbedingung, wie beispielsweise der Zufluss von neuen Teilchen über die Grenzen der Zelle und die Absorption, geprüft. Im nächsten Schritt wird die Auftreffwahrscheinlichkeit für jedes in der Zelle befindliche Teilchen evaluiert. Dies führt zu einer Änderung des Makropartikelmoments. Durch die höhere Mobilität der Elektronen im Vergleich zu beispielsweise Ionen, ist es nicht notwendig in jedem Zeitschritt die Ionenbewegung zu bestimmen [BIR18].

5.3 Plasmadiagnostik

Das Plasma innerhalb der Kathode wurde mittels optischer Emissionsspektroskopie untersucht. Dafür sind geeignete Zugänge an der zylinderförmigen IEC-Quelle berücksichtigt. Die Nutzung der optischen Emissionsspektroskopie ist hinsichtlich der Informationsgewinnung über die Plasmaeigenschaften innerhalb der Quelle vorteilhaft. Der Einsatz von Langmuir-Sonden wäre aufgrund der Kathodendimensionen sowie der anliegenden Spannung bis zu -20 kV erschwert. Des Weiteren könnten Ergebnisse aufgrund der Störung der virtuellen Elektroden zu fehlerhaften Interpretationen führen. Anders verhält es sich bei der Vermessung bzw. Diagnostik des austretenden Plasmastrahls. Hierfür wurden vier Langmuir-Sonden verwendet, die über die Zylinderhöhe verteilt angeordnet sind.

5.3.1 Optische Emissionsspektroskopie

Bei der optischen Emissionsspektroskopie (OES) werden Wellenlängen erfasst, die für jedes Element je nach elektrischer Struktur charakteristisch sind [KEI18]. Die Photonen werden dabei von Molekülen und Atomen während ihres Übergangs in einen energetisch geringeren Zustand emittiert [KEI18]. Dadurch kann auf Atome, Moleküle und Ionen zurückgeschlossen werden, wodurch sich die Plasmazusammensetzung bestimmen lässt [KEI18], [BLA10]. Diese Messmethode gehört zu den passiven bzw. kontaktlosen Diagnostikverfahren, da sie das Plasma nicht stört [BLA10].

Die optische Emissionsspektroskopie wird mit einem Spektrometer (Flame-S-XR1-ES von Ocean Insight BV) durchgeführt, mit einer optischen Auflösung von 1,69 nm FWHM in einem detektierbaren Wellenlängenbereich zwischen 200 nm bis 1025 nm. Der Detektor hat eine Auflösung von 2048 Pixeln und eine Eingangsöffnung von 25 μm . Atmosphärenseitig verbindet ein Lichtleiter (UV-SR-VIS von Ocean Insight BV) mit einem Kerndurchmesser von 400 μm das Spektrometer mit der Vakuumdurchführung (W-MM400UV-FSMA, Vacom Vakuum Komponenten & Messtechnik GmbH). Innerhalb der Kammer wird ein vakuumtauglicher Lichtleiter (UV/SR von Ocean Insight BV) verwendet, welcher die Durchführung mit der Quelle verbindet. Innerhalb der Quelle dient ein

Quarzglas als Beschichtungsschutz des Lichtleiters (vgl. Kapitel 6.4.1). Die durchleitbare Wellenlänge der Vakuumdurchführung liegt zwischen 190 nm bis 1100 nm, die von den beiden Lichtleitern bei 200 nm bis 1100 nm und die vom Quarzglas bei 200 nm bis 1200 nm. Die Dämpfung bzw. die Durchlässigkeit der jeweiligen Wellenlängen für die Durchführung ist in Abbildung 12.1 dargestellt, von den beiden Lichtleitern in Abbildung 12.2 und von dem Quarzglas in Abbildung 12.3. Unter Berücksichtigung aller Komponenten im Messstrang ergibt sich ein detektierbarer Wellenlängenbereich zwischen 200 nm bis hin zu 1100 nm für diese Messmethode.

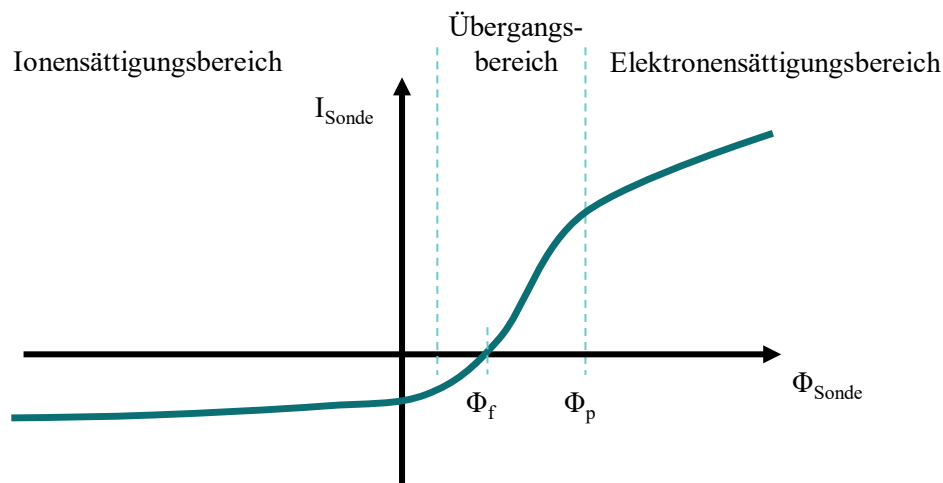


Abbildung 5.5 Charakteristische Langmuir-Sondenkenlinie mit drei charakteristischen Bereichen: Ionensättigungsbereich, Übergangsbereich, Elektronensättigungsbereich (nach [LIE05])

5.3.1 Langmuir-Sonde

Langmuir-Sonden sind metallische Elektroden, mit denen es möglich ist, eine Vielzahl an Plasmakenngrößen wie das Plasmapotential, die Elektronen- und Ionendichte, die Elektronentemperatur, die Ionen- und Elektronensättigungsstromdichte, das Schwebepotential und die Energieverteilungsfunktion der Elektronen, durch die Interpretation der charakteristischen Strom-Spannungs-Kennlinie zu bestimmen [BLA10]. Die Sonde wird mit einer negativen elektrischen Spannung in Bezug auf das Erdpotential beaufschlagt, wobei sich eine charakteristische Strom-Spannungs-Kennlinie (vgl. Abbildung 5.5) einstellt [BLA10]. Die elektrische Spannung wird bei dieser Messmethode kontinuierlich von einem negativen zu einem positiven Potential erhöht [BLA10]. Wie in Abbildung 5.5 erkennbar, lässt sich die Strom-Spannungs-Kennlinie in drei Bereiche unterteilen. Im Ionensättigungsstrombereich erreichen positive Ionen die Sondenoberfläche, da diese durch die angelegte negative elektrische Spannung angezogen und die Elektronen entsprechend abgestoßen werden [LIE05]. Im Übergangsbereich erreichen sowohl positive Ionen als auch Elektronen die Sondenoberfläche. Je höher die angelegte elektrische Spannung ist, desto geringer ist die notwendige Energie der Elektronen dieses Potential zu überwinden. Am Nulldurchgang der Ordinate sind die Ströme der Ionen sowie der Elektronen gleich groß und die Flüsse sind entsprechend ausgeglichen [KEI18].

Über diesen Punkt lässt sich das Schwebepotential Φ_f bestimmen [KEI18]. Der Elektronensättigungsbereich beginnt mit einer charakteristischen starken Steigungsverringernung der Kennlinie. An diesem Punkt ist das Sondenpotential gleich dem Plasmapotential Φ_p . Die angelegte elektrische Spannung ist ausreichend hoch, um die positiven Ionen abzustößen. Ab diesem Punkt erreichen bei Edelgasplasmen ausschließlich Elektronen die Sondenoberfläche. [LIE05], [STR18]

Die Langmuir-Sonden sind prinzipiell nicht an eine spezifische Geometrie gebunden, jedoch sind planare und zylinderförmige Geometrien in der Plasmatechnik geläufig [KEI18]. Die Sondengröße ist verhältnismäßig klein, stört jedoch das Plasma lokal, da sie in das Plasmavolumen eingebracht werden muss [LIE05]. Die rechnerische Herangehensweise richtet sich nach der Sondenometrie. Bei einer planaren Form ist die Oberfläche der Sonde deutlich größer als das Quadrat der Plasmarandschichtdicke und kann daher unabhängig von dieser angenommen werden [LIE05]. Zylinderförmige Langmuir-Sonden sind meistens Drähte mit geringem Durchmesser [LIE05]. Die Sonde muss deutlich länger als die Plasmarandschichtdicke sein [LIE05]. Der Durchmesser unterschreitet dabei die Debye-Länge, wodurch die Bewegungsbahn der Ladungsträger und die Plasmarandschichtdicke zu berücksichtigen sind [LIE05], [KEI18]. Nach dem Child-Gesetz ist die Plasmarandschichtdicke abhängig vom angelegten Potential [KEI18]. Aus diesem Grund steigt der Elektronenstrom im Sättigungsbereich mit höheren Spannungen weiter an. [KEI18]

Bei der IEC-Quelle wird ein quasineutrales Plasma im austretenden Plasmastrahl erwartet (vgl. Kapitel 3.4). Ebenfalls ist für den Druckbereich von bis zu 10 Pa eine kollisionslose Plasmarandschicht anzunehmen. Für die Untersuchung wird eine drahtförmige Langmuir-Sonde verwendet. Das Schwebepotential Φ_f wird grafisch über den Nulldurchgang bestimmt [CHE01]. Die Elektronentemperatur lässt sich über die Steigung im Übergangsbereich bei der Annahme einer Maxwellverteilung (vgl. Abbildung 5.5) berechnen [ARZ73]. Alternativ lässt sich das Schwebepotential über die Debye-Länge λ_D , den Sondenradius r_{Sonde} und die Elektronentemperatur T_e über einen Korrekturfaktor für zylindrische Sonden wie folgt berechnen [CHE01]:

$$\Phi_f = \frac{T_e}{\sqrt[6]{\frac{1}{(0,583 \ln\left(\frac{r_{\text{Sonde}}}{\lambda_D}\right) + 3,732)^6} + \frac{1}{(-0,027 \ln\left(\frac{r_{\text{Sonde}}}{\lambda_D}\right) + 5,431)^6}}} \quad (26)$$

Bei der Annahme einer Maxwell-Verteilung im quasineutralen Plasma berechnet sich die Ionen- und Elektronendichte über die begrenzte Orbitalbewegungstheorie wie folgt [LIE05]:

$$n_{\text{si}} = \frac{I}{2er_{\text{Sonde}}L\sqrt{\frac{2e|\Phi_p - \Phi_{\text{sonde}}|}{M}}} \quad (27)$$

Hierbei ist r_{Sonde} der Radius der Sonde, L die Länge der Sonde, e die Elementarladung, I entweder der Ionen- oder Elektronensättigungsstrom, M die Ionen- oder Elektronenmasse, Φ_p das Plasmapotential und Φ_{sonde} das Sondenpotential.

Verteilungsfunktion der Elektronenenergie

Die Berechnung mittels der gemessenen Langmuir-Sonden-Kennwerte berücksichtigt generell eine Maxwell-Verteilung der Elektronen [LIE05]. Insbesondere bei Niederdruckplasmen und bei hohen Beschleunigungsfeldern kann die reale Elektronenverteilung jedoch stark von der Maxwell-Verteilung abweichen [LIE05]. Eine generalisierte Energieverteilungsfunktion $g_e(V)$ für die Elektronen aus der Strom-Spannungs-Kennlinie der Langmuir-Sondenmessung ergibt sich nach Druyvesteyn wie folgt [DRU30], [CHO06]:

$$g_e(V) = \frac{2m_e}{e^2 A_{\text{Sonde}}} \left(\frac{2eV}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{d^2 I}{dV^2} \quad (28)$$

Über die Verteilungsfunktion lässt sich neben der graphischen Auswertung die effektive Temperatur berechnen [LIE05]. Die effektive Temperatur T_{eff} berechnet sich durch [LIE05]:

$$T_{\text{eff}} = \frac{1}{n_e} \int_0^{\infty} \varepsilon g_e(\varepsilon) d\varepsilon \quad (29)$$

Sowie die Elektronendichte $n_{e,D}$ [LIE05]:

$$n_{e,D} = \int_0^{\infty} g_e(\varepsilon) d\varepsilon \quad (30)$$

Dieser Berechnungsweg für T_{eff} und $n_{e,D}$ ist für jede isotrope Elektronen-Geschwindigkeitsverteilung gültig [LIE05]. Sie ist zudem unabhängig von der Sondengeometrie [LIE05].

Für die Langmuir-Sondenmessungen wird eine Source Measure Unit (Tektronix GmbH Keithley 2450, 20 W, $\pm 20 \text{ mV} \square \pm 200 \text{ mV}$, 10 nA – 1 A, >3000 Abtastungen/Sekunde) verwendet. Das Potential der Sonde bezieht sich auf das Erdpotential. Das Sourcemeter kann sowohl als Quelle als auch als Senke betrieben werden und wechselt durch eine interne Umschaltung vom negativem zum positiven Potential. Diese Funktion ermöglicht eine für die Langmuir-Sonden notwendige Spannungsvariation ($\pm 50\text{V}$). Um das Sourcemeter vor möglichen Lichtbogenüberschlägen am Messkopf zu schützen, ist die Messleitung zur Kammer mit einem in Serie geschalteten 1 k Ω -Widerstand, sowie einer Feinsicherung und einem Varistor (gegen das Erdpotential geschaltet) abgesichert. Die Langmuir-Sonden sowie deren Positionierung bzw. Ausrichtung sind in Abbildung 12.4 sowie Abbildung 12.5 im Anhang erkennbar. Die Langmuir-Sonden sind mit einem Abstand von 60 mm zueinander auf einem Satelliten entlang dessen Achse parallel zueinander angeordnet. Bei einer Länge der IEC-Quelle von 200 mm werden vier Langmuir-Sonden zur Vermessung der Plasmagrößen über die Quellenhöhe verwendet, wobei die erste von oben gesehen bündig mit der IEC Anodenplatte angebracht ist. Die Messspitzen sind zentral an der Austrittsachse 70 mm von der Quellenöffnung entfernt positioniert, wodurch das Risiko eines Lichtbogenüberschlags auf die Langmuir-Sonden minimiert wird. Die Auswertung der Plasmagrößen aus der gemessenen Kennlinie erfolgt über ein eigenständig geschriebenes Auswerteskript und visueller Plausibilitätskontrolle der Graphen.

6 Konzeption und Konstruktion der zylinderförmigen IEC-Quelle

Das Betriebsverhalten der IEC-Quelle wird unter anderem durch die Geometrie der Quelle und den Druck bestimmt (vgl. Kapitel 3.4). Für eine zylinderförmige IEC-Quelle mit radialem Plasmaaustritt, die in dieser Art und für die Anwendung noch weitgehend unerforscht ist, muss daher in erster Linie der Einfluss der geometrischen Änderungen auf das Betriebsverhalten untersucht werden. Aus diesem Grund ist eine zylinderförmige IEC-Quelle derart zu konzeptionieren, dass definierte Geometrieänderungen (vgl. Kapitel 4.2) möglich sind. Ebenfalls sind spezielle Zugänge für die Plasmadiagnostik (vgl. Kapitel 5.3) zu berücksichtigen.

6.1 Anforderungen an die Konstruktion

Die für die Konstruktion notwendigen Anforderungslisten zur Auslegung der zylinderförmigen IEC-Quelle mit radialem Plasmaaustritt sind tabellarisch im Anhang (Seite 167) aufgelistet. Die Anforderungsliste ist in die eigentliche Quellenauslegung, die elektrischen Ansteuerung sowie in die Positionierbarkeit in der Anlage unterteilt. Den jeweiligen Anforderungen sind Fest- und Wunschforderungen (vgl. F/W) zugeteilt.

Anforderungen an die IEC-Quelle

Die Anoden- und Kathodengeometrie haben einen Einfluss auf das Betriebsverhalten der IEC-Quelle sowie auf die Eigenschaften des Plasmastrahls im Strahlmodus (vgl. Kapitel 3.4). Die Polarität des innenliegenden Gitters ist negativ und das äußere Gitter ist geerdet, wodurch die IEC-Quelle ioneninduziert (vgl. Kapitel 3.3) betrieben wird. Die aus der Literatur bekannten bzw. erwähnten Geometrien, Gasarten, Drücke sowie elektrischen Leistungen sind in Tabelle 4.1 zusammengefasst. Auf Grundlage dieser Daten sind die zu untersuchenden Dimensionen zu den definierten Faktoren (vgl. Abbildung 4.1) abzuleiten. Die Dimensionen, in der die Quelle im Druckbereich zwischen 0,4 Pa bis 20 Pa betrieben wird, liegen zwischen 11 mm und 80 mm im Kathodendurchmesser und 58 mm und 300 mm im Anodendurchmesser (vgl. Tabelle 4.1). Aufgrund der großen Bandbreite der möglichen Parameter zur Untersuchung der IEC-Quelle wird ein modularer Ansatz gewählt. Je Faktor wird eine kleinstufige Dimensionsänderung angestrebt, um den Informationsgewinn zu maximieren. Die Dimensionsänderung ist in möglichst vielen Stufen anzustreben, um exponentielle Abhängigkeiten identifizieren zu können. Zu wenige Stufen bzw. Abstände der geometrischen Komponenten können zu Fehlinterpretationen der Ergebnisse führen. Aus diesem Grund werden mindestens fünf Stufen und damit einhergehend Durchmesserabstände von 10 mm gewählt.

Eine Verstellung des Anoden- und Kathodendurchmessers muss unabhängig voneinander durchführbar sein, um die jeweiligen Einflussfaktoren separat betrachten zu können. Die Einstellstufen sind derart

6 Konzeption und Konstruktion der zylinderförmigen IEC-Quelle

auszulegen, dass ein konstanter Elektrodenabstand bei unterschiedlichen Kathodendurchmessern erzielbar ist. Unabhängig vom jeweiligen Elektrodendurchmesser muss eine Transparenz- und Öffnungswinkeländerung möglich sein. Darüber hinaus muss die Einstellung der Quellenhöhe unabhängig von den definierten Faktoren des Durchmessers, der Transparenz und der Öffnungswinkel erfolgen können. Die maximale Höhe der zylinderförmigen IEC-Quelle entspricht der Höhe im Beschichtungsbereich innerhalb der Kammer von 600 mm. Neben den geometrischen Veränderungen sind ebenfalls Untersuchungen verschiedener Kathodenmaterialien, wie beispielsweise Wolfram, zu berücksichtigen. Unter Berücksichtigung des Fertigungsaufwandes bzw. der -fähigkeit, sollte die Kathode aus gängigen Halbzeugen, wie beispielsweise Stäben oder Drähten bestehen. Die definierten Faktoren sollten möglichst isoliert einstellbar sein, um Quereinflüsse der Faktoren und somit Fehlinterpretationen zu minimieren.

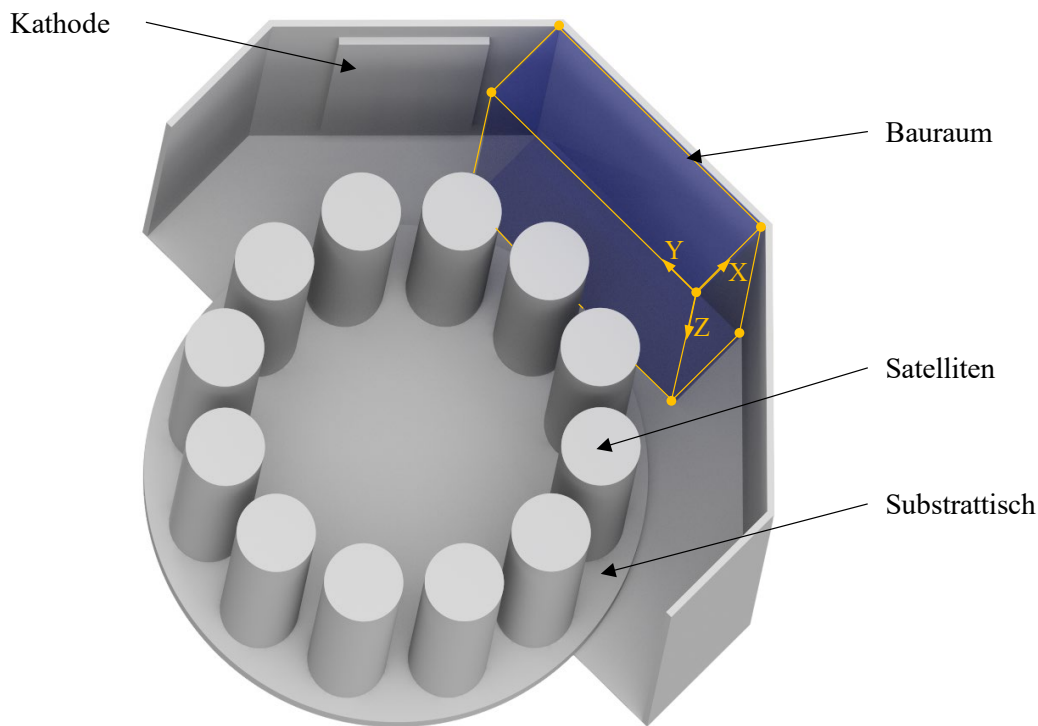


Abbildung 6.1 Illustration des Bauraums (blau) für die zylinderförmige IEC-Quelle innerhalb der Kammer

Unter Berücksichtigung des Fertigungsaufwandes und der Kosten sollte von einer separaten Konstruktion für jeden Faktor sowie jede Faktorstufe abgesehen werden. Der für die zylinderförmige IEC-Quelle vorgesehene Bauraum innerhalb der Kammer ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Die Quelle wird an einer freien Kammerwand zwischen zwei Kathoden platziert (vgl. Abbildung 5.1 und Abbildung 6.1), um eine Nachionisation der Zerstäubungsprodukte zu untersuchen. Die Maße des Bauraums sind $165 \times 400 \times 1000 \text{ mm}^3$. Der Druckbereich in der Vakuumkammer liegt zwischen 10^{-5} Pa und 10^5 Pa , wobei Temperaturen bis zu 500°C zu erwarten sind. Aus diesem Grund ist bei der Werkstoffwahl der werkstoffspezifische Sättigungsdampfdruck zu berücksichtigen, da ansonsten das Material ausgasen

könnte [SCH17b]. Außerdem sind geschlossene Hohlräume wie beispielsweise bei Sacklöchern entsprechend mit Entlüftungskanälen zu versehen, um virtuelle Leckagen in der Vakuumumgebung zu vermeiden. Durch den zwangsläufig entstehenden Ionenbeschuss der Kathode wird das Kathodenmaterial verstärkt abgetragen. Aus diesem Grund sollte die Kathode aus kostengünstigen Halbzeugen bestehen. Auf gesinterte Materialien sowie das Herstellungsverfahren durch 3D-Druck sollte wegen vorherrschender Hohlräume und schlechten Reinigungsmöglichkeiten verzichtet werden. Ebenfalls sind Schraubverbindungen zu bevorzugen und stoffschlüssige Fügeverfahren wie beispielsweise das Löten, das Kleben und das Schweißen zu vermeiden, da diese Hilfsmittel die Plasmastabilität negativ beeinflussen können (vgl. Kapitel 3.4.2). Aufgrund der Vakuumumgebung verändert sich der kritische Abstand von Anode zur Kathode nach dem Paschen-Gesetz und es kann zu Lichtbogenüberschlägen kommen. Ebenfalls sind Kurzschlüsse durch freie Ladungsträger im Vakuumraum möglich. Dies ist entsprechend bei der Auslegung der Isolatoren zwischen Anode und Kathode zu berücksichtigen. Im einzelnen Betrieb der IEC-Quelle sowie im Kombinationsbetrieb mit weiteren Plasmaquellen kann abgeschiedenes leitfähiges Material auf den Isolatoren zu einer Überbrückung und damit zu einem Kurzschluss zwischen den Elektroden führen. Durch ausgewählte Maßnahmen ist dies konstruktiv zu verhindern.

Anforderungen an die Elektronik

Die IEC-Quellen werden üblicherweise mit Hochspannungs-Netzgeräten betrieben (wie aus der Literaturzusammenfassung in Tabelle 4.1 hervorgeht). Dabei sind Hochspannungs-Netzgeräte in Gleichspannung bis zu -8 kV mit maximalen Strömen von 100 mA getestet worden. Es ist zu erwarten, dass der Kathodenstrom mit einer Vergrößerung der Kathodenoberfläche zunimmt. Eine rechnerische Skalierung der Kathodenfläche auf 600 mm Quellenhöhe ergibt Ströme bis zu 500 mA. Überdies ist der Strahlbetrieb von der angelegten Spannung abhängig. Um möglichst bei geringem Druck den Strahlmodus aufrechtzuerhalten, sind entsprechend hohe Spannungen notwendig. Abschätzungen ergeben, dass eine Betriebsspannung von bis zu -20 kV für die Untersuchungen notwendig ist. Aus diesem Grund wird ein 10 kW Hochspannungs-Netzgerät mit einem maximal zulässigen Strom von 500 mA und einer maximalen Spannung von -20 kV verwendet. Die Polarität des Ausgangs und somit die der Kathode innerhalb der IEC-Quelle sollte negativ gegen Erde gepolt sein. Für die Auslegung der Zuleitung und Durchführung im Versorgungsstrang vom Hochspannungs-Netzgerät bis zur IEC-Quelle sind diese Maximalwerte zu berücksichtigen. Wie bereits in Kapitel 3.4 beschrieben, kann eine interne Stromdurchführung in der IEC-Quelle das Plasma sowie möglicherweise das Austrittsverhalten der geladenen Teilchen beeinflussen. Dieser Einfluss soll bei der Konstruktion der zylinderförmigen IEC-Quelle möglichst vermieden werden. Das Hochspannungs-Netzgerät ist darüber hinaus in die Sicherheitstechnik der Anlagensteuerung zu integrieren, sodass eine Fehlbedienung und menschliche Gefährdung ausgeschlossen sind.

6 Konzeption und Konstruktion der zylinderförmigen IEC-Quelle

Bei einer Fehlmeldung, wie beispielsweise durch Lichtbögen, muss der Spannungsausgang des Hochspannungs-Netzgerätes unverzüglich ausschalten. Wenn möglich, sollte das Hochspannungs-Netzgerät in die Bedienoberfläche der Anlage über die vorhandene speicherprogrammierbare Steuerung (kurz. SPS) integriert werden. Dies gestattet ebenfalls eine Ansteuerung für automatisierte Prozesse. Eine Trendaufzeichnung ist wünschenswert. Wenn möglich, sollten handelsübliche Steckverbindungen sowie Durchführungen für Spannungen bis zu -20 kV verwendet werden, um den gesamten Spannungsbereich des Hochspannungs-Netzgerätes nutzen zu können. Da Lichtbögen im Betrieb auftreten können, wäre die Abschaltung des Ausgangs bei einer einstellbaren Anzahl an Lichtbögen wünschenswert. Falls keine hardwareseitige Abschaltung durch einen Zähler zu realisieren ist, sind Lastwiderstände (intern oder extern) vorzusehen, wodurch bis zu 2000 Lichtbögen/Sekunde ohne eine Beschädigung des Hochspannungs-Netzgerätes auftreten können.

Anforderungen an die Quellenpositionierbarkeit

Die zylinderförmige IEC-Quelle wird im Rahmen der Versuche für verschiedene Beschichtungszwecke untersucht. Dabei muss gewährleistet sein, dass die Positionierung und die Ausrichtung der IEC-Quelle zum Substrat einstellbar sind. Um beispielsweise die Anwendbarkeit der IEC-Quelle für die Nachionisation des zerstäubten Kathodenmaterials zu prüfen, muss die Austrittsrichtung (Rotation) sowie der Abstand (Translation) der IEC-Quelle zur Kathode einstellbar sein. Für direkte Oberflächenbehandlungen ist daneben die Einstellmöglichkeit des Abstands zum Substrat notwendig. Darüber hinaus soll die Austrittsrichtung der IEC-Quelle senkrecht zur Satellitenachse möglich sein, um beispielsweise die Quelle für den Ionenätzprozess zu verwenden oder die Anwendbarkeit für PECVD-Prozesse zu erproben. Für den Betrieb im Beschichtungsprozess muss die Zylinderachse der IEC-Quelle parallel zur Satellitenachse liegen (vgl. Abbildung 6.1 parallel zur Z-Achse). Mit einer zusätzlichen Tischumdrehung kann somit eine große Fläche bzw. Höhe plasmabehandelt werden. Ebenfalls muss die Quellenposition entlang der Z-Achse tangential zum Substrattisch einstellbar sein. Für die Versuche ist entsprechend eine translatorische Verschiebungsmöglichkeit der Quelle entlang der Y-Achse zu realisieren sowie ein einstellbare Austrittsrichtung der Quelle durch die Ausrichtung um die Zylinderachse (Z-Achse).

6.2 Funktionsstruktur

Aufbauend auf den Anforderungen dient eine Funktionsstruktur zur Visualisierung der eigentlichen Ein- sowie Ausgangsgrößen hinsichtlich Stoff-, Energie- und Signalfluss. Die Funktionsstruktur für die IEC-Quelle sowie die Wechselwirkungen der jeweiligen Teilfunktionen innerhalb des technischen Systems sind in Abbildung 6.2 dargestellt.

Ein Hochspannungs-Netzgerät wandelt die elektrische Energie des Netzes (400 V) in eine vorgegebene Soll-Spannung um. Der Hochspannungsausgang ist mit der Kathode der Quelle verbunden. Innerhalb

der IEC-Quelle wird durch ein elektrisches Feld zusammen mit einem Arbeitsgas in einer Vakuumumgebung ein Plasma generiert. Aufgrund der Wechselwirkungen des Plasmas mit der Kathode stellt sich ein spezifischer Strom ein. Der Ist-Wert der Spannung und des Stroms wird vom Hochspannungs-Netzgerät gemessen und als Signal ausgegeben. Eine vorgegebene Strombegrenzung ist über ein Signal einstellbar und schützt die Kathode vor Beschädigungen. Stark abfallende Spannungsflanken werden vom Hochspannungs-Netzgerät als Lichtbögen interpretiert, woraufhin eine Fehlermeldung signalisiert wird. Durch den Betrieb sowie durch Lichtbögen erzeugt das Hochspannungs-Netzgerät Wärme, die entsprechend abzuführen ist. Der Plasmastrahl verlässt die IEC-Quelle. Der Stofffluss, welcher die Kathode verlässt, setzt sich somit unter anderem zusammen aus Ladungsträgern wie Ionen und Elektronen sowie neutralen und angeregten Atomen/Molekülen. Durch den Ionenbeschuss an der Kathodenoberfläche erwärmt sich das Material. Dies muss in der Konstruktion berücksichtigt werden. Durch die Ladungsträger, welche die Quelle verlassen, wird elektrische Energie aus dem System ausgegeben.

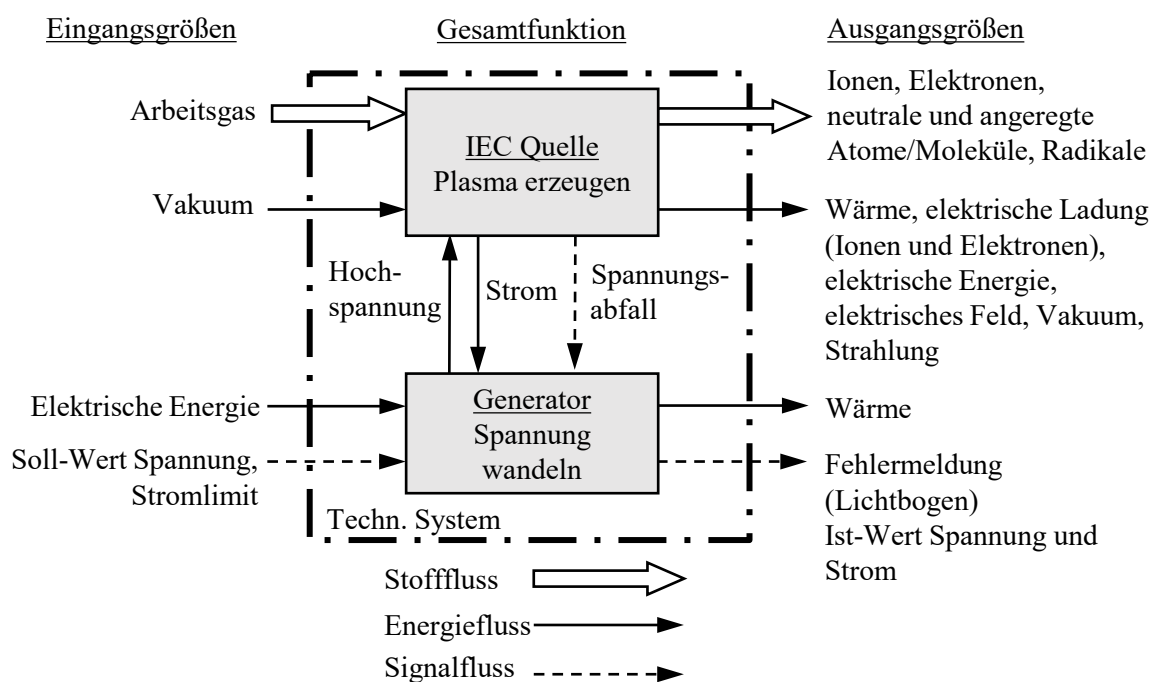


Abbildung 6.2 Funktionsstruktur der zylinderförmigen IEC-Quelle mit den jeweiligen Teilfunktionen des technischen Systems

6.3 Morphologischer Kasten

Aufbauend auf den Anforderungen für die Konstruktion sowie auf der zugehörigen Funktionsstruktur dient ein „Morphologischer Kasten“ (vgl. Tabelle 6.1) zur Variantenbildung und Entscheidungsfindung. Hierbei werden in erster Linie verschiedene spezifische Parametervarianten wie die Isolation, die Geometrieänderung, die Positionierung sowie die Herstellung der Anode/Kathode erstellt und anschließend ein Lösungskonzept definiert.

6 Konzeption und Konstruktion der zylinderförmigen IEC-Quelle

Tabelle 6.1 Morphologischer Kasten für die Konstruktionsableitung der zylinderförmige IEC-Quelle. Grün gefärbte Felder sind weiterverfolgte Lösungsparameter, gelb hinterlegte Felder sind nur unter Einschränkungen mit einzubeziehen und rot hinterlegte Felder entfallen bei der Parameterswahl.

	Variante 1	Variante 2	Variante 3	Variante 4	Variante 5	Variante 6
Isolation zwischen Anode und Kathode	Vakuum	Keramikbauteile	Bauteile aus Polymeren z.B. PEEK und PTFE	Bänder z.B. Polyimid	Keramische Beschichtung thermisch gespritzt	Lacke wie z.B. Polyimid
Veränderung der Geometrie	Stecksystem mit Bohrlöchern	Kammsystem zum Stecken von Stäben	Separat gefertigte Kathoden und Anoden	Einstellbare Position durch Stellschrauben	Klemmsystem	Magnetische Halterung
Herstellung der Anode und Kathode	Maschen gelasertes Rohr	Maschen gelasertes Blech zum Rohr geformt und geschweißt	3D-Metalldruck	Stabsystem	Gebogene Drähte	Gefräste Rohre oder Halbzeuge
Einstellbare Position der Quelle	Schiensystem mit Steckverbindung	Höhenverstellbarer Tisch	Hängend am Lochblech	Magnetisch an Blech	Stecksystem seitlich am Lochblech	

Für die Quelle wird ein Hochspannungs-Netzgerät mit Spannungen bis zu -20 kV verwendet. Unter Berücksichtigung der vorhandenen Vakuumumgebung müssen die Anode und Kathode entsprechend der stoffspezifischen kritischen Durchschlagsspannung ausgelegt sein. Im Rahmen von Vortests wurden die genannten Isolatoren mittels zwei paralleler Elektroden jeweils auf ihre Prozessfähigkeit getestet. Die Wärmeentwicklung der Kathode, welche durch Wechselwirkungen mit dem Plasma an der Kathode entstehen, lag im Langlaufstest von einer Stunde unterhalb der jeweiligen Schmelztemperaturen der Materialien. Thermisch gespritzte Al_2O_3 -Keramiken sowie Polyimidbänder sind aufgrund von starker Lichtbogenentwicklung nicht als Isolatoren geeignet. Isolatoren aus PTFE und massivem Al_2O_3 weisen keine Lichtbögen im Dauerlauf auf, jedoch führen abgeschiedenen leitfähige Materialien auf dem PTFE-Isolator bei Lichtbogenüberschlägen zu einer lokalen Verkohlung des Materials. Dies tritt bei Al_2O_3 -Isolatoren nicht auf. Eine reine Isolation durch einen Spalt im Vakuum erweist sich als nicht prozessfähig, da sich auch bei einem geringen Spaltabstand Lichtbögen entlang des Spaltes bilden. Eine Abscheidung von leitfähigen Materialien auf den Isolatoren ist während des Betriebes nicht auszuschließen. Um ein stabiles Prozessverhalten zu ermöglichen, wird daher ein Al_2O_3 -Isolator mit zusätzlichem Spalt angestrebt. Der zusätzliche Spalt ist möglichst als Beschichtungsfalle (im Schatten

des Teilchenflusses) auszulegen, sodass kein leitfähiges Material zwischen Isolator und Anode/Kathode gelangt.

Im Rahmen der Untersuchungen sollen definierte (vgl. Kapitel 6.1) Veränderungen der Geometrie untersucht werden. Dabei ist nach Kapitel 6.1 auf Einzellösungen möglichst zu verzichten. Separat angefertigte Anoden- und Kathodengitter könnten über gefräste oder gelaserte Rohre oder gebogene Bleche realisiert sein. Die Lösung über Klemmsysteme, beispielsweise in Kombination mit einem Stabsystem sowie die Einstellbarkeit über Stellschrauben, erfordert bei einem möglichst großen Variationsspielraum eine komplexe Lösung. Magnetfeldlinien beeinflussen ebenfalls das Plasma. Aus diesem Grund sind diese Lösungen auszuschließen. Ein Kammsystem bei dem z.B. ein Stabsystem variabel gesteckt werden kann, würde den notwendigen Variationsspielraum ermöglichen, könnte jedoch eine komplexe Fertigung erfordern und somit die Montage erschweren. Ein Stecksystem mit Bohrlöchern hat den Vorteil der einfachen Fertigung, Montage und Nutzung kostengünstiger Verschleißelemente wie Rundstäbe. Die Verwendung von Rundstäben hat zudem den Vorteil der verfügbaren Materialvielfalt von Halbzeugen. Eine Kombination aus Bohrlöchern und dem Kammsystem würde die jeweiligen Vorteile vereinen, sodass alle definierten Untersuchungen mit einer Baugruppe möglich sind. Aus diesem Grund ist die Verstellung der Anode und Kathode über ein möglichst feinmaschiges Bohrlochmuster zu realisieren, wobei sich die Quellenhöhe über die Stablänge einstellen lässt.

Die Einstellung der Quelle in der Kammer (vgl. Kapitel 6.1) kann durch die Verwendung der vorhandenen Abdeckbleche innerhalb der Kammer erfolgen. Hierbei wäre eine hängende Lösung von der Kammerdecke sowie seitlich durch ein Stecksystem an der Wand denkbar. Eine magnetische Halterung ist aufgrund der möglichen Quereinflüsse auf das Plasma auszuschließen; ebenso die Lösung eines verstellbaren Tisches, welcher im Aufbau aufgrund des Bauvolumens beschränkt ist. Eine weitere Möglichkeit ist die Einstellung der Rotation und Translation über ein Schienensystem, welches vor den Blechen angebracht ist. Für die Positionierung wird aufgrund der geringen Komplexität und Fertigungsaufwandes ein Schienensystem gewählt.

6.4 Auslegung der zylinderförmigen IEC-Quelle

Im Rahmen der Konstruktion sind eine zylinderförmige IEC-Quelle auszulegen sowie die notwendige elektrische Ansteuerung/Absicherung, Plasmadiagnostik und Positionierbarkeit innerhalb der Kammer. Bei der Auslegung werden die Varianten aus Kapitel 6.3 unter Berücksichtigung der Anforderungen aus Kapitel 6.1 auskonstruiert.

6.4.1 Auslegung der Quelle

Die konstruierte zylinderförmige IEC-Quelle ist in Abbildung 6.3 oben a) dargestellt und die gefertigte Version ist unten b) erkennbar. Die Quelle besteht aus vier wesentlichen Baugruppen (vgl. a) Abbildung

6 Konzeption und Konstruktion der zylinderförmigen IEC-Quelle

6.3) der Anodenbaugruppe (grau), die geerdet ist, der Kathodenbaugruppe (rot), die mit dem Hochspannungs-Netzgerät verbunden ist, dem Zugang für die Plasmadiagnostik (lila) und der Isolierung (weiß) zwischen der Anode und Kathode. Die Plasmaquelle besteht, wie in Abbildung 6.3 b) zu erkennen, aus einem Stecksystem mit Rundstäben sowohl bei der Anode als auch bei der Kathode. Mit dem gewählten Bohrlochmuster auf der Anoden- sowie Kathodenscheibe lässt sich die Geometrie durch das Umstecken der Stäbe verändern. Die Höhenskalierbarkeit wird über die Stablänge realisiert.

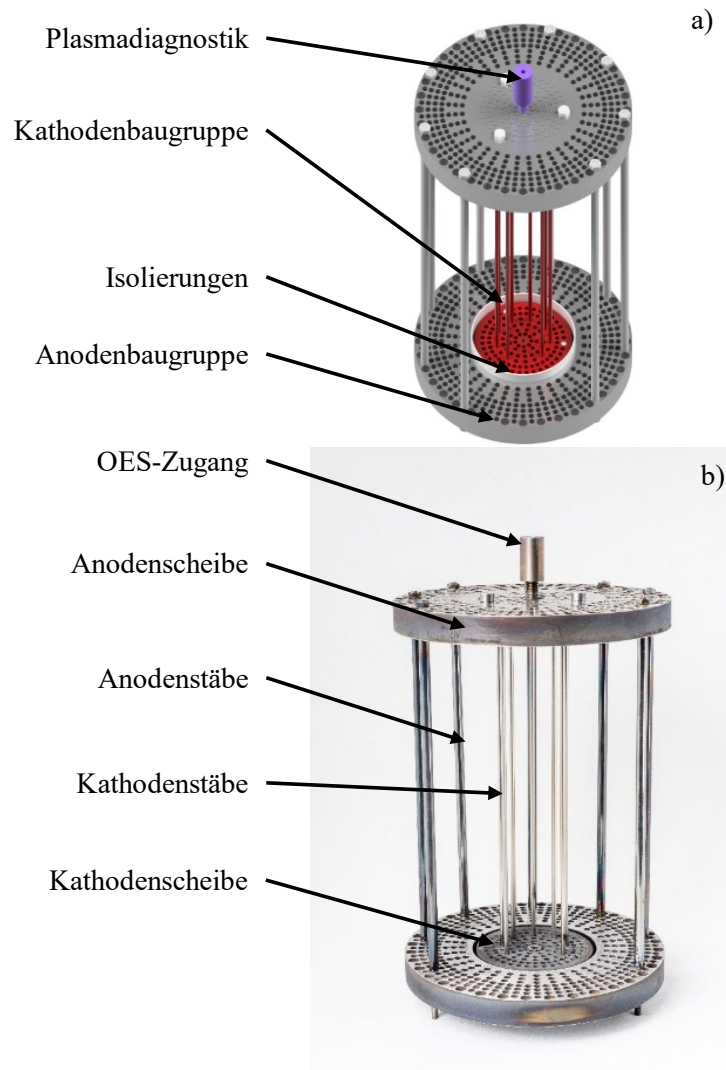


Abbildung 6.3 Übersicht der Baugruppen der konstruierten zylinderförmigen IEC-Quelle mit der schematischen Darstellung in a) und der gefertigten Baugruppe in b)

Aufgrund der Plasma-Wechselwirkungen mit der Kathode entstehen erhöhte Temperaturen an der Kathode. Aus diesem Grund ist die Quelle durch eine geeignete Materialwahl derart ausgelegt, dass eine Erwärmung bis zu 500°C möglich ist. Es wird für die jeweiligen Komponenten der Edelstahl 1.4301 verwendet. Wie in Kapitel 3.4 gezeigt, können geringe geometrische Veränderungen das Betriebsverhalten der IEC-Quelle beeinflussen. Unter Berücksichtigung der Formstabilität der Stäbe bei der Montage/Demontage sowie der Temperaturentwicklung wird ein Stabdurchmesser von 3 mm

gewählt. Die Zündbedingungen für eine Hohlkathodenentladung mit Argon liegt bei einem p_{dHK} -Wert von ca. 35 Pa·mm (vgl. Kapitel 2.3) [GEW65], [SCH96]. Bei einem Durchmesser der Bohrungen von 3,2 mm würde demnach eine Hohlkathodenentladung mit Argon oberhalb eines Druckes von ca. 11 Pa zünden. Der Betriebsbereich der Anlage liegt bei 10 Pa. Demnach ist eine Hohlkathodenentladung innerhalb der Bohrungen nicht zu erwarten. Dieser Durchmesser definiert das Bohrlochmuster, wobei ein möglichst feinmaschiges Muster unter Berücksichtigung einer fertigungsbedingten Stegbreite von mindestens 0,8 mm zwischen den Bohrlöchern gewählt wird. Aus den in der Literatur benannten Dimensionen der Geometrie von IEC-Quellen für Raumfahrtantriebe (vgl. Tabelle 4.1) leiten sich die zu untersuchenden geometrischen Modifikationen ab. Das daraus resultierende Bohrlochmuster und somit auch die Einstellmöglichkeiten der zylinderförmigen Quelle sind in Tabelle 6.2 erfasst. Die möglichen Gradschritte, die maximale Stabanzahl und eine den Durchmessern zugeordneten Abkürzung (Position) sind ebenfalls eingetragen.

Tabelle 6.2 Übersicht der Einstellmöglichkeiten und deren Abmaße der zylinderförmigen IEC-Quelle

Anode/Kathode	Durchmesser [mm]	Mögliche Gradschritte [°]	Maximale Stabanzahl	Position
Kathode	12	40	9	C1
	20	40	9	C2
	30	20	18	C3
	40	20	18	C4
	50	10	36	C5
	60	10	36	C6
Anode	90	10	36	A1
	100	10	36	A2
	110	10	36	A3
	120	5	72	A4
	130	5	72	A5
	140	5	72	A6
	150	5	72	A7

In Abbildung 6.4 sind die Befestigungen der Anodenstäbe (oben) und die ausgelegten Steckverbindungen der Kathodenstäbe (unten) im Halbschnitt dargestellt. Die Anodenstäbe bestehen aus Gewindestangen, die mithilfe einer übergestülpten Hülse (Gegendruckhülse) über Schraubenmuttern fixiert sind. Durch die Hülsen werden die notwendigen Gegenpresskräfte erzeugt, wodurch sich ein definierter Abstand zwischen den Scheiben einstellt. Diese Verbindung verleiht der

6 Konzeption und Konstruktion der zylinderförmigen IEC-Quelle

Quelle die notwendige Stabilität. Eine Entlüftungsbohrung in der Hülse verhindert die Bildung eines virtuellen Lecks. Bei der Kathodenstabverbindung werden die Stäbe in eine Sacklochbohrung in die Kathodenscheibe gesteckt. Eine weitere Bohrung mit geringerem Durchmesser sorgt für die notwendige Entlüftung des entstehenden Hohlraumes. Während der Untersuchungen soll sowohl Wolfram als auch Edelstahl (1.4301) als Kathodenmaterial verwendet werden. Der mittlere Wärmeausdehnungskoeffizient von Edelstahl liegt bei $18 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ bei Temperaturen bis zu 500°C [DEU15] und von Wolfram bei $4,4 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [KAR09]. Bei Temperaturen bis zu 500°C und einer maximalen Quellenhöhe und der in diesem Zusammenhang stehende Stablänge von maximal 600 mm, ergibt sich eine maximal mögliche Längenänderung durch die Temperatur von ca. 2,04 mm bei Wolfram und 8,35 mm bei Edelstahl (1.4301). Die Kathodenstäbe sowie die Kathodenscheiben sind derart konstruiert, dass eine Wärmeausdehnung von bis zu 9 mm möglich ist (vgl. Abbildung 6.4 unten). Mit diesem Sicherheitsabstand führt die Wärmeentwicklung nicht zu einem überbestimmten System und somit zu einer Biegung oder Knickung der Stäbe, welche die Funktion der Quelle beeinträchtigen würde.

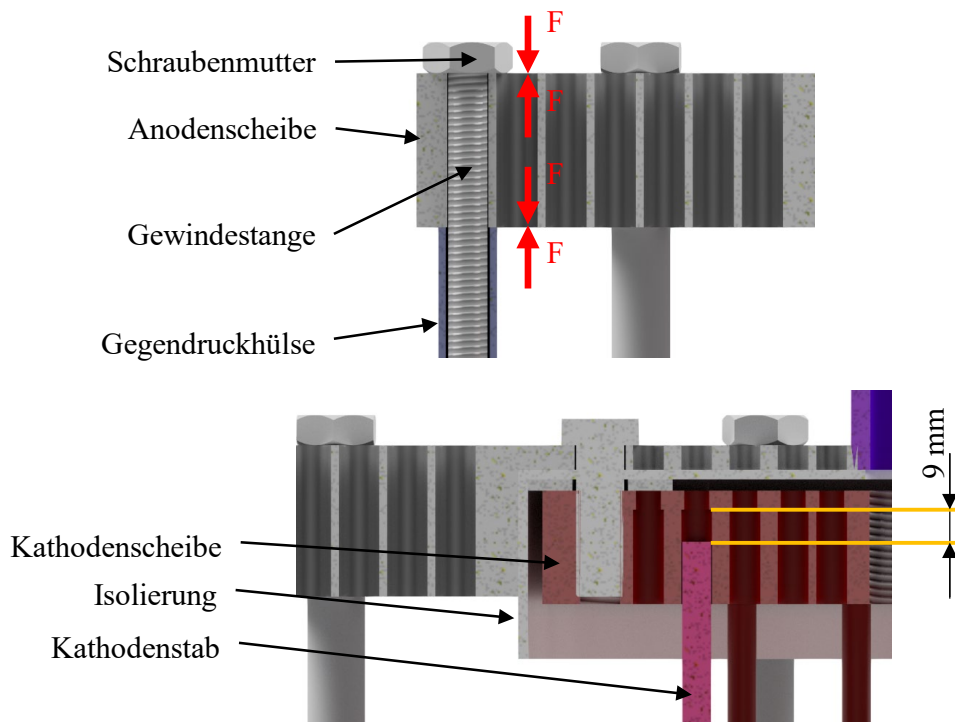


Abbildung 6.4 Stabfestigungen von der Anode (oben) und Kathode (unten)

Im Betrieb der Quelle kann leitfähiges Material auf die Isolierung abgeschieden werden und diese somit überbrücken. Eine berücksichtigte Beschichtungsfalle, wie in Kapitel 6.3 definiert, in Form eines schmalen Spaltes verhindert eine solche Überbrückung (vgl. Abbildung 6.4). Aus diesem Grund wird die Kathodenscheibe in der Anodenscheibe versenkt. Dies hat den weiteren Vorteil, dass keine Störkonturen das Plasma beeinflussen, da Kathode und Anode in einer Ebene liegen. Der Halbschnitt der Scheibenbaugruppe ist in Abbildung 6.5 dargestellt. Die notwendige Isolierung zwischen Anode

und Kathode wird durch einen 3 mm Spalt an der Mantelfläche sowie einer zusätzlich an der Anode anliegenden becherförmigen Isolierung aus Al_2O_3 mit einer Wandstärke von 1,5 mm erreicht. Dabei ergibt sich eine Durchschlagsfestigkeit für den Fall, dass die Kathode an der Isolierung anliegt, von 25,5 kV [CER15]. Die Kathodenscheibe wird stirnseitig mit drei Keramikschrauben (Al_2O_3) an der Anodenscheibe befestigt. Die Elektroden sind somit durch insgesamt 2,7 mm Al_2O_3 miteinander verbunden, wodurch die Verbindung von Spannungen bis zu 45,9 kV [CER15] vor Durchschlägen geschützt ist.

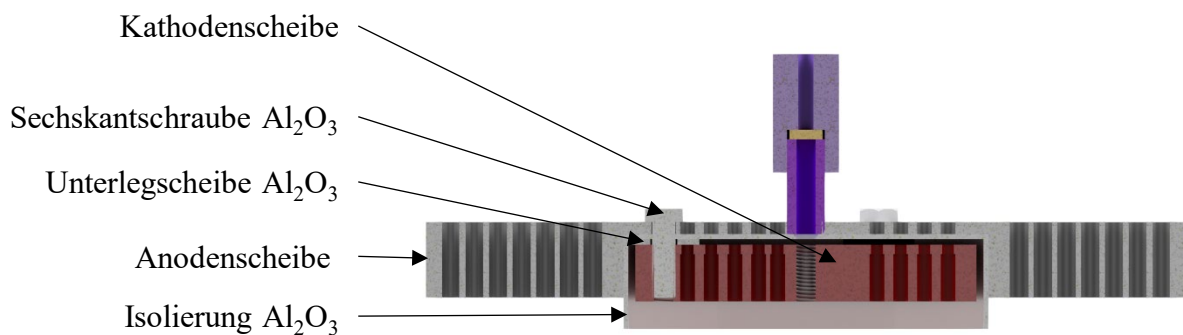


Abbildung 6.5 Scheibenbaugruppe im Halbschnitt mit Isolierung

Der Anschluss der Kathode an das Hochspannungs-Netzgerät erfolgt durch eine Durchgangsbohrung, die durch die Anoden- sowie Kathodenscheibe und Isolierung zentral entlang der Symmetrielinie verläuft. Ein konzipierter Stecker schließt bündig mit der Al_2O_3 -Isolierung ab, wodurch Überschläge an dieser Stelle verhindert werden. Hiermit entfällt die Kathodenzuleitung, welche bereits in Kapitel 3.4.2 als mögliche Störgröße auf das Plasma identifiziert wurde.

Das durch die zylindrische IEC-Quelle generierte Plasma kann neben Langmuir-Sonden ebenfalls über optische Emissionsspektroskopie (OES) analysiert werden (wie in Kapitel 5.3 erläutert). Für die Untersuchungen des Plasmas innerhalb der Kathode wird zentral das Spektrum über die Zylinderachse (vgl. Abbildung 6.6) aufgenommen. Dies ist durch eine Halterung und Durchgangsbohrungen an den Anoden- und Kathodenscheiben sowie Isolierungen realisiert, wie in Abbildung 6.6 dargestellt. Um das OES-Lichtleiterkabel vor einer möglichen Beschichtung zu schützen, dient ein eingespanntes Quarzglas als Schutz. Der Messstrang der optischen Emissionsspektroskopie sowie die Dämpfungen des Spektrums je Bauelement sind in Kapitel 5.3.1 detailliert beschrieben. Für die Messungen der Spektren außerhalb der Kathode, kann das OES-Lichtleiterkabel in die Bohrlöcher der Anode gesteckt werden. Somit lässt sich zum Beispiel das optische Spektrum des austretenden Plasmas parallel zur Symmetrieachse der Quelle in Austrittsrichtung bestimmen.

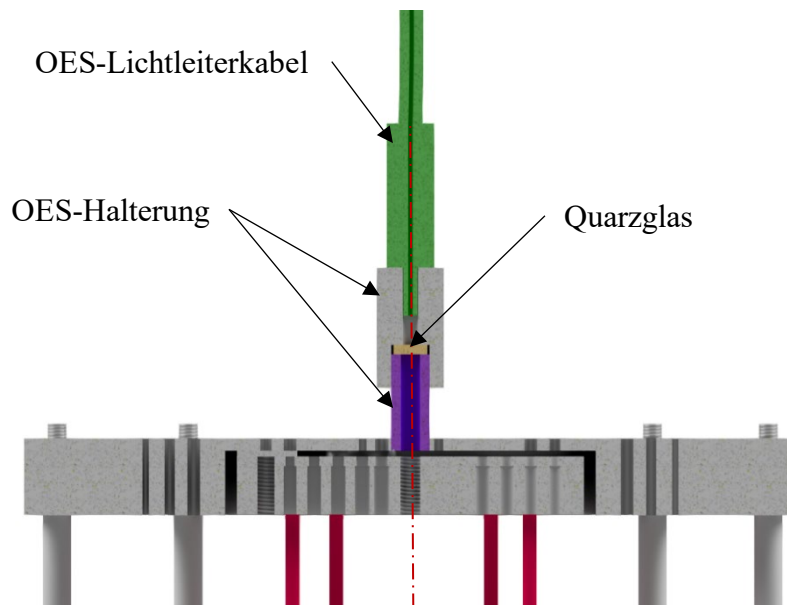


Abbildung 6.6 Installationsmöglichkeit der optischen Emissionsspektroskopie an der zylindrischen IEC-Quelle.

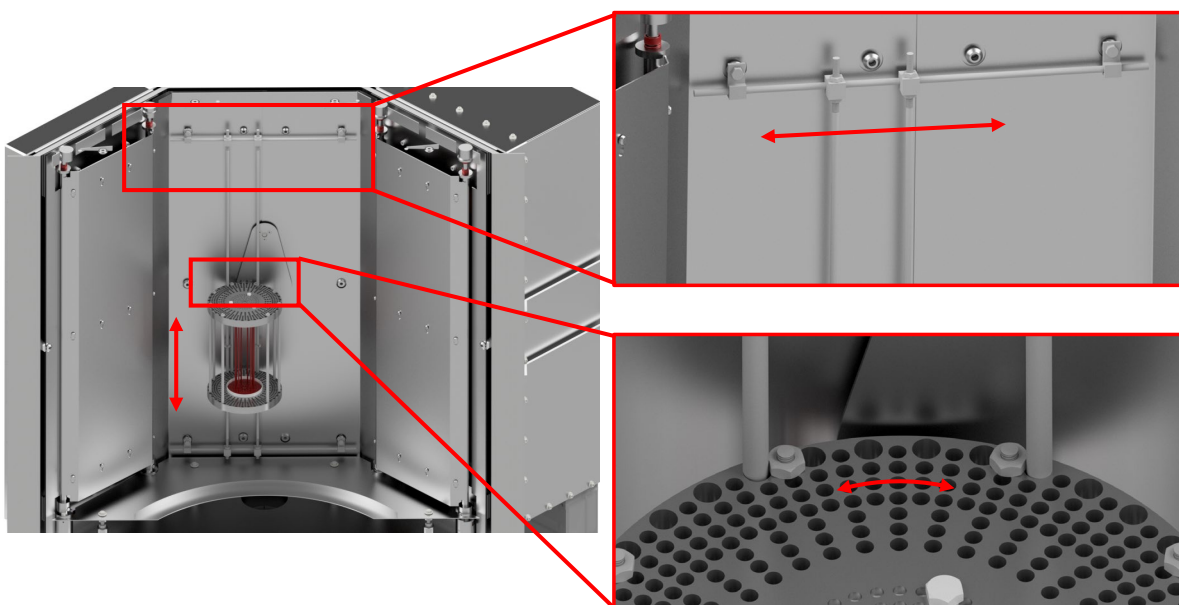


Abbildung 6.7 Positionier- und Einstellbarkeit der Quelle innerhalb der Beschichtungsanlage durch ein Schienensystem

6.4.1 Auslegung der Positionierbarkeit

Die Quelle soll innerhalb der Anlage, wie in Kapitel 6.3 definiert, in dem vorgesehenen Raum (vorgestellt in Kapitel 6) über ein Schienensystem einstellbar sein. Dabei ist die variable Quellenhöhe zu berücksichtigen. Die Ausrichtung sowie die Position sollen dabei einstellbar sein. Das entwickelte Schienensystem ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Über ein starres Gestänge lässt sich die IEC-Quelle transversal ausrichten. Die vertikalen Stangen werden durch die an der Anodenscheibe vorgesehenen Bohrungen gesteckt. Diese Bohrungen sind in 10° -Schritten auf der Anodenscheibe an Position A7 (vgl. Tabelle 6.2) angeordnet. Somit lässt sich die Ausrichtung der Quelle und folglich die Austrittsrichtung

in 10° Schritten einstellen. An den vertikalen Stangen sind Klemmen vorgesehen, auf denen die Quelle abgesetzt wird, wodurch die Höhe der Quelle einstellbar ist. Durch das Schienensystem lässt sich die Quelle im Abstand und Winkel zum Substrat einstellen. Im potenziellen Betrieb mit der Magnetron-Kathode können die Quelle bzw. die Austrittsrichtung variabel eingestellt werden, dies ermöglicht eine Untersuchung im IPVD-Betrieb. Ebenfalls lässt sich mit der Ausrichtung des Strahls unmittelbar auf das Substrat ein PECVD-Prozess realisieren. Die Betriebsmöglichkeiten der Quelle sind in Kapitel 4 erläutert.

6.4.2 Elektrische Ansteuerung der IEC-Plasmaquelle

Die Kathode der IEC-Quelle wird mit einer Gleichstrom-Hochspannungsversorgung verbunden (Technix GmbH 10 kW, negative Polarität gegen Erde, maximale Spannung -20 kV, maximaler Strom 500 mA). Durch die angelegte negative Spannung handelt es sich um eine ioneninduzierte IEC-Quelle.

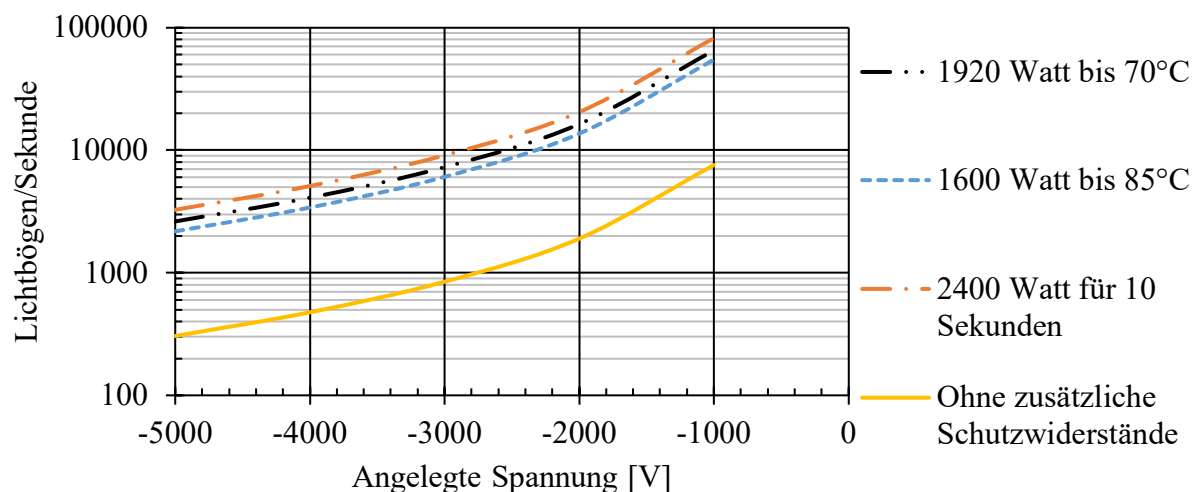


Abbildung 6.8 Zulässige Lichtbögen pro Sekunde über die angelegte Kathodenspannung mit und ohne zusätzlichen Schutzwiderstand

Lichtbogenabsicherung

Die Hochspannungsversorgung besitzt ein Lichtbogenabschaltung (20 ms) im Bereich zwischen -5 kV und -20 kV. Im Bereich zwischen 0 kV und -5 kV wird das Netzgerät zusätzlich mit zwei in Serie geschalteten 220 Ohm Folienwiderständen (Ohmite Holdings LLC, TAP800, 800 W, maximale Spannung 5 kV, maximale Betriebstemperatur 150 °C) vor Lichtbogenüberschlägen geschützt. Diese zusätzlichen Lastwiderstände schützen den internen Schutzwiderstand (33 Ohm, maximal 240 Watt) vor einer Überhitzung bei Lichtbogenentladungen. Mit den in Serie geschalteten Folienwiderständen werden 7% der anfallenden Leistungen am internen Widerstand abgebaut und entsprechend 93% an den Folienwiderständen. Die zugelassene Leistung der Folienwiderstände liegt bei 960 W bei Temperaturen bis zu 70°C (insgesamt entsprechend 1920 W), 800 W (insgesamt entsprechend 1600 W) bei 85°C und

6 Konzeption und Konstruktion der zylinderförmigen IEC-Quelle

kurzzeitig 1200 W (insgesamt 2400 W) bis zu 12 Sekunden. Bei Temperaturen oberhalb von 85°C nimmt die mögliche Leistung linear auf bis zu 160 W bei 140°C ab.

Der hochspannungsinterne Kondensator hat eine Kapazität C_K von 6,3 nF, woraus sich abhängig von der angelegten Spannung V die Energie je Lichtbogen E_L wie folgt berechnet:

$$E_L = \frac{1}{2} C_K V^2 \quad (31)$$

Unter Berücksichtigung der zulässigen Leistungen an den Widerständen lassen sich die maximal zulässigen Lichtbogenüberschläge je Sekunde bestimmen. Diese sind für den Fall von -0,5 kV bis -5 kV in Abbildung 6.8 dargestellt. Für den Grenzfall von -5 kV wären somit 2177 Lichtbögen/Sekunde bei Temperaturen von bis zu 70°C (kurzzeitig 3266 Lichtbögen/Sekunde für 10 Sekunden) zulässig ohne den internen sowie die beiden externen Widerstände zu überhitzen. Am internen Lastwiderstand dissipieren 120 W bei Temperaturen bis zu 70°C, bis zu 144 W bei Temperaturen bis 85°C und bei kurzzeitiger Überlast 180 W. Bei den betrachteten Fällen wird die interne maximal zulässige Leistung von 240 W nicht überschritten. Mit den zusätzlichen Lastwiderständen lässt sich somit die Anzahl von möglichen Lichtbögen je Sekunde von 304 Lichtbögen/Sekunde auf bis zu 3266 Lichtbögen/Sekunde im Fall einer angelegten Spannung von -5 kV erhöhen. Eine zusätzliche Kühlung der externen Lastwiderstände kann die Leistung erhöhen.

7 Betriebseigenschaften der zylinderförmigen IEC-Quelle

Die konstruierte zylinderförmige IEC-Quelle wurde in Rahmen eines Testlaufs in der Großraumbeschichtungsanlage (vgl. Kapitel 5.1) validiert. In erster Linie waren dabei die Zündcharakteristiken bezüglich der Betriebsmodi zu untersuchen sowie die Stabilität in diesen Bereichen.

7.1 Zünden der IEC-Quelle

Für den Zündversuch wird die zylinderförmige IEC-Quelle aus Kapitel 6.4 in das definierte Volumen innerhalb der Kammer (vgl. Abbildung 6.1) über das Schienensystem (vgl. Kapitel 6.4.2) zwischen Kammerwand und Substrattisch montiert. Der Plasmastrahl ist dabei auf die Satelliten gerichtet (vgl. Abbildung 5.1). Für den Zündversuch wurden acht Kathodenstäbe in der Konfiguration C2 und A7 gewählt (vgl. Tabelle 6.2). Nach dem Evakuieren des Rezipienten auf einen Basisdruck von 0,6 Pa trennt ein Hochvakuumventil die Kammer von den Turbomolekularpumpen, wodurch sich ein abgeschlossenes System bildet.

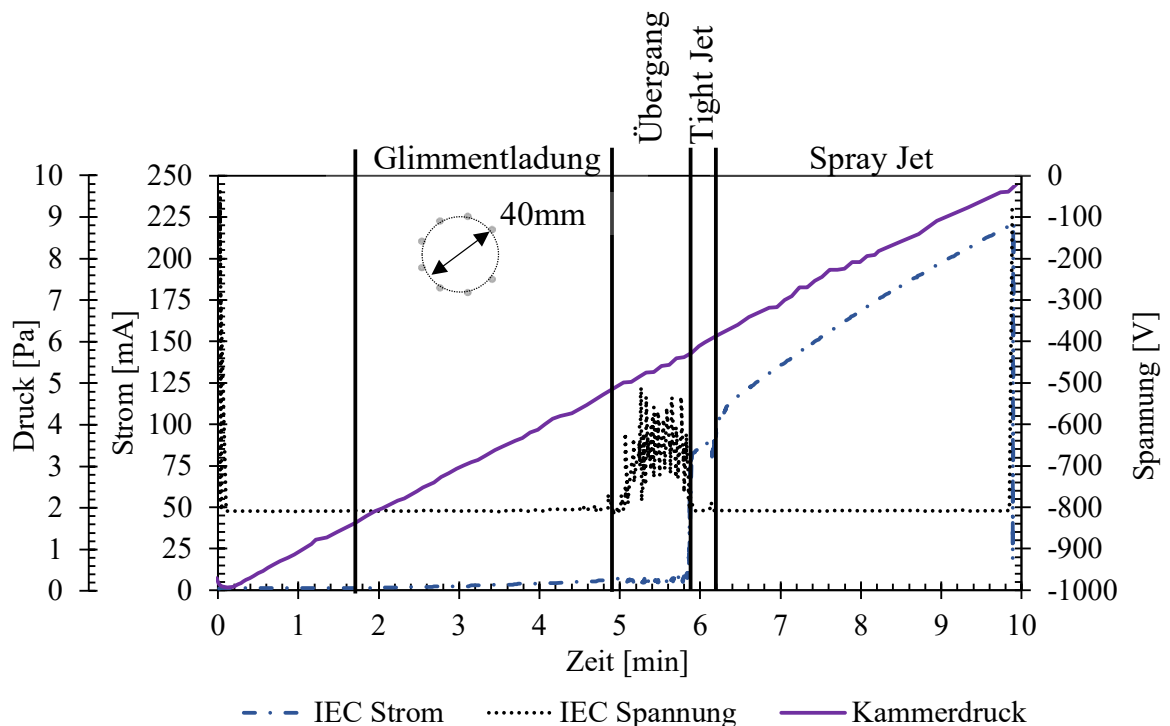


Abbildung 7.1 Strom-Spannungs-Druck-Charakteristik bei acht Kathodenstäben und einem Kathodendurchmesser von 40 mm [TIE21]

In Abbildung 7.1 ist die Strom- und Spannungs-Charakteristik der IEC-Quelle in Abhängigkeit vom Druck bzw. die Zeit dargestellt. Durch das Einleiten eines konstanten Volumenstroms von 20 sccm Argon erhöht sich der Druck in der Kammer kontinuierlich über die Zeit (vgl. Abbildung 7.1,

7 Betriebseigenschaften der zylinderförmigen IEC-Quelle

durchgängige Linie). Wie in Abbildung 7.1 erkennbar, entstehen bei einer angelegten Kathodenspannung von $-0,8$ kV, abhängig vom Druck, unterschiedliche Betriebsmodi. Ab einem Kammerdruck von ca. $1,8$ Pa wird vom Hochspannungs-Netzgerät ein Strom von 8 mA gemessen. Dies ist ein Indikator das Zünden einer Glimmentladung (vgl. Abbildung 7.2 a)). Das Zünden der Glimmentladung wurde ebenfalls visuell beobachtet. Ab einem Druck von ca. $5,2$ Pa beginnt ein instabiler Plasmabereich („Übergang“), welcher sich durch ein pulsierendes Plasmaleuchten und Schwankungen im Spannungssignal äußert. In dem Druckbereich von ca. 6 Pa bis $6,5$ Pa springt der Entladungsstrom auf ca. 80 mA an. In diesem Bereich entsteht ein diskreter und lokaler Plasmastrahl, der aus der Quelle austritt und visuell dem Tight Jet-Modus gleicht (vgl. Abbildung 7.2 b) und Kapitel 3.3). An der Austrittsstelle glühen die Stäbe nach kürzester Zeit und der Tight Jet ändert anschließend die Austrittsposition entlang der Zylinderachse. Innerhalb der Quelle, nahe des größten Gitterabstands, ist ein intensives lokales Plasmaleuchten erkennbar, welches sich mit steigendem Druck kontinuierlich von kugel- auf ellipsoidenförmig verändert. Ab $6,5$ Pa steigt der gemessene Kathodenstrom auf ca. 112 mA sprunghaft an. Das Plasmaleuchten innerhalb der Kathode wird entlang der Kathodenhöhe intensiver und es ist ein über die Zylinderhöhe leuchtender Plasmaaustritt außerhalb der Kathode erkennbar. Dies ist der sogenannte Spray Jet welcher in Abbildung 7.2 c) sichtbar ist. Ab diesem Zünddruck steigt der Entladungsstrom nahezu linear mit steigendem Kammerdruck an. In diesem Bereich sind keine Schwankungen erkennbar.

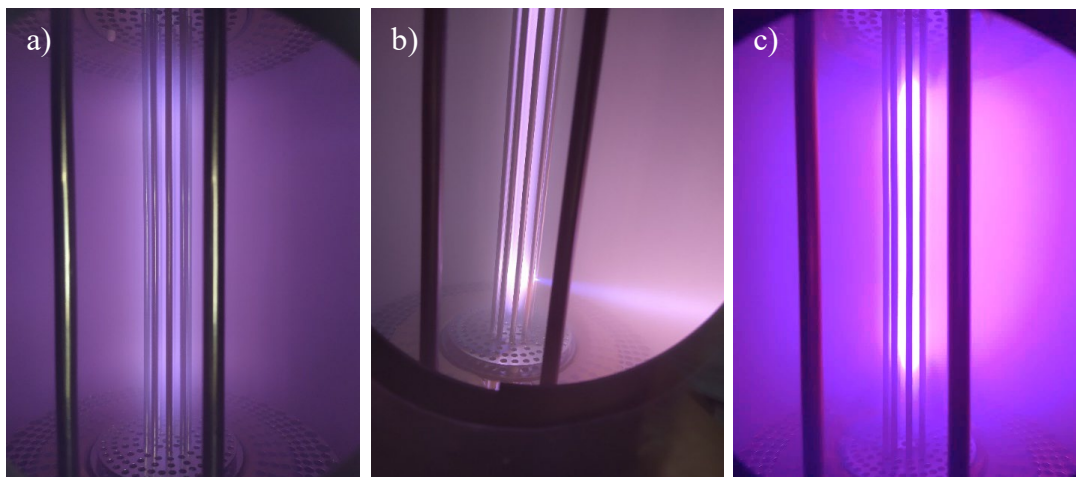


Abbildung 7.2 Beobachtete Betriebsmodi der zylinderförmigen IEC-Quelle a) Glimmentladung b) Tight Jet c) Spray Jet [TIE21]

Der lokal austretende Tight Jet ist vergleichbar mit dem in der Literatur beschriebenen Formation bei kugel- und zylinderförmigen IEC-Quellen (vgl. [WIN19], [SYR13b]). Die Bildung des Strahlmodus ist, wie auch in Kapitel 3.4 beschrieben, vom Druck abhängig. Der Tight Jet bildet sich bei niedrigeren Druckbereichen als der Spray Jet. Dieses Verhalten korreliert mit den von Syring und Herdrich beobachteten Verhalten bei einer kugelförmigen IEC-Quelle [SYR13b]. Anders als bei Chan und Herdrich [CHA19a] ist kein instabiler Bereich zwischen den beiden Strahlmodi zu beobachten. Dieser

wurde stattdessen zwischen der Glimmentladung und dem TIGHT Jet-Modus beobachtet. Die Instabilitäten sind auf Sprünge des TIGHT Jets entlang der Zylinderhöhe zurückzuführen, welcher ab einem bestimmten Druck bzw. einer bestimmten Zeit konstant an einer Position austritt. Winter et al. [WIN17] zeigen, dass mit größerem Kathodendurchmesser und damit einer größeren Öffnung, der Strahlmodus bereits bei niedrigeren Drücken zündet. Ferner verlässt der Strahl bei kugelförmigen IEC-Quellen die Kathode an der größten Maschenöffnung (vgl. Kapitel 3.3). Die initiale Position des TIGHT Jets könnte demnach an der Stelle im Zylinder gelegen sein, bei dem aufgrund von Fertigungstoleranzen oder Verformungen der Stäbe lokal die weiteste Stelle zwischen den Gitterstäben entsteht.

Das instabile Verhalten kann auf die Sekundärelektronenemission zurückgeführt werden. Wie in Kapitel 2.6 beschrieben, ist die Sekundärelektronenemission bei verunreinigten oder oxidierten Oberflächen aufgrund der Elektronenkonfiguration sowie bei kalten Kathoden höher als bei erwärmten gereinigten metallischen Oberflächen. Die Entladung im TIGHT Jet-Modus an dieser initialen Position im Zylinder führt zu einer lokalen Erwärmung der Stäbe und zum Zerstäuben der Verunreinigungen an der Oberfläche durch den Ionenbeschuss. Infolgedessen sinkt die Sekundärelektronenausbeute, wodurch sich der TIGHT Jet an einer Position mit höherem Elektronenanteil im Plasma bildet. Nach einer Einlaufzeit sind die Stäbe homogen erwärmt und die Oberfläche gereinigt, wodurch der TIGHT Jet lokal stabil austritt. Der Austritt erfolgt in diesem Zustand wieder an der initialen Position, wodurch der Einfluss der Geometrie überwiegt. Neben der geometrischen Abhängigkeit könnten auch der Strahlmodus bzw. die Entladung von den Sekundärelektronen abhängig sein. Diese würde sich auf die Ausprägung von virtuellen Elektroden (vgl. Kapitel 3.3) oder Bildung von Doppelschichten (vgl. Kapitel 2.4) auswirken.

Das intensivere Leuchten innerhalb der Kathode im Spray Jet-Modus wurde auch von Chan und Herdrich [CHA19a] beobachtet. Anders als bei der in der Literatur beschriebenen Spray Jet-Bildung tritt das Plasma nicht lokal an einer Position heraus, sondern über die gesamte Quellenhöhe. Es entsteht ein Plasmastrahl, welcher, wie in im Kapitel 4 beschrieben, für die Beschichtungstechnik in industriellen Größenordnungen eingesetzt werden kann.

7.2 Zünd- und Betriebsverhalten bei einer Spannungsvariation

In Kapitel 7.1 sind die Betriebsmodi der zylinderförmigen IEC-Quelle in Abhängigkeit vom Druck bei konstanter Kathodenspannung beschrieben. Im nächsten Schritt wurde neben dem Druck zusätzlich der Einfluss der Kathodenspannung bei konstanter Geometrie untersucht. Die IEC-Quelle ist dabei in Konfiguration C4 und A7 mit acht Stäben eingestellt (vgl. Tabelle 6.2). Dabei war das Vorgehen gleich zu dem im Kapitel 7.1 beschriebenen. Eine 200 mA-Strombegrenzung des Hochspannungs-Netzgerätes schützt dabei die Kathode vor einer starken thermischen Wärmeentwicklung an den Stäben. Eine zu starke Wärmeentwicklung stellten Ohnishi und Yamamoto [OHN98] bei bereits 95 mA fest. Die

Spannung in diesem Zündversuch der zylinderförmigen IEC-Quelle wurde von -0,8 kV bis -5 kV stufenweise verringert und der Druck durch einen konstanten Argonvolumenstrom von 0,6 Pa bis 10 Pa kontinuierlich erhöht.

Die resultierende Druck-Spannungs-Kennlinie ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Die Glimmentladung zündet im Bereich zwischen -2 kV und -5 kV nahezu bei dem gleichen Kammerdruck von 0,8 Pa (vgl. Abbildung 7.3 hellblaue, Strich-Doppelpunkt-Linie). Je niedriger die angelegte Spannung ist (von -2 kV auf -0,8 kV), desto höher ist der notwendige Druck, ab dem die Glimmentladung zündet. Der Tight Jet tritt in dieser Konfiguration zwischen -2 kV und -5 kV auf und zündet bei einem konstanten Druck von 1,3 Pa (vgl. Abbildung 7.3 graue Strich-Punkt-Linie). Der notwendige Druck zum Zünden des Spray Jet-Modus verläuft parallel zu der Zündkurve der Glimmentladung. In dem Bereich zwischen -5 kV und -2,5 kV zündet die Quelle bei ca. 1,7 Pa (vgl. Abbildung 7.3 gelbe gestrichelte Linie). Ab diesem Punkt steigt der notwendige Druck zum Zünden des Spray Jet-Modus mit niedrigeren Spannungen an. Der Bereich des Spray Jet-Modus wird in Richtung höherer Drücke durch die Strombegrenzung limitiert (vgl. Abbildung 7.3 dunkelblaue gepunktete Linie), wodurch sich ein stabiler Betriebsbereich des Spray Jet-Modus ergibt. **Dieser Betriebsbereich ist für die Beschichtungstechnik relevant.** Bei geringeren Spannungen wird das Limit bereits bei einem niedrigeren Druck erreicht als bei hohen Spannungen. Der limitierende Druckverlauf nimmt exponentiell mit der angelegten Spannung ab. In Abbildung 7.3 ist ebenfalls der Quellenstrom am Punkt der Spray Jet-Zündung aufgezeichnet. Für den Verlauf wurde in diesem Fall die Strombegrenzung auf 500 mA gesetzt. Es ist erkennbar, dass der Quellenstrom exponentiell mit der angelegten Spannung zunimmt. [TIE21]

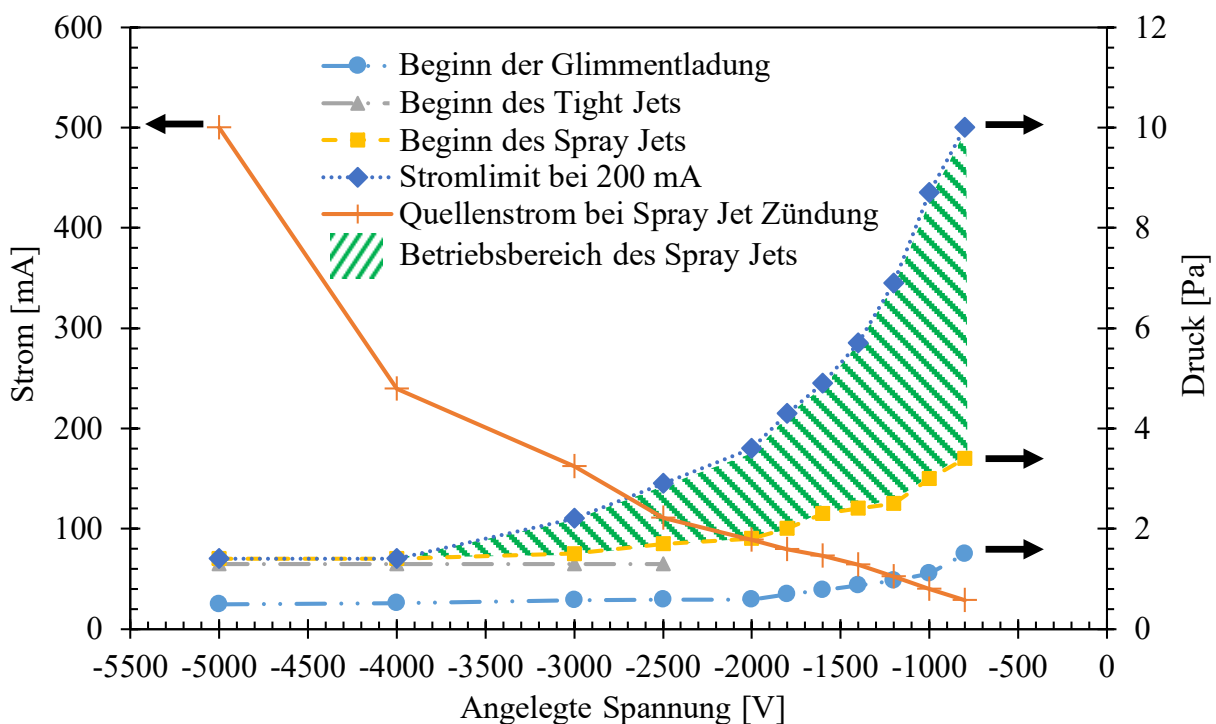


Abbildung 7.3 Variation der Kathodenspannung über den Kammerdruck in Konfiguration C4 und A7 mit acht Stäben mit Argon als Prozessgas [TIE21]

Das Zündverhalten der Glimmentladung ähnelt dem Zündverhalten der Paschen-Kurve (vgl. Kapitel 2.1), jedoch ist ein Druckminimum nicht erkennbar. Dieses Verhalten beobachten Miley und Murali [MIL14] ebenfalls. Das Zündverhalten der Glimmentladung lässt sich durch die Menge an freien Elektronen beschreiben. Die angelegte Kathodenspannung beschleunigt freie positive Ionen in Richtung des Kathodengitters. Somit richtet sich die Ionenenergie nach der angelegten Kathodenspannung. Mit steigender Ionenenergie erhöht sich die Elektronenausbeute je auftreffendes Ion für diesen Spannungsbereich annähernd linear (vgl. Kapitel 2.2 und Abbildung 2.8). Die Sekundärelektronen beschleunigen durch das resultierende Feld zwischen den Elektroden und ionisieren durch eine Stoßionisation das Hintergrundgas. Die Sekundärelektronenausbeute (Townsend-Mechanismus γ) im Bereich zwischen -5 kV und -2 kV ist ausreichend hoch, sodass die Zündung der Glimmentladung eine kritische Stoffmenge benötigt, um die Entladung aufrechtzuerhalten (vgl. Kapitel 2.1). Bei höheren Spannungen im Bereich von -2 kV bis -0,8 kV ist die Sekundärelektronenausbeute geringer, wodurch zusätzliche Elektronen über die Stoßionisation (Townsend-Mechanismus α) zugeführt werden müssen. Aus diesem Grund ist bei höheren Spannungen ein höherer Druck notwendig, um die Entladung zu zünden. Der Zündverlauf des Spray Jet-Modus verläuft parallel zu der Glimmentladung, jedoch bei einem höheren Druck. Dies ist ein Indikator dafür, dass der Spray Jet eine kritische Menge an Ionen bzw. einen bestimmten Ionisationsgrad benötigt, um diesen Strahlmodus zu zünden. Dies ist ähnlich zu der Zündung der Hohlkathodenentladung [MUH15]. Bei der Annahme, dass sich die Ionenanzahl während der Glimmentladung bei konstanter Spannung kontinuierlich mit dem Druck erhöht, steigt zudem die Ionendichte innerhalb der Kathode. Demnach ist, unabhängig von der Spannung, eine kritische Ionendichte notwendig, um den Spray Jet-Modus zu zünden. Wie in Kapitel 3.3 beschrieben, bilden sich innerhalb der Kathode nach der Poisson-Theorie, je nach Druck und angelegter Kathodenspannung, virtuelle Elektroden. Ab der kritischen Ionenkonzentration in der Kathodenmitte entsteht ein elektrisches Feld, welches die Elektronen innerhalb der Kathode ausreichend beschleunigt, um Ionisationsvorgänge durch Elektronenstöße auszulösen. Durch diesen Ionisationsvorgang innerhalb der Kathode zündet der Spray Jet-Modus. Mit der Ionengenerierung innerhalb der Kathode erhöht sich schlagartig der Ionenfluss zur Kathode, der sich im Stromsprung widerspiegelt. Der Stromsprung ist ebenfalls aus der Zündung des Hohlkathodeneffektes bekannt, bei dem eine intensive Gasentladung innerhalb einer Kavität über energetische Pendelelektronen gezündet wird [MUH15] (vgl. Kapitel 2.3). Mit abnehmender Kathodenspannung (von -0,8 kV bis -5 kV) nimmt die Sekundärelektronenausbeute je auftreffendes Ion zu. Dementsprechend steigt die Anzahl an freien Elektronen innerhalb der Kathode und somit die Plasmadichte. Aus diesem Grund erhöht sich der Kathodenstrom mit sinkender Kathodenspannung bei der Zündung des Spray Jet-Modus und führt dazu, dass die Strombegrenzung von 200 mA bereits bei einem tieferen Druck erreicht wird. Die höhere Plasmadichte kann die Plasmaeigenschaften des Strahls beeinflussen. [TIE21]

7.3 Wiederholgenauigkeit der Versuchsdurchführung

Für die Reproduzierbarkeit wurde bei einer festen Quellengeometrie der Zündversuch, wie in Kapitel 7.2 vorgestellt, achtmal wiederholt. Die Versuche erfolgten je getestete Kathodenspannung bei unterschiedlichen Basisdrücken. In Abbildung 7.4 sind die Basisdrücke für die jeweiligen Kathodenspannungen in Form von Kastengrafiken dargestellt. Dabei ergibt sich die gesamte Spannweite von 0,12 Pa bis 0,65 Pa. Ausgehend vom Median der gemessenen Basisdrücke ist die Präzision der verwendeten Pirani-Druckmesszelle (vgl. Kapitel 5.1) in dem Druckbereich gezeigt. Es ist zu erkennen, dass die Spannweite der Basisdrücke deutlich über der Spannweite der Druckmesszelle liegt und daher der Einfluss der Messungenauigkeit als gering angenommen werden kann. Für jede Wiederholung des Versuchs wird der Druck bei Zündung der Glimmentladung und des Spray Jet-Modus sowie der Kathodenstrom bei Spray Jet Zündung und der maximale Druck bei der Stromgrenze von 200 mA ausgewertet. Die zugehörigen Kastengrafiken über jede getestete Kathodenspannung sind im Anhang in Abbildung 12.6 bis Abbildung 12.9 im Anhang dargestellt. Für jede Kastengrafik ist die Wiederholgenauigkeit der Pirani-Druckmesszelle auf Höhe des Medians dargestellt. Die jeweiligen Spannweiten sind ähnlich zu denen vom Basisdruck.

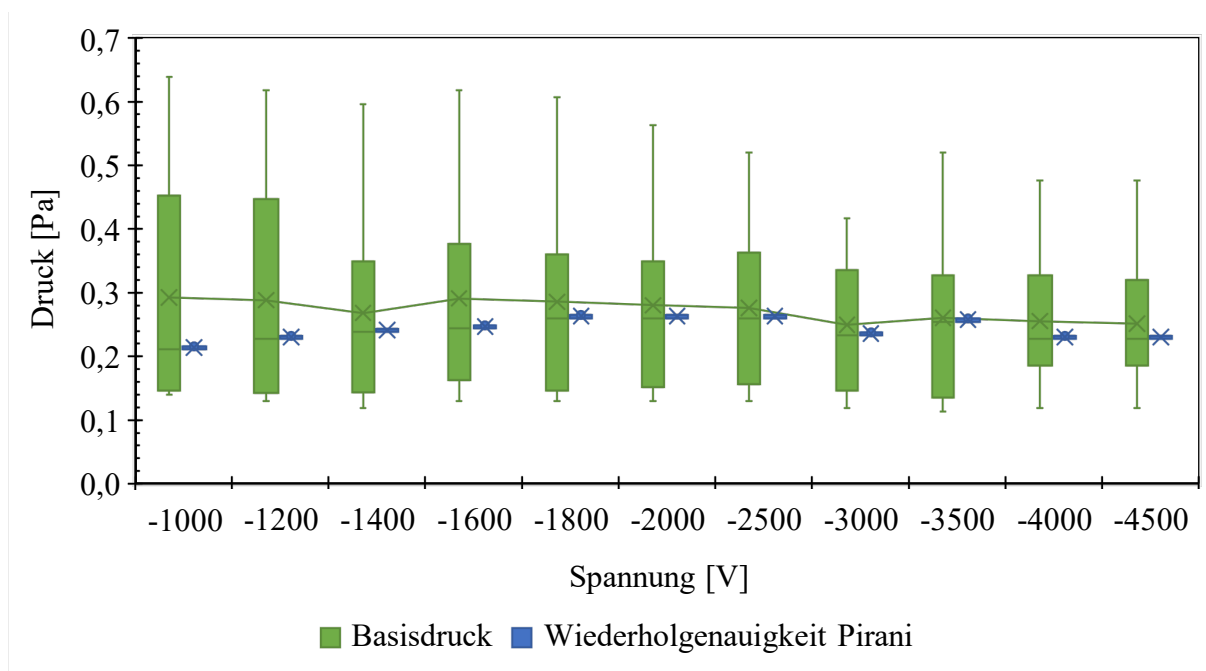


Abbildung 7.4 Kastengrafiken vom gemessenen Basisdruck bei unterschiedlichen angelegten Spannungen

Eine Korrelation der jeweiligen Werte mit dem zugehörigen Basisdruck ist in Abbildung 7.5 dargestellt. Der r-Wert ist der Korrelationskoeffizient (engl. Pearson Correlation Coefficient, PCC) welcher die Stärke einer linearen Beziehung zwischen zwei Parametern wiedergibt [ZHO16]. Bei einem r-Wert von 0 korreliert die Beziehung nicht und je näher der Wert an -1 oder 1 liegt, desto stärker korrelieren die Beziehungen linear zueinander [ZHO16]. In Abbildung 7.5 ist zu erkennen, dass der Basisdruck in der

Kammer und somit die Restmenge an Luft zu Beginn der konstanten Zuleitung von Argon mit einem r-Wert von über 0,8 für jede getestete Kathodenspannung in starker Korrelation mit dem abgelesenen Wert für die Glimmentladung steht. Bei einer positiven Korrelation bedeutet dies, dass mit einem hohen Basisdruck die Glimmentladung erst bei einem höheren Druck zündet, und der r-Wert von über 0,8 zeigt, dass diese Verschiebung um einen vergleichbaren Abstand erfolgt. Demzufolge zündet die Glimmentladung bei einer ähnlichen Stoffmenge bzw. bei ähnlichem Partialdruck von Argon in der Kammer. Die Zündung des Spray Jet-Modus und der Strom an der Kathode nach der Zündung des Spray Jet-Modus stehen, mit Ausnahme der Kathodenspannung von -1 kV und -2,5 kV, mit r-Werten von über 0,5 im signifikanten Zusammenhang mit dem Basisdruck. Bei dem Druck, an dem die Stromgrenze von 200 mA erreicht wird, korreliert dieser Wert erst zwischen -3,5 kV bis -4,5 kV signifikant mit dem Basisdruck. Die Korrelation nimmt im Bereich von hohen Partialdrücken ab, da der Partialdruck von Luft deutlich geringer als der Partialdruck von Argon ist. Der Einfluss des Basisdrucks wird jedoch im Spannungsbereich von -3,5 kV bis -4 kV größer, da der Anteil der Restmenge an Luft stärker zum Gesamtdruck beiträgt. Die Wiederholgenauigkeit steigt mit der Betrachtung des Partialdrucks von Argon. Aus diesem Grund wird im Rahmen der Untersuchungen der Basisdruck vom Gesamtdruck abgezogen, um somit den Partialdruck von Argon zu erhalten.

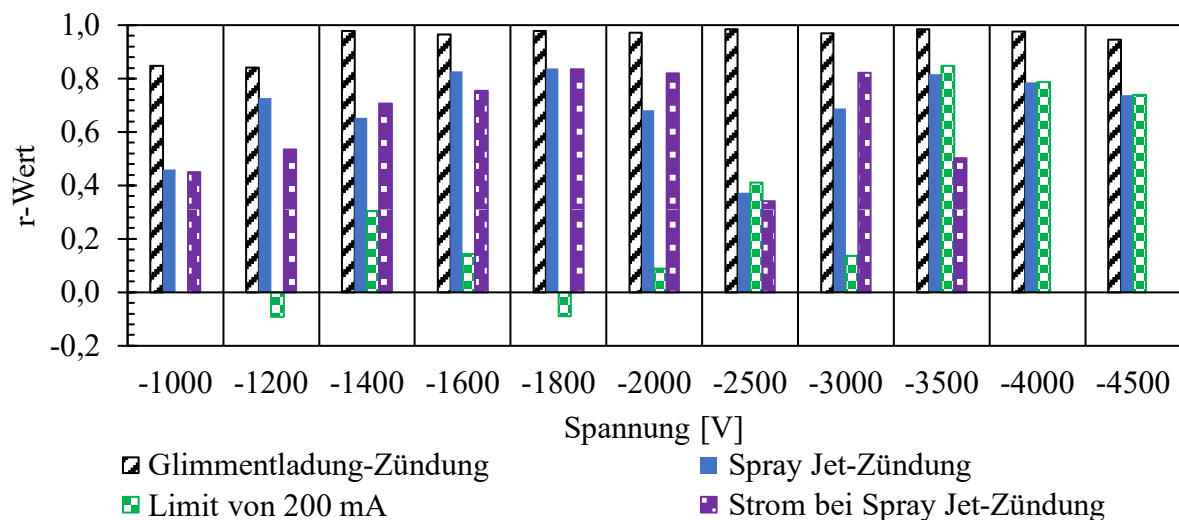


Abbildung 7.5 Korrelationskoeffizient zwischen den jeweiligen Zünddrücken der Modi zu der angelegten Kathodenspannung in Korrelation mit dem Basisdruck

Neben dem Basisdruck können ebenfalls die Temperatur und die Oberflächenbeschaffenheit der Kathode das Zündverhalten der Glimmentladung und des Spray Jet-Modus sowie den Kathodenstrom bei Zündung des Spray Jet-Modus beeinflussen. In Kapitel 7.1 zeigt das Zündverhalten einen instabilen Bereich, welcher auf eine erhöhte Sekundärelektronenemission zurückzuführen ist. Bei kalten und verunreinigten bzw. oxidierten Oberflächen kann die Sekundärelektronenausbeute je auftreffendes Ion höher sein als bei höheren Kathodentemperaturen und gereinigten Metalloberflächen (vgl. Kapitel 2.6). Dieser Effekt kann die Zündigenschaften sowie die damit verbundene Wiederholgenauigkeit der

Versuche negativ beeinflussen. Aus diesem Grund wird bei einer konstanten Kathodenspannung von -2 kV, bei gleicher Kathodenkonfiguration wie in Kapitel 7.2, der Partialdruck von Argon kontinuierlich erhöht (vgl. Kapitel 7.1) und der Zünddruck der Glimmentladung und des Spray Jet sowie der Kathodenstrom bei der Spray Jet-Zündung ausgewertet. Die Kathodenkonfiguration ist gleich zu der im Kapitel 7.1 vorgestellten Anordnung. Bei dieser Konfiguration und Kathodenspannung wird der Versuch achtmal mit einer Kathodentemperatur von ca. 20°C mit einer verunreinigten Oberfläche durchgeführt und achtmal nach einer Einlaufzeit der IEC-Quelle im Spray Jet-Modus von 10 Minuten.

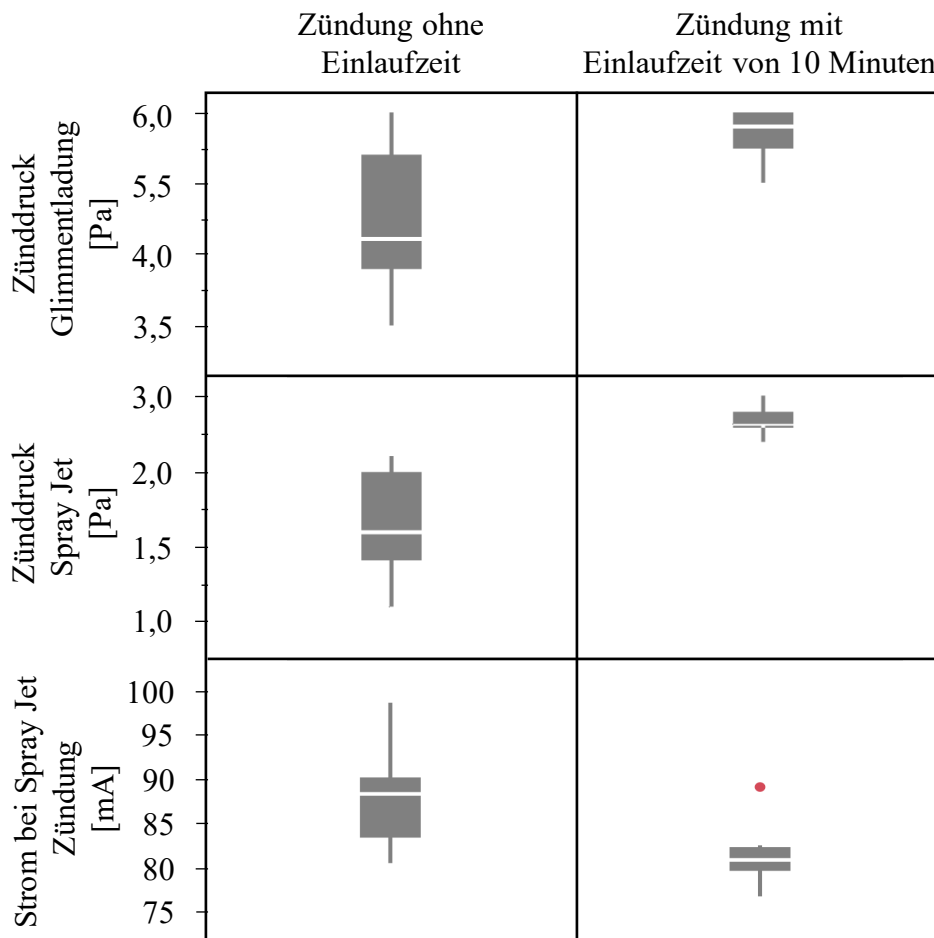


Abbildung 7.6 Kastengrafik der Ablesewerte vor und nach einer Einlaufphase von 10 Minuten bei einer Kathodenspannung von -2 kV mit Argon als Prozessgas.

Nach 10 Minuten im Spray-Jet-Betrieb bleibt der Kathodenstrom konstant. Demnach wird eine durch den Ionenbeschuss gereinigte Oberfläche bei konstant erhöhter Temperatur angenommen. Die Ablesewerte vor und nach dieser Einlaufzeit sind in Abbildung 7.6 für die jeweiligen charakteristischen Zünddrücke in Form von Kastengrafiken dargestellt. Durch die zusätzliche Einlaufzeit vermindert sich die Spannweite für die drei Kennwerte. Die Spannweite verringert sich bei der Glimmentladung von 1,5 Pa auf 0,5 Pa, bei dem Zünddruck vom Spray Jet von 1,1 Pa auf 0,6 Pa und bei dem Kathodenstrom von 17 mA auf 6 mA. Bei der Betrachtung des Quartilabstands liegen die Werte nach der zehnminütigen

Einlaufzeit näher beieinander. Ferner steigt bei der Betrachtung des Medians der notwendige Druck zur Zündung der Glimmentladung und des Spray Jet-Modus bei einem niedrigeren Entladungsstrom. Die Ergebnisse stützen die Theorie des Sekundärelektroneneinflusses auf die Bildung des Spray Jet-Modus. Demnach sinkt der Anteil an freien Elektronen, die zur Zündung des Spray Jet-Modus notwendig sind, durch die verringerte Sekundärelektronenausbeute. Diese müssen über den Gasdruck und der im Zusammenhang stehenden Elektronengewinnung durch die Elektronen-Stoßionisation kompensiert werden. Des Weiteren ist der geringere Strom ein Indiz dafür, dass die Plasmadichte abnimmt bzw. sich das Verhältnis der Ladungsträgerflüsse zu und von der Kathode verändert. Im Rahmen der Untersuchungen ist eine Einlaufzeit der Kathode von 10 Minuten im Spray Jet-Modus zu berücksichtigen.

7.4 Betriebsverhalten mit verschiedenen Prozessgasen

Die zylinderförmige IEC-Quelle wurde für die bisherigen Versuche mit Argon als Prozessgas betrieben. In Abbildung 7.3 ist die Betriebscharakteristik der Quelle mit acht Kathodenstäben auf Position C4 (vgl. Tabelle 6.2) mit einem Öffnungswinkel von 80° im Druck-Spannungs-Diagramm dargestellt. Es spannt sich ein Spray Jet-Betriebsbereich (grün schraffiert) auf. Diese Charakteristik wurde bereits in Kapitel 7.1 näher erläutert. Analog dazu zeigt Abbildung 7.7 die Betriebscharakteristiken mit molekularem Stickstoff (N_2) als Prozessgas und Abbildung 7.8 mit Acetylen (C_2H_2) bei einer gleichbleibenden Kathodenkonfiguration aus Kapitel 7.2.

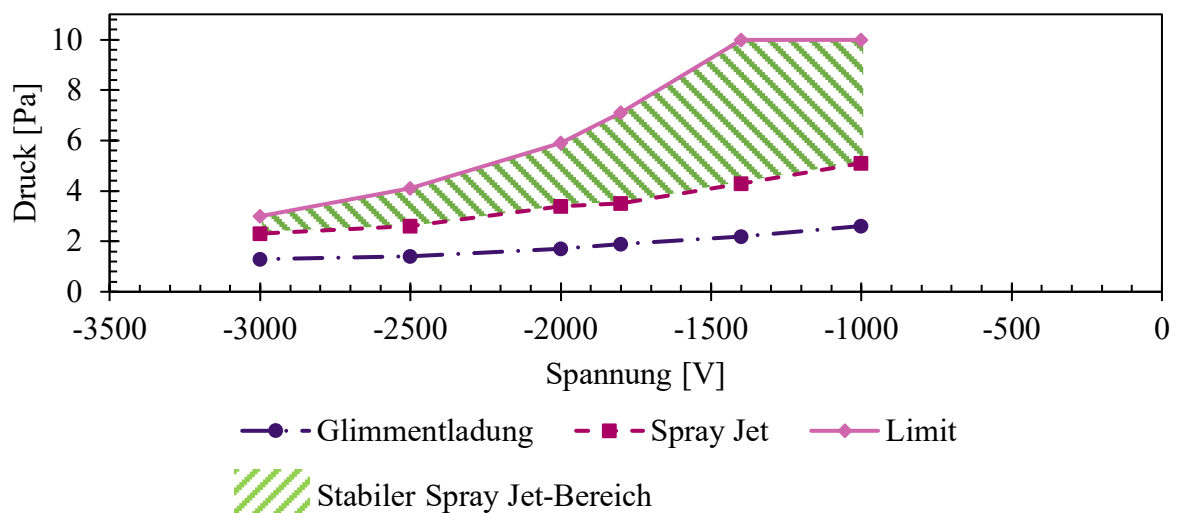


Abbildung 7.7 Betriebscharakteristik der zylinderförmigen IEC-Quelle mit acht Kathodenstäben auf Position C4 und 80° Öffnungswinkel mit Stickstoff als Prozessgas.

Bei der Verwendung von Stickstoff als Prozessgas verschiebt sich der Betriebsbereich des Spray Jet-Modus (grün schraffiert) in Richtung höhere Drücke. In diesem Zusammenhang zündet sowohl die Glimmentladung als auch der Spray Jet bei einem höheren Druck im Vergleich zum Betrieb mit Argon

7 Betriebseigenschaften der zylinderförmigen IEC-Quelle

bei gleichbleibender Spannung. Somit zündet beispielsweise der Spray Jet-Modus unter Argonumgebung mit einer Kathodenspannung von -3 kV bei 1,3 Pa und mit einer Kathodenspannung von -1 kV bei 2,6 Pa. Bei der Verwendung von Stickstoff zündet der Spray Jet hingegen mit -3 kV bei 2,3 Pa und mit -1 kV bei 5,1 Pa. Aufgrund von Instabilitäten im Plasma kann die Druck-Spannungs-Charakteristik unterhalb von -3 kV nicht ausgewertet werden. Wie in Kapitel 2.1 beschrieben, ist die Zündung der Glimmentladung unter anderem gasartabhängig. Entsprechend sind höhere PD-Werte bei konstanter Spannung notwendig, um eine Entladung zu zünden. Der Grund hierfür ist die zusätzliche notwendige Energie für die Ionisation, da ein Teil der Energie in z.B. die Dissoziation, Rotation und Vibration der Moleküle fließt. Daher ist ebenfalls ein höherer Druck zum Zünden des Spray Jet-Modus mit Stickstoff notwendig.

Des Weiteren wird die Druckgrenze bei einem höheren Druck erreicht. Dies bedeutet, dass ein höherer Druck notwendig ist, um im Spray Jet-Modus die 200 mA Kathodenstrom zu erreichen. Die Grenze von 10 Pa im Spannungsbereich von -1,4 kV bis -1 kV ist eine anlagenseitige Begrenzung. Der Maximalwert von 200 mA wurde in diesem Bereich nicht erreicht. Der Betriebsbereich des Spray Jet-Modus mit Stickstoff als Prozessgas ist ähnlich mit dem von Argon. Mit abnehmender Spannung nimmt der Betriebsbereich ab, während die Strombegrenzung bereits bei tieferem Druck erreicht, wird als bei höheren Spannungen in Richtung -1 kV. Mit abnehmender Spannung nimmt diese Grenze über den Druck exponentiell zu. Zudem steigt der notwendige Druck zum Zünden des Spray Jet-Modus und der Glimmentladung mit größer werdender Spannung in Richtung -1 kV.

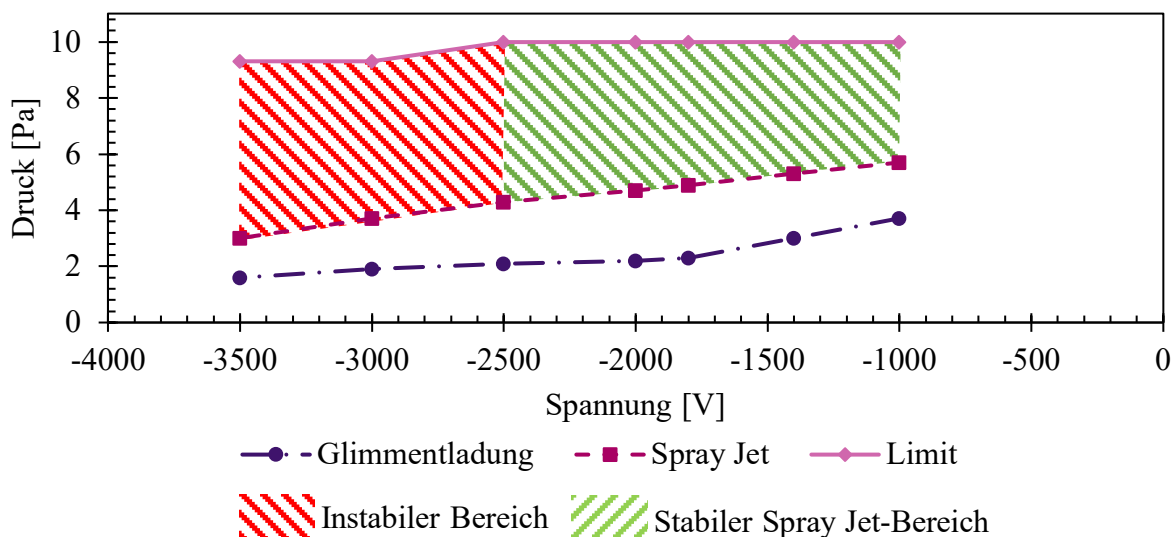


Abbildung 7.8 Betriebscharakteristik der zylinderförmigen IEC-Quelle mit acht Kathodenstäben auf Position C4 und 80° Öffnungswinkel mit Acetylen als Prozessgas.

In Abbildung 7.8 ist der Betrieb der Quelle mit Acetylen als Prozessgas bei gleicher Quellenkonfiguration (wie in Kapitel 7.2 beschrieben) dargestellt. Anders als bei dem Betrieb mit Stickstoff und Argon, bildet sich ein kritischer Bereich (rot schraffiert) zwischen -2,5 kV und -3,5 kV,

bei dem Plasmainstabilitäten beobachtet und gemessen wurden. In dem Spannungsbereich zwischen -1 kV und -2,5 kV ist ein stabiler Plasmabereich dargestellt (grün schraffiert). Die Zündcharakteristik der Glimmentladung ist ähnlich der im Betrieb mit Stickstoff und Argon. Es ist jedoch ein höherer Druck in der Kammer nötig, um die Glimmentladung im Vergleich zum Betrieb mit Stickstoff und Argon zu zünden. Somit zündet die Glimmentladung beispielsweise bei einer angelegten Spannung von -3 kV mit Argon bei 0,55 Pa, mit Stickstoff bei 1,3 Pa und mit Acetylen bei 1,9 Pa. Dieses Verhalten ist, wie auch bei Stickstoff, auf komplexe Dissoziations- und Ionisationspfade bei Molekülen zurückzuführen. Die Zündcharakteristik des Spray Jet-Modus verläuft, anders als bei der Verwendung von Stickstoff und Argon, nahezu linear über die Spannung. Somit ist mit einer höheren Spannung ein höherer Druck notwendig, um den Spray Jet-Modus zu zünden. Bei der Verwendung von Stickstoff und Argon verläuft diese Kennlinie exponentiell. Des Weiteren bleibt die Druckgrenze im grün schraffierten Bereich konstant bei 10 Pa. Dies bedeutet, dass die Begrenzung nicht durch die 200 mA erreicht wird, sondern durch eine anlagenseitige Begrenzung. Bei Spannungen unterhalb von -2,5 kV greift wiederum die Strombegrenzung, welche den maximalen Druck bestimmt. Anders als bei einem Betrieb mit Stickstoff und Argon nimmt der Spray Jet-Bereich mit tieferen Spannungen in Richtung -3,5 kV nicht ab, sondern wird in dem gemessenen Bereich über den Druck größer.

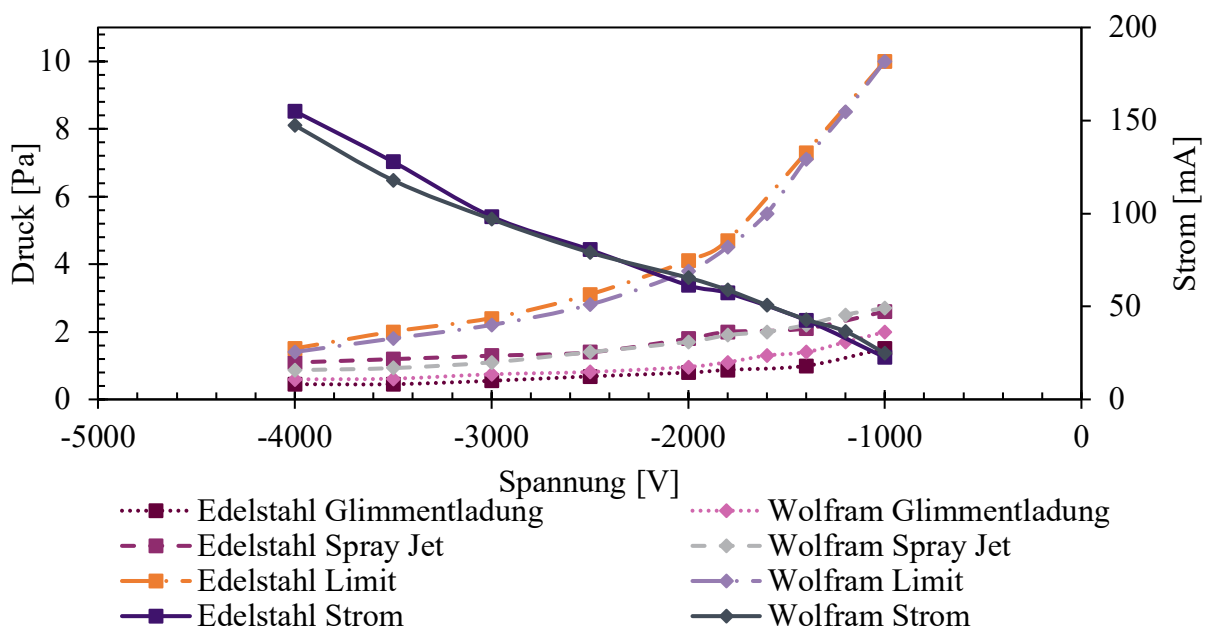


Abbildung 7.9 Gegenüberstellung der Betriebscharakteristik der zylinderförmigen IEC-Quelle mit acht Kathodenstäben und einem Öffnungswinkel von 80° auf Position C4 mit Wolfram und Edelstahl 1.4301 als Kathodenmaterial.

7.5 Einfluss des Kathodenstabmaterials

Neben dem geometrischen Einfluss auf die Betriebseigenschaften wurde ebenfalls der Einfluss des Kathodenmaterials untersucht. Die Konfiguration der Kathode ist mit acht Kathodenstäben auf Position C4 (vgl. Tabelle 6.2) mit einem Öffnungswinkel von 80° realisiert. Der Einfluss des Kathodenmaterials

7 Betriebseigenschaften der zylinderförmigen IEC-Quelle

wird durch die Verwendung von Kathodenstäben aus Edelstahl (1.4301) und Wolfram untersucht. Die jeweiligen Kathodenscheiben (vgl. Kapitel 6.4.1) bleiben unverändert aus Edelstahl (1.4301). Die Betriebscharakteristik der beiden Stabmaterialien ist in Abbildung 7.9 dargestellt. Im Diagramm ist je Kathodenmaterial der Zündpunkt der Glimmentladung (gekennzeichnet als „Glimmentladung“) sowie Spray Jet-Modus (gekennzeichnet als „Spray Jet“) ersichtlich sowie der Entladungsstrom am niedrigsten Betriebspunkt des Spray Jet-Modus (gekennzeichnet als „Strom“). Darüber hinaus ist die Druckgrenze (gekennzeichnet als „Limit“) der Quelle im Spray Jet-Modus der beiden Materialien in Abhängigkeit der Spannung abgebildet. Die jeweiligen Kennlinien verlaufen über den Druck zur Spannung nahezu identisch. Die geringfügigen Schwankungen sind auf Oberflächenverunreinigungen und unterschiedliche Temperaturen zurückzuführen und liegen in der getesteten Spannweite (vgl. Kapitel 7.3). Beide Materialien besitzen eine ähnliche Austrittsarbeit bei Werten zwischen 4 bis 6 eV und gleichen sich daher in ihrer Elektronenausbeute (vgl. Kapitel 2.6). Die Zerstäubungsausbeute von Eisen ist ungefähr doppelt so hoch wie die von Wolfram. Das zerstäubte Kathodenmaterial scheint das Betriebs- und Zündverhalten nicht zu beeinflussen. Prinzipiell ist bezüglich des Betriebsbereiches kein signifikanter Unterschied erkennbar. Aus diesem Grund lässt sich eine preiswertige Fertigung der Quelle realisieren.

8 Untersuchung der zylinderförmigen IEC-Quelle

Die Betriebs- und die Plasmaeigenschaften der zylinderförmigen IEC-Quelle sind unter anderem von geometrischen Parametern der Kathode und Anode sowie von den Betriebsgrößen wie dem Partialdruck, der Gasart und der Kathodenspannung abhängig. Eine der geometrischen Untersuchungen vorangestellte Particle in Cell Simulation (vgl. Kapitel 5.2) des Spray Jet-Modus zeigt die zu erwartenden Mechanismen, wie den Teilchenfluss und Teilchenenergien in der IEC-Quelle. Anschließend erfolgen die erste Auswertung der eingesetzten Plasmadiagnostik (vgl. Kapitel 5.3) sowie definierte geometrische Untersuchungen (vgl. Kapitel 4.2).

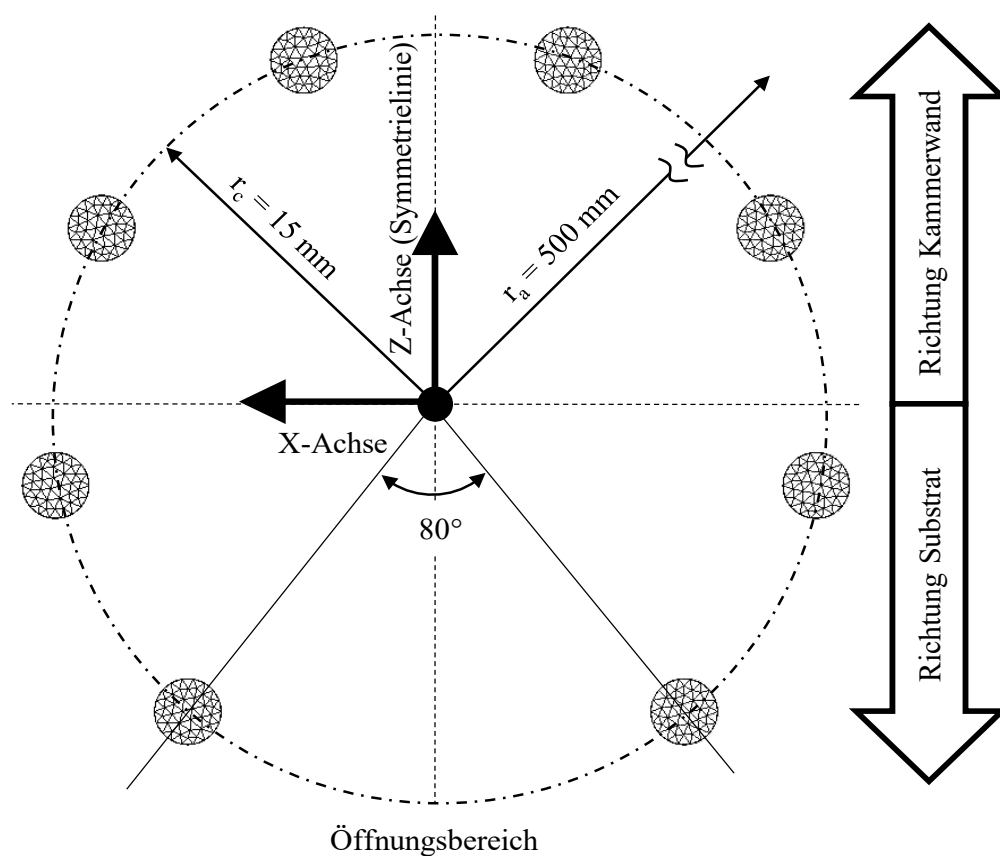


Abbildung 8.1 Quellenaufbau mit gewählten Maßen für die Simulation und Ausrichtung der Quelle

8.1 Particle in Cell-Simulation zur zylinderförmigen IEC-Quelle

Die Simulation mittels Particle in Cell (PIC) ermöglicht es, die Energieverteilungen, die Teilchenflüsse, die Potentialverteilungen und deren Wirkzusammenhänge nachzuvollziehen. Aus diesen Informationen lässt sich die Wirkungsweise des Strahlmodus ableiten. Der Zusammenhang zwischen den Plasmaeigenschaften innerhalb der Quelle sowie den Eigenschaften im Strahl, insbesondere den Teilchenflüssen, sind bislang noch nicht erforscht (vgl. Kapitel 3.4). Untersuchungen mittels

Plasmadiagnostik (wie in Kapitel 3.4 beschrieben) deuten auf einen möglichen Einfluss von virtuellen Elektroden und Doppelschichten hin.

Für die PIC-Simulation wurde ein IEC-Quellenaufbau, wie in Abbildung 8.1 dargestellt, mit acht Kathodenstäben ohne Anodenstäbe gewählt. Der Öffnungswinkel der Kathode beträgt 80° und der Kathodenradius liegt bei $r_c = 30$ mm. Eine zylinderförmige geerdete Kammer bei einem Radius von $r_a = 500$ mm stellt die Anode dar. Bei der Simulation wird das Ergebnis aus Kapitel 8.3.1 vorgegriffen, in dem bewiesen wird, dass die Anodenstäbe keinen Einfluss auf den Betrieb des Spray Jet-Modus haben. Aus diesem Grund sind die Anodenstäbe bei der Simulation nicht berücksichtigt. Bei der zylinderförmigen IEC-Quelle wird eine zweidimensionale Kompression erwartet (vgl. Kapitel 3.3). Aus diesem Grund ist für die Betrachtung der Funktionsweise eine planare Darstellung mittels radialem Schnitt durch die Zylinderachse repräsentativ für die gesamte Zylinderhöhe. Für die Simulation ist das Raster der Zellen auf $0,5 \times 0,5$ mm² festgelegt. Die Simulationszeit liegt bei 500 ns. Für den Versuch wird ein Druck von 3,2 Pa und eine Kathodenspannung von -2 kV verwendet, welche für die gewählte Geometrie ein experimentell ermittelter Betriebspunkt für den Spray Jet-Modus ist.

8.1.1 Dichte- und Energieverteilung der Ladungsträger im Spray Jet-Modus

Die Dichteverteilung der einfach geladenen positiven Argonionen im erstellten zweidimensionalen Raum sind in Abbildung 8.2 c) gezeigt. Ebenfalls sind die Dichte in a) sowie die Energien in b) der Argonionen entlang der Symmetrielinie der Kathode (siehe c), weiß gestrichelte Linie) mit arithmetisch gemittelten Werten dargestellt. Übergeordnet zu a), b) und c) befindet sich die Symmetrieachse (Z-Achse vgl. Abbildung 8.1) welche als „Position“ gekennzeichnet ist. Die Position 0 mm entspricht dem Mittelpunkt der Kathode. Außerhalb der Kathode liegt die Ionendichte bei ca. $6 \cdot 10^{15}$ m⁻³ und im Soll-Austrittsbereich bei ca. $1,2 \cdot 10^{16}$ m⁻³. Demnach ist die Ionendichte am Ausgangswinkel von 80° (vgl. Abbildung 8.1 „B“) im Vergleich zu der restlichen Fläche außerhalb der Kathode von 280° (vgl. c) „A“) nahezu doppelt so hoch. Es bildet sich um die Kathode eine Plasmarandschicht mit einer Länge von ca. 10 mm (vgl. c) dunkelblauer Bereich). Im Austrittsbereich überlagern sich die Randschichten der beiden Stäbe nicht. Es bildet sich dadurch ein Korridor zwischen den Stäben mit einer erhöhten Argonionendichte.

Die Ionenenergien und -dichten innerhalb und außerhalb der Kathode, insbesondere im Strahl, lassen sich durch eine detailliertere Betrachtung durch einen Schnitt entlang der Quellen-Symmetrieachse nachvollziehen. Die Dichte und die Energie verhalten sich im Allgemeinen ambivalent. Mit steigender Energie können die Ladungsträger einen Bereich schneller verlassen, weshalb die Dichte sinkt. Entlang dieser Achse steigt die Ionendichte von Position 50 mm bis Position 30 mm (vgl. a)) kontinuierlich auf $6 \cdot 10^{15}$ m⁻³ an. Die Ionenenergie (vgl. b)) bleibt bei ca. 1 eV nahezu konstant. Innerhalb der Plasmarandschicht werden die Ionen beschleunigt und erreichen eine gemittelte Energie von ca. 700 eV in der Nähe der Kathodenstäbe. Die Ionendichte nimmt in der Plasmarandschicht ab und bleibt innerhalb

der Kathode bis Position -6 mm konstant bei ca. $8 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$. Bis zu diesem Punkt sinkt die Energie der Ionen kontinuierlich auf ca. 60 eV. Am Punkt -6 mm fällt die Energie sprunghaft auf ca. 1 eV ab, bei einem gleichzeitigen Anstieg der Ionendichte auf ca. $1,8 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$. In Position -14 mm erreicht die Ionendichte ein lokales Minimum mit einem Wert von ca. $8 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$. Die Ionenenergie hat bei dieser Position ein lokales Maximum mit einem Wert von ca. 10 eV. Von der Kathodenöffnung außerhalb der Quelle im Bereich von -15 mm bis -90 mm steigt die Ionendichte sprunghaft auf $1,3 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ an, wobei die Energie bis auf ca. 1 eV abnimmt. Ab dem Sprung nimmt die Ionendichte tendenziell mit der Entfernung zur Kathode ab, wobei die Energie nahezu konstant unterhalb von 1 eV bleibt.

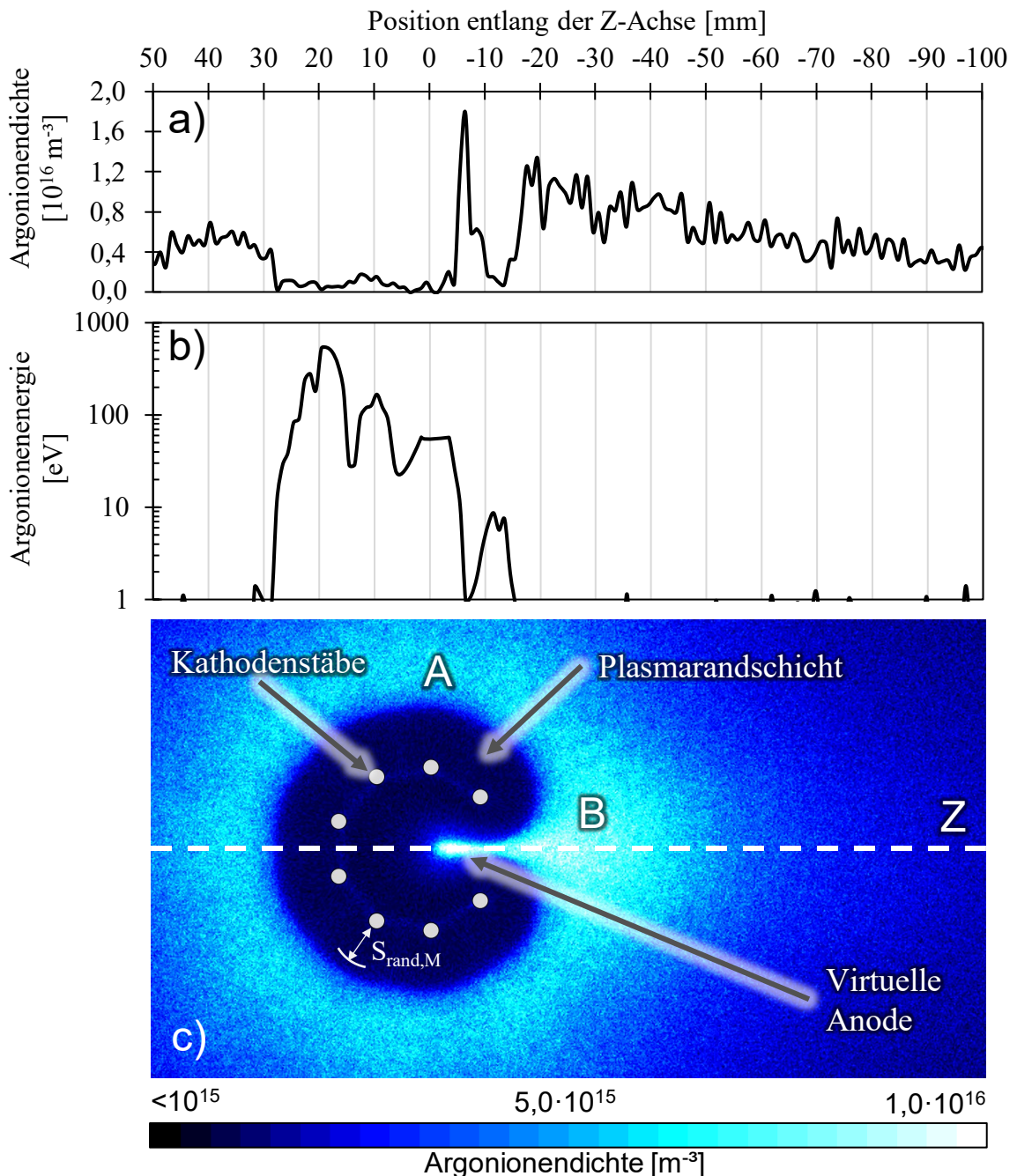


Abbildung 8.2 Simulationsergebnis von einfach positiv geladenen Argonionen im zweidimensionalen Raum c) sowie die Dichteverteilung a) und Energieverteilung b) entlang der in c) gezeigten Symmetrielinie im Spray Jet-Modus

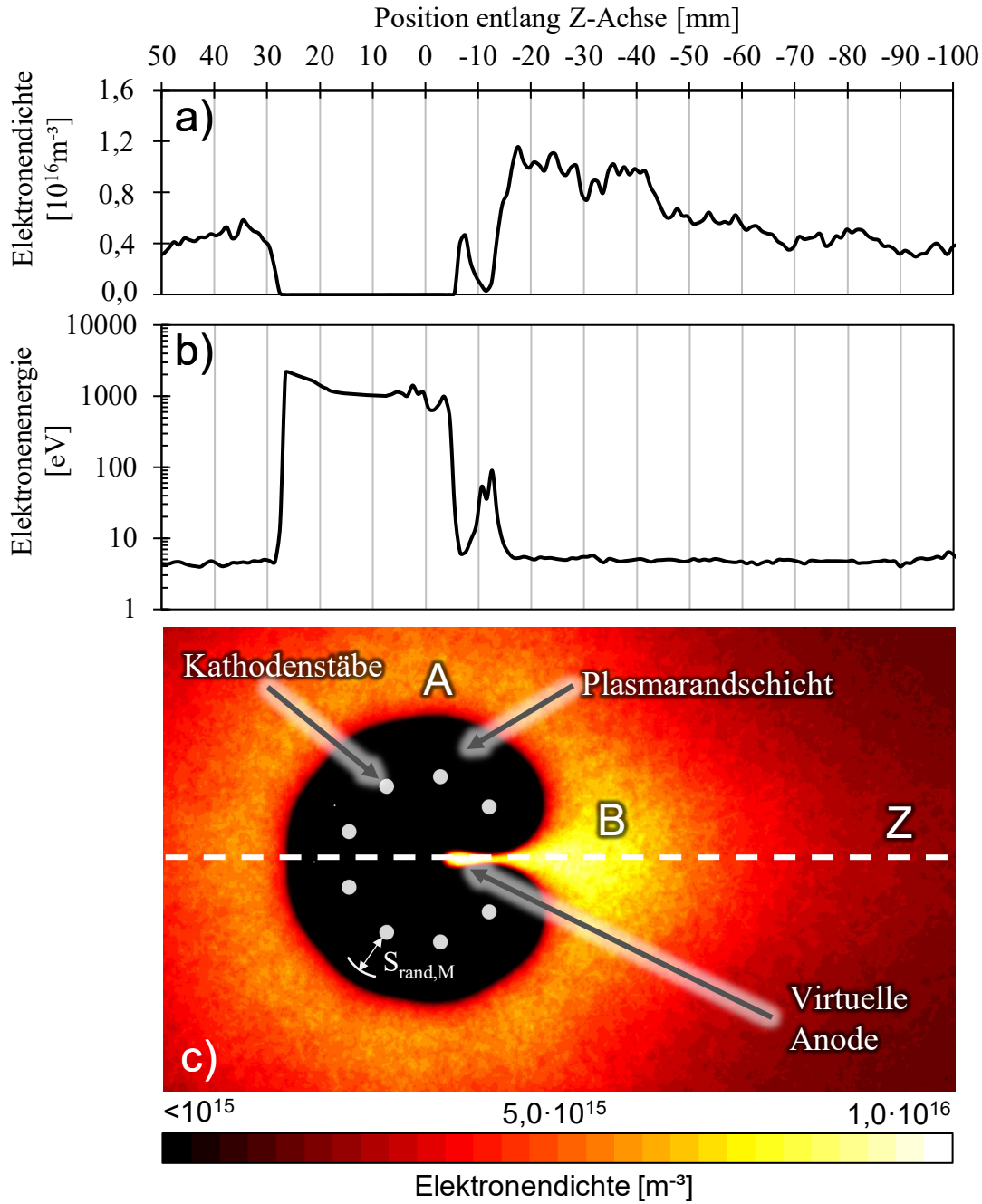


Abbildung 8.3 Simulationsergebnis der Elektronendichte im zweidimensionalen Raum c) sowie die Dichteverteilung a) und Energieverteilung b) entlang der in c) gezeigten Symmetrielinie im Spray Jet-Modus

Die Auswertung für die Elektronendichten und -energien sind in Abbildung 8.3 dargestellt. Analog zu den Argonionen ist die Elektronendichte am Soll-Austritt (vgl. Abbildung 8.3 „B“) außerhalb der Kathode mit Werten von ca. $1,8 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$, im Vergleich zu den Seiten der Kathode mit ca. $6 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ (vgl. Abbildung 8.3 „A“) nahezu doppelt so hoch. In der Plasmarandschicht liegt die Elektronendichte bei ca. $1 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$ und damit deutlich unterhalb der Dichte der Argonionen von ca. $8 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$. Bei der Betrachtung der Elektronendichten und -energien entlang der Symmetrieachse in Abbildung 8.3 in a) und b) ist zu erkennen, dass die Elektronenenergie zwischen 50 mm und ca. 30 mm sowie zwischen -16 mm und -100 mm bei ca. 4 eV liegt. Die Elektronendichte nimmt in diesen Bereichen in

Richtung der Kathode zu. An Position -16 mm liegt die Elektronendichte bei $1,17 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ und an Position 30 mm bei ca. $4 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$. In der Plasmarandschicht erreichen die Elektronen unmittelbar an der Grenze zur Vorrandschicht an Position 23,6 mm eine Energie von ca. 2000 eV. Von diesem Punkt bis zur Position -3,5 mm nimmt die Elektronenenergie kontinuierlich bis 300 eV ab. Am Punkt -7 mm bildet sich ein lokales Maximum in der Elektronendichte von $5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ und ein lokales Minimum in der Elektronenenergie von 6,4 eV aus. Am Punkt -11 mm fällt die Elektronendichte wieder auf ca. $3 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ bei einer Energie von bis zu 46 eV. Ab dem Kreisdurchmesser an der Soll-Austrittsstelle von Position -15 mm sinkt die Elektronenenergie auf konstante 5 eV ab und die Ionendichte steigt entsprechend auf $1,2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ an. Mit steigendem Abstand zur Kathode nimmt die Elektronendichte tendenziell auf $1,2 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ in Position -90 mm ab.

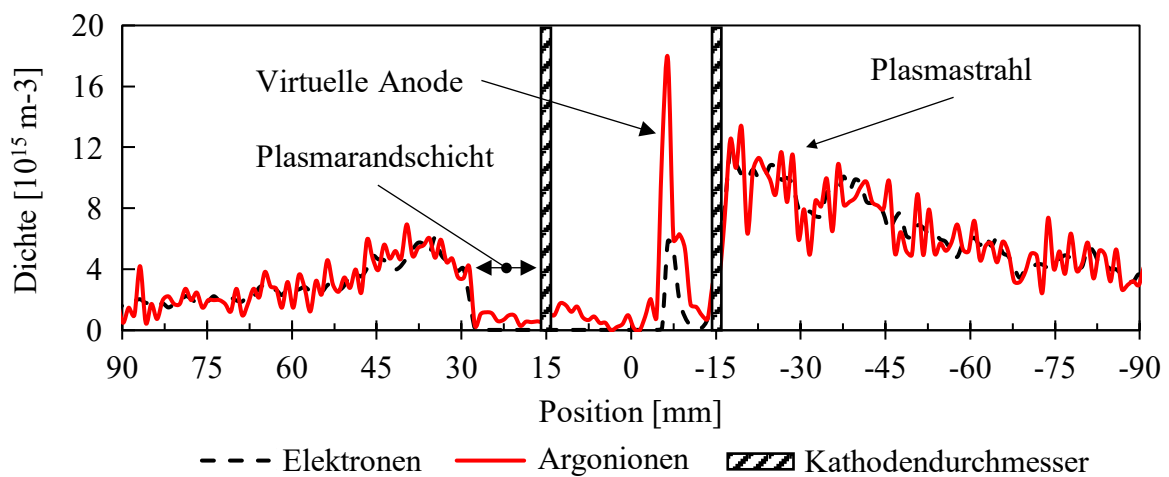


Abbildung 8.4 Gegenüberstellung der Dichte der Elektronen und einfach geladenen positiven Argonionen entlang der Z-Achse

Für den Vergleich der Elektronen- und Ionendichten miteinander sind die jeweiligen Dichteverläufe aus dem Schnitt entlang der Symmetrieachse aus Abbildung 8.3 und Abbildung 8.2 in Abbildung 8.4 gegenübergestellt. Es ist erkennbar, dass außerhalb der Kathode und der Plasmarandschicht, im Bereich zwischen 50 mm und 30 mm sowie zwischen -15 mm und -100 mm (bezeichnet als „Plasmastrahl“) die Elektronen- und Argonionendichte gleich verlaufen. In diesen Bereichen ist somit das Plasma quasineutral. Innerhalb der Plasmarandschicht und innerhalb der Kathode (Position 23 mm bis 0 mm) überwiegt die Ionendichte mit ca. $8 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$ der Elektronendichte mit ca. $1 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$ um ein Vielfaches. Dies steht im Gegensatz zu den simulierten Ergebnissen von Yamauchi et al. [YAM01] welche bei einer hochsymmetrischen Gitteranordnung, mit Ausnahme der virtuellen Elektrode, eine Quasineutralität innerhalb der Kathode beschreiben. Der Grund kann der Abfluss der Elektronen über den Strahl sein, wodurch die Quasineutralität verletzt wird. In Position -6 mm bildet sich ein Maximum in der Ionendichte von $1,8 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$. Bei -7 mm entsteht ein lokales Maximum in der Elektronendichte von $5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ mit vergleichbarer Ionendichte und in Position -8 mm wiederum ein lokales Maximum mit einer Ionendichte von ca. $7 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$. Anders betrachtet, bildet sich ein lokales Maximum der

8 Untersuchung der zylinderförmigen IEC-Quelle

Elektronendichte zwischen zwei lokalen Maxima der Ionendichte, was auf eine Bildung von virtuellen Elektroden hindeutet.

Innerhalb der Kathode bildet sich im Bereich von -6 mm bis -8 mm aufgrund der dreifach höheren Ionendichte im Vergleich zur Elektronendichte eine virtuelle Anode aus. Dieser Effekt ist bei symmetrischen IEC-Quellen mittels Simulation und Langmuir-Sondenmessungen nachgewiesen [BHA20] (vgl. Kapitel 3.3), jedoch nicht im Strahlmodus-Betrieb. Die hier vorgestellte Simulation kann die Existenz von virtuellen Elektrodenbildungen, welche von Hirsch theoretisch [HIR67] hergeleitet wird, innerhalb der Kathode bestätigen. Anders als bei einem hochsymmetrischen Gitter bildet sich die virtuelle Anode nicht im Mittelpunkt der Kathode, sondern versetzt in Richtung Austrittsbereich. In diesem Bereich ist ebenfalls ein charakteristisches Leuchten im Tight Jet-Modus aufgetreten (vgl. Kapitel 7.1). Die Elektronen beschleunigen ab der virtuellen Anode aus der Kathode heraus. Vor der Quelle (vgl. Abbildung 8.3 „B“) stoßen die Elektronen vermehrt mit dem Hintergrundgas zusammen, wodurch ihre Energie auf ca. 4 eV abfällt. Die Ionenenergie liegt in diesem Bereich unterhalb von 1 eV. Die beiden Ladungsträgerdichten sind ausgeglichen. Dementsprechend ist der Spray Jet-Strahl ein niederenergetischer, quasineutraler Plasmastrahl. Messungen des Spray Jet-Strahls einer kugelförmigen IEC-Quelle von Chan und Herdrich [CHA19b] mittels Plasmadiagnostik bestätigen dieses Ergebnis (vgl. Kapitel 3.4.1).

Innerhalb der Plasmarandschicht werden die Elektronen durch das angelegte elektrische Potential in das Plasmavolumen im Bereich von Position 30 mm bis 90 mm beschleunigt. Im Plasmavolumen (vgl. Kapitel 2.6) stoßen die Elektronen mit dem Hintergrundgas zusammen, wodurch sich ein quasineutrales niederenergetisches Plasma bildet. Die dort generierten Ionen hingegen werden durch die Plasmarandschicht in Richtung der Quellenmitte beschleunigt. Die Ionendichte bleibt in der Plasmarandschicht annähernd konstant. Die Elektronendichte fällt innerhalb von 2 mm nach dem Plasmavolumen auf ca. $1 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-3}$ ab. Dieser Randschichtverlauf ähnelt aufgrund der geringen Elektronendichte und der annähernd konstanten Ionendichte einer Matrix-Randschicht (vgl. Kapitel 2.2). Mit der simulierten Plasmadichte außerhalb der Plasmarandschicht von $n_0 = 2 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ und der Elektronentemperatur von ca. 4 eV berechnet sich die Debye-Länge λ_D (Formel (9)):

$$\lambda_D \approx 0,50 \text{ mm} \quad (32)$$

Mit dieser Debye-Länge und der angelegten Spannung von -2 kV ergibt sich die Plasmarandschichtdicke durch die Formel (8):

$$S_{\text{Rand,M}} = 7,43 \text{ mm} \quad (33)$$

Die Plasmarandschicht aus der Simulation ist ca. 9 mm lang, daher ist die Annahme einer Matrix-Randschicht in erster Linie eine nahe Approximation. Zur Verdeutlichung ist der Abstand $S_{\text{Rand,M}}$ nochmals in der Abbildung 8.2 und Abbildung 8.3 eingezeichnet. Im Vergleich beträgt die Child-

Langmuir-Randschichtdicke $S_{\text{Rand,C}} = 56,36$ mm und liegt damit weit außerhalb des simulierten Bereichs. Eine Matrix-Randschicht wird häufig angenommen, wenn das angelegte Potential deutlich über dem Plasmapotential liegt und es zu Kollisionen zwischen den Ionen und dem Hintergrundgas kommt, welche die Beschleunigung der Ionen hemmt [LIE05, BLA10]. Bhattacharjee et al. [BHA19] beschreiben die Bildung einer Child-Langmuir-Randschicht, jedoch liegt der Betriebsdruck bei 0,1 Pa, wodurch die Stoßanzahl in der Randschicht geringer ist. Der Unterschied zwischen der simulierten Länge und der Berechnung der Matrix-Randschicht kann an Ionisationsprozessen durch die Elektronen und der verringerten Stoßfrequenz der Ionen mit dem Hintergrundgas liegen.

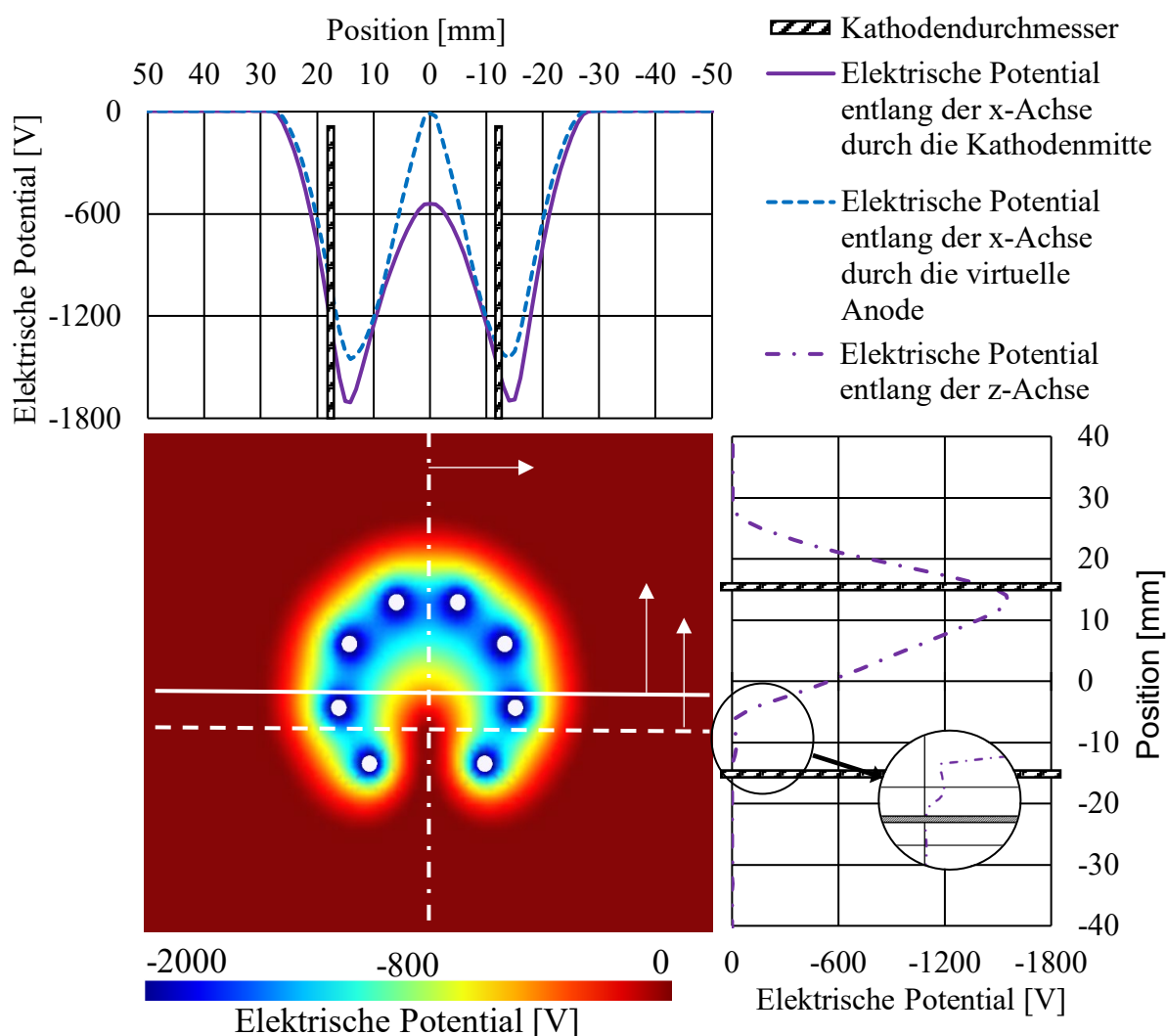


Abbildung 8.5 Elektrisches Potential der zylinderförmigen IEC-Quelle im Halbschnitt mit Schnittverlauf entlang der Achsen sowie ein weiterer horizontaler Schnitt durch die virtuelle Anode

8.1.2 Potentialverteilung in der IEC-Quelle

In Abbildung 8.5 ist der elektrische Potentialverlauf der Quelle im zweidimensionalen Raum (mittig) sowie der Verlauf entlang der Symmetrielinie Z-Achse (rechts) und an zwei horizontalen Schnitten

entlang der X-Achse (oberhalb) dargestellt. Die horizontalen Schnitte verlaufen durch die Kathodenmitte (durchgängige Linie) und durch die virtuelle Anode (gestrichelte Linie). Zusätzlich ist in den beiden Diagrammen der Kathodendurchmesser eingezeichnet. Bei der Schnittdarstellung entlang der X-Achse (vgl. Diagramm oberhalb, gestrichelte Linie) ist erkennbar, dass sich ein Minimum von $-1,7\text{ kV}$ des elektrischen Potentials am Kreisdurchmesser der Kathode einstellt. Innerhalb der Kathode steigt das Potential auf bis zu -541 V parabelförmig an. Im Vergleich zu dem Schnitt durch die virtuelle Anode (vgl. Diagramm oberhalb, durchgängige Linie), wird ein Minimum am Kathodendurchmesser von $-1,43\text{ kV}$ erreicht, wobei sich ein Maximum innerhalb der Kathode von -26 V bildet. Der Verlauf ist in beiden Fällen symmetrisch zur X-Achse. Bei der Schnittbetrachtung entlang der Symmetrielinie und somit durch die Quellenöffnung ist zu erkennen, dass das Potential bei der Position von 15 mm auf $-1,56\text{ kV}$ abfällt und bis zum Punkt der virtuellen Anode in Position -6 mm auf -18 V ansteigt. Unmittelbar nach der virtuellen Anode bei Position -10 mm in Richtung des Austritts bildet sich ein lokales Minimum von -23 V . Von diesem Minimum bis zur Position -40 mm fällt das elektrische Potential kontinuierlich auf -2 V ab.

Ein Teil der Ionen, die in der Glimmentladung zwischen den Elektroden generiert werden, konvergiert durch die Plasmarandschicht der Kathode in Richtung Quellenmitte. Dabei passieren die Ionen das Kathodengitter, wodurch sich die Ionendichte innerhalb der Kathode erhöht und sich eine virtuelle Anode formt. Ab einer initialen Ionenkonzentration formt sich innerhalb der Kathode ein ausreichend starkes elektrisches Feld, um freie Elektronen über das Ionisationspotential des Hintergrundgases zu beschleunigen. Es bildet sich eine Gasentladung innerhalb der Kathode, wodurch sich der Anteil an freien Elektronen erhöht.

Die Elektronen, welche innerhalb der Quelle generiert werden, pendeln innerhalb der Quelle, bis sie die Quelle in Richtung Kathodenöffnung verlassen oder rekombinieren. Die pendelnden Elektronen weisen im Bereich der virtuellen Anode die höchste kinetische Energie auf und ionisieren dort vermehrt das Hintergrundgas. Durch die Kathodenöffnung entsteht ein geschwächtes Potentialfeld in Austrittsrichtung. Anders als bei hochsymmetrischen Gittern verschiebt sich daher die Aufenthaltswahrscheinlichkeit der Elektronen zur Kathodenöffnung. Dadurch bildet sich die virtuelle Anode in der Nähe der Kathodenöffnung. Dies bestätigt die theoretische Betrachtung der Äquipotentiallinien von Syring et al. [SYR14], welche durch die Öffnung verstärkt in das Innere der Kathode ragen, wodurch die Elektronen gebündelt über den Strahl die Quelle verlassen können.

Die Elektronen, die in der Senke (in Abbildung 8.5 vergrößert dargestellt) bei -18 V am Punkt ($x = 0 / z = -7$) generiert werden, können ohne zusätzliche Energie durch Impulsüberträge die virtuelle Anode nicht verlassen. Die freien Elektronen pendeln in der Senke von -18 V bis sie entweder mit einem Ion rekombinieren oder mit mehr als 5 eV in Richtung der Kathodenöffnung die Potentialschwelle von -23 V überwinden. Das Pendeln der Elektronen innerhalb der Senke beschreiben Bhattacharjee et al. [BHA20] und Miley et al. [MIL98] ebenfalls. Dies ist die Begründung für die hohe Elektronendichte mit geringer Energie in Abbildung 8.3 bei -7 mm . Die geringe Elektronenenergie bei einer hohen Dichte

in der virtuellen Kathode wird auch von Abu-Hashem [ABU12] mittels Langmuir-Sondenmessungen bestätigt. Die Elektronen, die außerhalb der Senke generiert werden, können die Kathode über die Quellenöffnung verlassen. Insbesondere Sekundärelektronen, die aus der Kathode emittieren, können einen hochenergetischen Anteil im Elektronenfluss nach außen ausmachen, solange diese nicht frühzeitig ihre Energie über Stöße verringern. Durch die Beurteilung des Potentialverlaufs beschleunigen die Elektronen, nachdem sie die Potentialbarriere überwunden haben, auf dem Weg zur größten Kathodenöffnung.

Die Ionen, welche aus dem Plasmavolumen außerhalb der Kathode in Richtung Kathodenmitte konvergieren, entschleunigen innerhalb der Kathode bis sie mindestens ihre initialen Potentiale erreichen. Außerhalb der Kathode am Rand der Plasmarandschicht liegt das Plasmapotential bei 3 V und an der Senke in Position ($x = 0 / z = -7$) bei -18 V. Demensprechend können Ionen von außerhalb der Kathode, welche nicht mit den Kathodenstäben oder mit anderen Teilchen kollidieren, die virtuelle Anode passieren und werden nicht frühzeitig reflektiert, wie in der Literatur [BHA20], [BHA19], [YAM01], [HIR67] teilweise angenommen. Die Ionen, die hingegen innerhalb der Kathode generiert werden, pendeln durch die Kathodenstäbe, jedoch können sie das Plasmavolumen außerhalb der Randschicht nicht erreichen. Demnach pendeln die Ionen bis sie (i) mit der Kathode kollidieren, (ii) mit Elektronen rekombinieren oder (iii) über Impulsüberträge durch Stöße die notwendige Schwellenenergie erreichen, um das elektrische Feld zu überwinden.

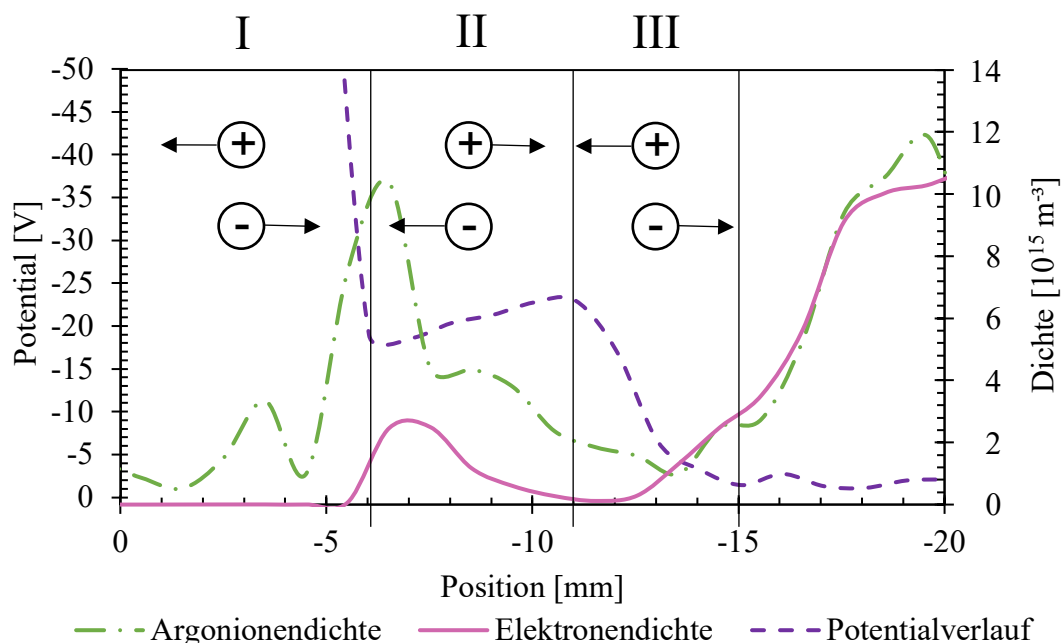


Abbildung 8.6 Simulierte Doppelschichtbildung innerhalb der IEC-Quelle durch die virtuelle Elektrode. Interpretation durch den Dichteverlauf der Elektronen und Argonionen sowie das resultierende Potential entlang der Symmetrielinie.

Die Dichteverläufe der Ionen und der Elektronen sowie das Potential entlang der Symmetrielinie (vgl. Abbildung 8.4) sind in Abbildung 8.6 dargestellt. Es bildet sich an Position -6 mm ein Maximum der

8 Untersuchung der zylinderförmigen IEC-Quelle

Ionendichte sowie des elektrischen Potentials und in Position -7 mm ein lokales Maximum der Elektronendichte. In Position -9 mm bildet sich ein weiteres lokales Maximum der Ionendichte. Bei Position -11 mm erreicht das Potential einen Wert von -23 V.

Nach der Beurteilung der Elektronen- und Ionendichten sowie des elektrischen Potentials können die Bewegungsrichtungen der Ladungsträger in drei Segmente unterteilt werden. Je Segment ist die Bewegungsrichtung der Ionen und Elektronen entgegengesetzt. Im Segment I bewegen sich die Elektronen aufgrund der hohen Ionendichte und dessen Einfluss auf das elektrische Potential von Position 0 mm in Richtung -6 mm. Durch die Beschleunigung wird das Hintergrundgas ionisiert, wodurch die Ionendichte steigt. Die Ionen beschleunigen in diesem Bereich in Richtung 0 mm. Durch die Stoßionisation erhöht sich die Elektronendichte in der Senke bei -7 mm wodurch das Potential wieder bis Position -11 mm abnimmt. In diesem Segment II werden die Ionen in Richtung -11 mm beschleunigt und die Elektronen in die entgegengesetzte Richtung zur Senke bei -6 mm. Dies trifft jedoch nur auf eine niederenergetische Gruppe zu, welche die Potentialbarriere bei Position -11 mm nicht überwinden kann. Bei diesem Betriebspunkt des Spray Jet-Modus entspricht dies einer Elektronenenergie von 5 eV. Die Existenz eines negativ wachsenden elektrischen Feldes durch die virtuelle Kathode wird von Abu-Hashem et al. [ABU12] mittels Langmuir-Sondenmessungen nachgewiesen. Die Elektronen im Segment III beschleunigen im Bereich von -11 mm zu -15 mm und ionisieren auf ihrem Weg das Hintergrundgas. Die Ionen in diesem Bereich verstärken die Potentialdifferenz und beschleunigen in Richtung Quellenmitte. Der Korridor hält sich demnach durch diese Gleichgewichtsbedingung aufrecht. Die Annahme von Yamauchi et al. [YAM01], dass Ionen durch die virtuelle Kathode beschleunigen und dadurch die IEC-Quelle verlassen können steht im Widerspruch zu diesen Ergebnissen.

Innerhalb der virtuellen Elektrode ist die Quasineutralität verletzt, welche eine der Voraussetzungen für eine Doppelschichtbildung ist (vgl. Kapitel 2.4). Ferner ist die Elektronentemperatur innerhalb der Potentialsenke in Position -6 mm kleiner als die Potentialbarriere (vgl. Abbildung 8.3), wodurch die Elektronen elektrostatisch eingeschlossen werden. Aus diesem Grund bestätigt die Simulation die Bildung einer Doppelschicht in IEC-Quellen, wie von Chan und Herdrich [CHA17] theoretisch hergeleitet und von Schrittweiser et al. [SCH17a] mittels Langmuir-Sondenmessungen an einer verwandten Quellenart nachgewiesen.

8.1.1 Elektronen- und Ionenflüsse in der IEC-Quelle

In Abbildung 8.7 sind die Argonionendichte und die berechnete Flussrichtung der Ionen in Pfeilform dargestellt. Die Flussintensität ist durch die Farbgebung der dargestellten Skala veranschaulicht. Die Abbildung zeigt, dass sich die Ionen außerhalb der Plasmarandschicht im Plasmavolumen ungerichtet mit geringen Flussintensitäten bewegen. Die Ionen werden außerhalb der Quelle durch die Plasmarandschicht in Richtung Kathodenzentrum beschleunigt. Innerhalb der Kathode ist die

8.1 Particle in Cell-Simulation zur zylinderförmigen IEC-Quelle

Flussrichtung radial aus der virtuellen Anode heraus in Richtung der Kathodenstäbe gerichtet. Die virtuelle Elektrode wirkt als Ionenquelle, da hier die Wahrscheinlichkeit für die Stoßionisation am größten ist. In Richtung Kathodenstäbe nimmt die Flussintensität zu. Aus der virtuellen Elektrode in Richtung des Austritts ist kein gerichteter Ionenfluss erkennbar, da das negative Potential der Kathode die Ionen in Richtung Kathodenstäbe ablenkt.

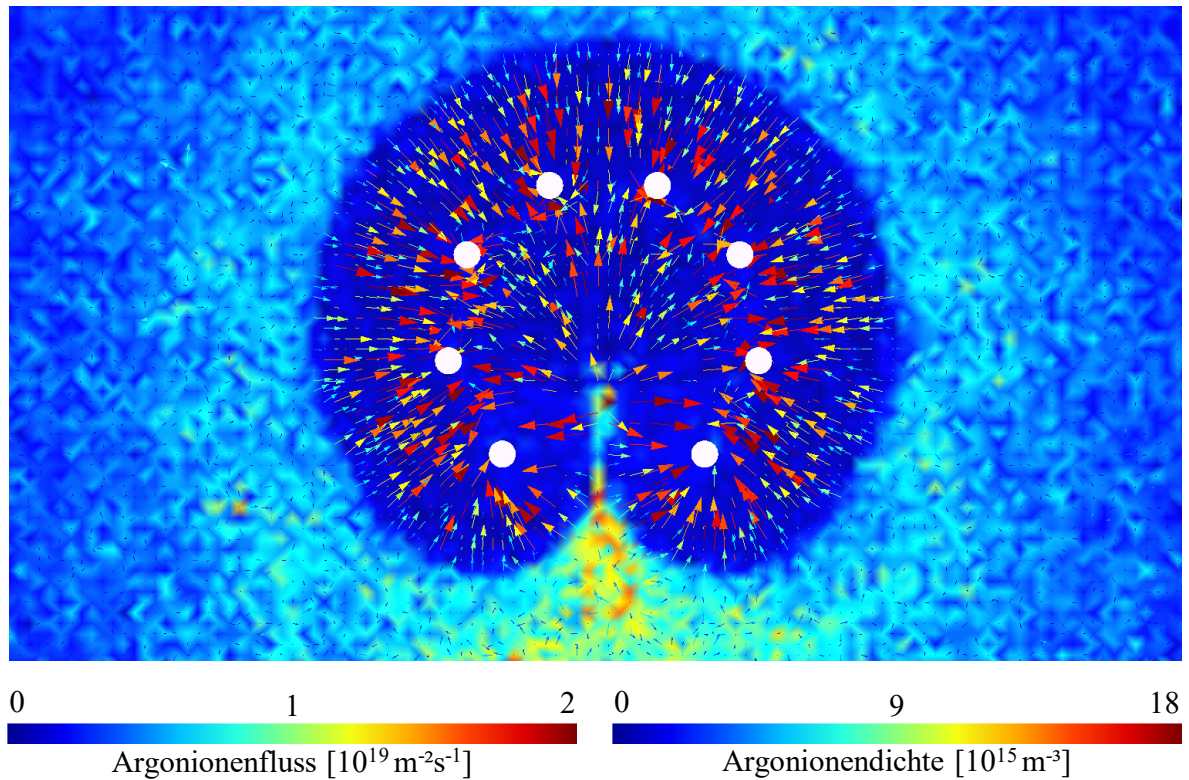


Abbildung 8.7 Argonionendichte (Fläche) im Konturplot mit Argonionenfluss (Pfeile) der zylinderförmigen IEC-Quelle

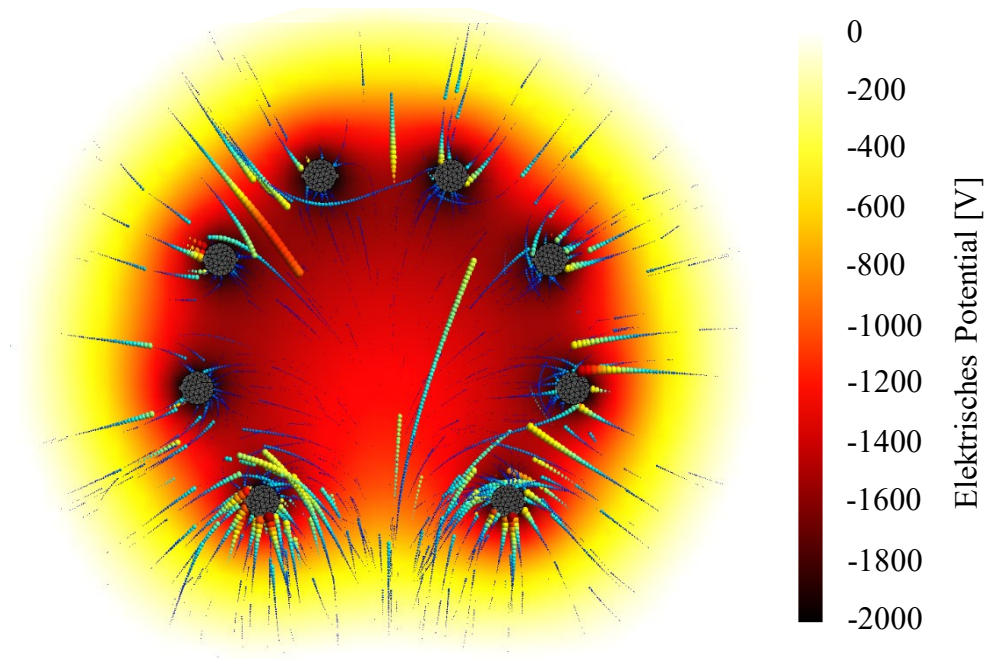


Abbildung 8.8 Nachverfolgte Trajektorien der Argonionen im Spray Jet-Modus mit farblich hinterlegtem elektrischem Potential

Die Flussintensität aus Abbildung 8.7 gibt die Hauptrichtung nach der PIC Methode je Knotenpunkt wieder. Somit entspricht die dargestellte Flussrichtung der mehrheitlichen Bewegung innerhalb jeder Zelle. In Abbildung 8.8 ist zusätzlich die Trajektorie einiger repräsentativer Ionen durch aneinandergereihte Punkte abgebildet. Die Größe sowie die Farbgebung der Punkte spiegeln dabei die Höhe der kinetischen Energie wider. Je stärker die Größe der dargestellten Punkte in den gezeigten Zeitschritten zunimmt, desto höher ist die kinetische Energie. Diese ist über die Farbgebung von blau über gelb zu rot skaliert. Im Hintergrund ist ebenfalls das elektrische Potential als Konturdiagramm erkennbar. Aus Abbildung 8.7 ist ersichtlich, dass die Ionen vermehrt aus dem Plasmavolumen am Rand der Plasmarandschicht in Richtung Kathode beschleunigt werden. Ein Teil der Ionen kollidiert mit den Kathodenstäben, sobald deren Trajektorie in unmittelbarer Nähe der Kathodenstäbe vorbeiführt. Die Kollision eines Ions mit den Kathodenstäben ist von der Trajektorie und der Geschwindigkeit abhängig. Je höher die Geschwindigkeit des Ions ist, desto größer ist der Bereich zwischen den Kathodenstäben, durch den die Trajektorie verlaufen kann, ohne eine Kollision mit der Kathode. Aufgrund der höheren Plasmadichte im Austrittsbereich treffen mehr Ionen auf die beiden Ausgangsstäbe (vgl. Abbildung 8.8). Dies führt unter anderem zu einer stärkeren Wärmeentwicklung an diesen Kathodenstäben. Die Wärmeentwicklung wurde in Form von Glühen der beiden Stäbe am Austritt im Tight Jet-Modus beobachtet (vgl. Kapitel 7.1). Die Flussrichtung der Ionen im Austrittsbereich ist in die Kathodenmitte gerichtet. Die Trajektorie der Ionen innerhalb der Kathode verläuft von der virtuellen Elektrode in Richtung Kathodenstäbe.

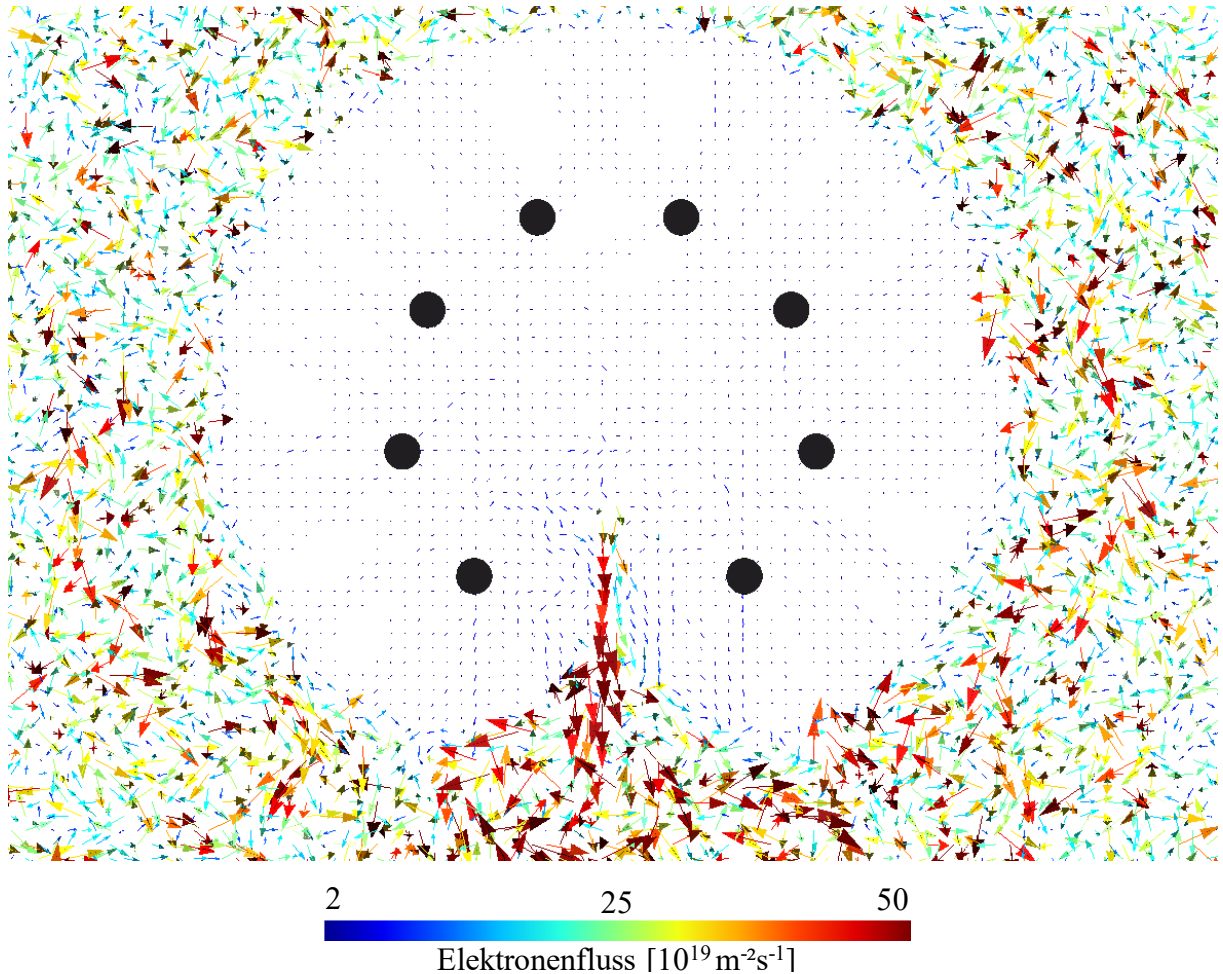


Abbildung 8.9 Elektronenfluss am Quellenausgang (Pfeildarstellung) der zylinderförmigen IEC-Quelle

Der berechnete Elektronenfluss sowie seine Orientierung sind in Abbildung 8.9 erkennbar. Analog zu den Ionen ist die Flussrichtung der Elektronen außerhalb der Plasmarandschicht ungerichtet. Aus der virtuellen Anode heraus bildet sich ein gerichteter Elektronenfluss in Richtung der Kathodenöffnung. Innerhalb dieses gerichteten Stroms erreicht der Fluss bis zu $5 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Mit zunehmender Distanz zu den Kathodenstäben außerhalb der Kathodenanordnung nimmt die gerichtete Flussorientierung ab.

In Abbildung 8.10 ist analog zu Abbildung 8.7 die Elektronendichte im Konturplot mit der überlagerten Flusstärke und -richtung gezeigt. Die Skalierung ist derart gewählt, dass die Vorgänge innerhalb der Kathode und der Plasmarandschicht erkennbar werden. Entlang der Plasmarandschicht bilden sich Kanäle, bestehend aus Elektronen mit einem Ursprung in den Kathodenstäben. Die Flussrichtung verläuft radial aus der Kathodenmitte heraus. Innerhalb der Kathode lässt sich keine Orientierung der Elektronenflüsse erkennen. In den Kanälen, die sich in der äußeren Plasmarandschicht sowie innerhalb der Kathode bilden, mit Ausnahme von dem austretendem gleichgerichteten Elektronenfluss aus der Kathode, wird eine Elektronendichte von bis zu $1 \cdot 10^{13} \text{ m}^{-3}$ erreicht.

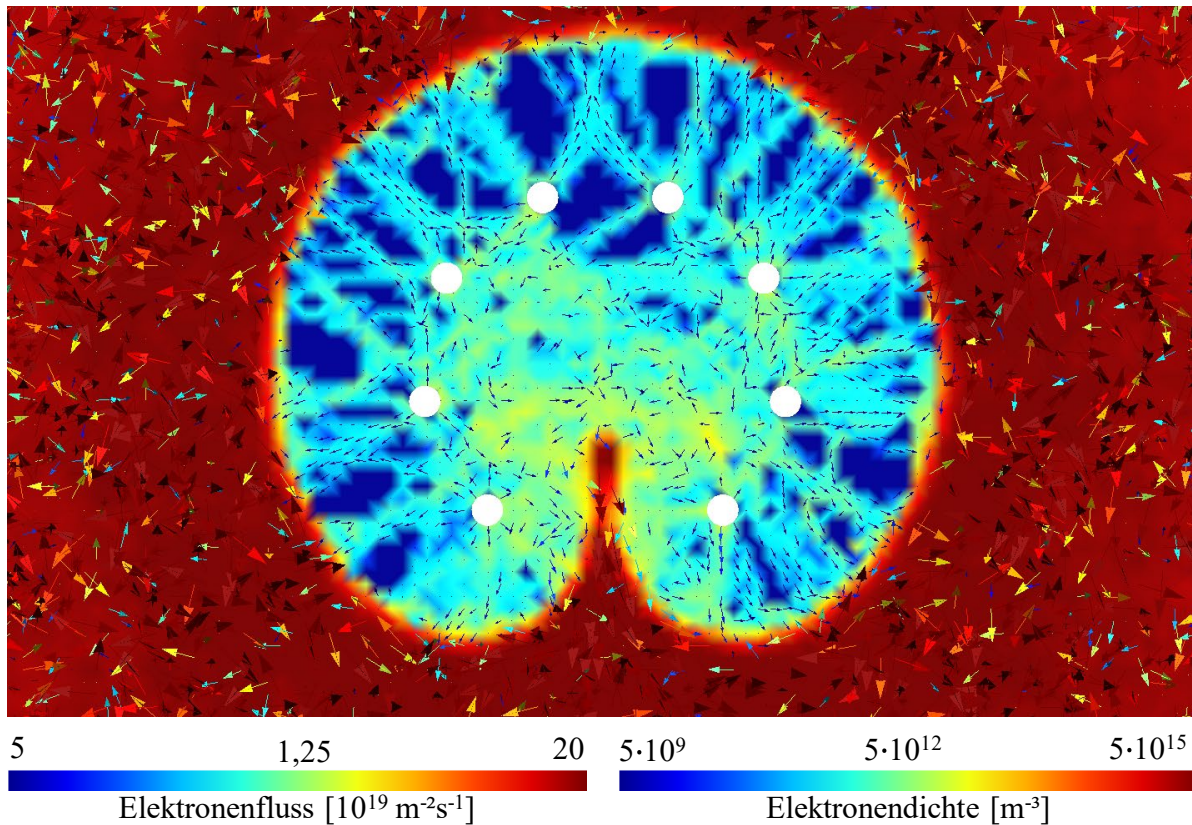


Abbildung 8.10 Elektronendichte im Konturplot mit Elektronenfluss (Pfeildarstellung) der zylinderförmigen IEC-Quelle

Die simulierten Elektronenflüsse in Abbildung 8.10 zeigen, dass ein hoher Anteil an Elektronen ihren Ursprung an der Kathodenoberfläche findet. Dies sind emittierte Elektronen, die sich aufgrund von Stoßvorgängen zwischen den Ionen und der Kathode (vgl. Kapitel 2.6) bilden. Außerhalb der Kathode werden die emittierten Elektronen in Richtung des Plasmavolumens durch die Plasmarandschicht beschleunigt. Die Elektronen, welche in Richtung Quellenmitte emittieren, können auf dem Weg zur virtuellen Anode mit dem Hintergrundgas zusammenstoßen, wodurch die Elektronen zerstreut werden. Die Bereiche innerhalb der Kathode, mit einer verhältnismäßig hohen Elektronendichte von ca. 10^{13} m^{-3} und geringem Fluss von ca. $10^{20} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$, deuten auf niederenergetische Elektronen hin, welche durch die Stoßionisation mit Elektronen generiert werden. Wie in Abbildung 8.5 erkennbar, bildet sich aufgrund des Potentialunterschiedes zwischen der virtuellen Elektrode in Richtung Quellenaustritt ein elektrisches Feld, wodurch die Elektronen die Quellenmitte verlassen können. Dieser Potentialabfall führt zu dem gerichteten Elektronenfluss, der in Abbildung 8.9 erkennbar ist. Außerhalb der Kathode nimmt die Stoßionisationshäufigkeit des Hintergrundgases zu, wodurch die Flussrichtung verstreut ist. Es bildet sich somit ein quasineutrales Plasma wie Abbildung 8.4 erkennbar.

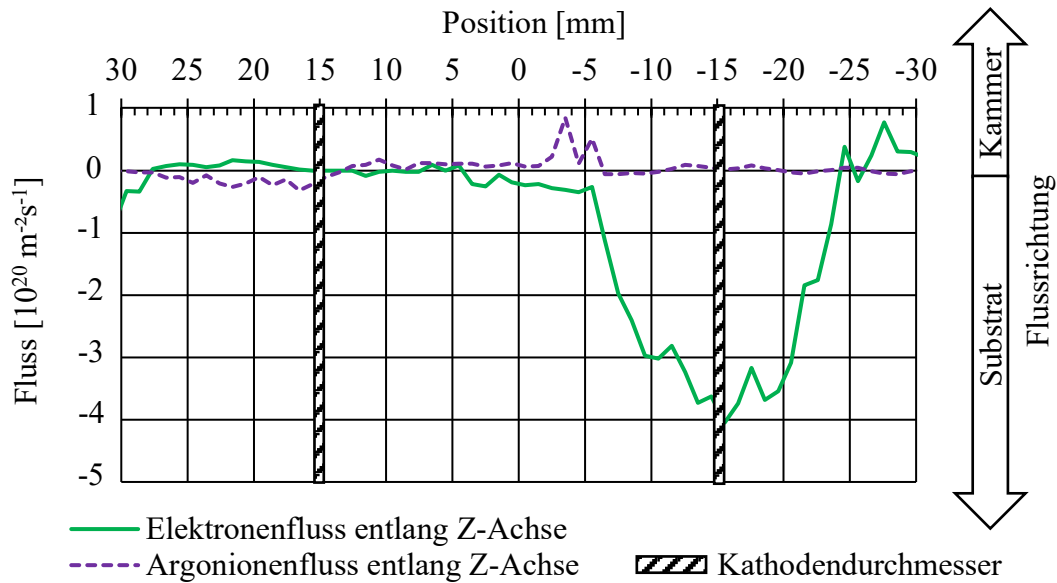


Abbildung 8.11 Elektronen- und Argonionenfluss entlang der Z-Achse der zylinderförmigen IEC-Quelle

In Abbildung 8.11 ist die Flussrichtung der Ionen und Elektronen entlang der Z-Achse (vgl. Abbildung 8.1) dargestellt. Die Flussrichtung „Substrat“ ist dabei die Richtung von der Quellenmitte zu der Soll-Austrittsstelle der Kathode, wobei die Flussrichtung „Kammer“ der entgegengesetzten Richtung entspricht. Ebenfalls ist der Kathodendurchmesser in Position ± 15 mm gekennzeichnet. Es ist erkennbar, dass in der Plasmarandschicht von Position 25 mm bis 15 mm die Elektronen in Richtung „Kammer“ fließen und die Ionen in Richtung Kathode bzw. „Substrat“. Innerhalb der Kathode nimmt der Elektronenfluss ab Position 5 mm in Richtung Substrat erst geringfügig zu und steigt ab dem Punkt der virtuellen Anode bei ca. -6 mm schlagartig an. Der Elektronenfluss erreicht sein Maximum von ca. $4 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ am Punkt des Kathodendurchmessers bei Position -15 mm und in diesem Zusammenhang am Punkt, an dem die Elektronen die Kathode verlassen. Innerhalb von 10 mm nach dem Quellenaustritt nimmt der Fluss in Richtung des Substrats wieder ab. Bei den Ionen ist ein Fluss in Richtung der Kammerwand ausgehend von der virtuellen Anode (Position -6 mm) erkennbar. Der Ionenfluss im Bereich zwischen -10 mm und -20 mm ist gering.

Aus der Betrachtung der Flussrichtung der Ionen und Elektronen entlang der Symmetrielinie geht hervor, dass die Elektronen aus der IEC-Quelle fließen. Der gerichtete Elektronenfluss baut sich innerhalb von 10 mm ab, nachdem sie die Kathode verlassen. Die Ionen fließen im Austrittsbereich von ca. -20 mm in Richtung der Quellenmitte. Ein Fluss der Ionen zwischen -6 mm und -11 mm in Richtung „Substrat“ ist erkennbar. Dies ist wie in Kapitel 8.1.2 beschrieben auf die Potentialbildung in der Doppelschicht zurückzuführen. Bei der Betrachtung der Flüsse ist keine ambipolare Diffusion erkennbar. Dies bestätigt die Annahme von Chan und Herdrich [CHA19c], dass nur Elektronen die Kathode verlassen und widerspricht der Theorien der ambipolaren Diffusion (vgl. Kapitel 3.4.1). Dieses Ergebnis steht im Widerspruch der Annahme, dass ein quasineutraler Ionenstrahl die Kathodenmitte verlässt [MIL09], [SYR13a].

8.2 Plasmaeigenschaften der IEC-Quelle im Spray Jet-Modus

Die verwendeten Plasmadiagnostikmethoden sind einerseits die optische Emissionsspektroskopie, um das emittierte Spektrum des Plasmas innerhalb der Kathode während des Spray Jet-Betriebs aufzunehmen, und Langmuir-Sonden zur Messung der Plasmaeigenschaften des Strahls. Genauere Spezifikationen zu diesen Messmethoden sowie ihre Positionierung sind in Kapitel 5.3 erläutert. Im Anhang (Abbildung 12.10 und Abbildung 12.11) im Anhang ist ein aufgenommenes Spektrum der OES-Messung entlang der Zylinderachse der Kathode des Spray Jet-Modus dargestellt. Die Kathodenkonfiguration besteht aus acht Kathodenstäben in der Position C4 (vgl. Tabelle 6.2), die in einem Winkel von 40° zueinander angeordnet sind. Der Betriebspunkt des Spray Jet-Modus liegt bei einer Kathodenspannung von -1,4 kV und einem Kammerdruck von 10 Pa. Das verwendete Betriebsgas ist Argon. Im Spektrum sind sowohl die typischen emittierten Wellenlängen vom angeregten Argon (Ar I im Übergang $3s^23p^5(^2P^{\circ}_{1/2})4p \rightarrow 3s^23p^5(^2P^{\circ}_{1/2})4s$) sowie einfach ionisiertem Argon (Ar II im Übergang $3s^23p^4(^1D)4p \rightarrow 3s^23p^4(^1D)4s$) erkennbar [KRA99]. Neben Argon sind auch Wellenlängen von Eisen (Fe I im Übergang $3d^6(^5D)4s4p(^3P^{\circ}) \rightarrow 3d^64s^2$) und Chrom (Cr I im Übergang $3d^5(^6s)4p \rightarrow 3d^5(^6s)4s$) im Messsignal sichtbar [KRA99]. Diese stammen aus dem zerstäubten Kathodenmaterial, welches ein Edelstahl 1.4301 ist.

Für die Untersuchungen werden die ausgewählten Wellenlängen aufgrund der Auflösung des Messgerätes den folgenden Wellenlängen zugeordnet:

Eisen (Fe I):	374,56 nm	Chrom (Cr I):	520,46 nm	(34)
Argon (Ar I):	750,22 nm	Argon (Ar II):	458,99 nm	

Zu der gleichen Kathodenkonfiguration ist der Stromverlauf der zylinderförmigen IEC-Quelle bei einer Kathodenspannung von -0,8 kV, -1,2 kV, -1,6 kV und -2,0 kV in Abhängigkeit vom Druck in Abbildung 8.12 dargestellt. Der Druck wird dabei von 1 Pa auf 5 Pa kontinuierlich erhöht. Bei den Spannungen -1,6 kV und -2 kV sind mit steigendem Druck (Argon) in der Kammer eine Glimmentladung, ein Tight Jet sowie auch ein Spray Jet beobachtet worden. Bei den Spannungen -1,2 kV und -0,8 kV bildet sich kein Tight Jet. Die jeweiligen Modi sind im Stromverlauf erkennbar (vgl. Kapitel 7.1). Bei der Glimmentladung steigt der Strom mit steigendem Druck exponentiell an. Ab einem spezifischen Druck wechselt der Modus in den Tight Jet-Modus oder in den Spray Jet-Modus, wodurch sich ein höherer Strom an der Kathode einstellt. Mit abnehmender Spannung nimmt der Entladungsstrom zu. Innerhalb des Spray Jet-Modus steigt der Strom mit dem Druck linear an. Dies wurde ebenfalls von Miley et al. [MIL97] bei einem leistungsgeregelten Betrieb der Hochspannungsversorgung beobachtet.

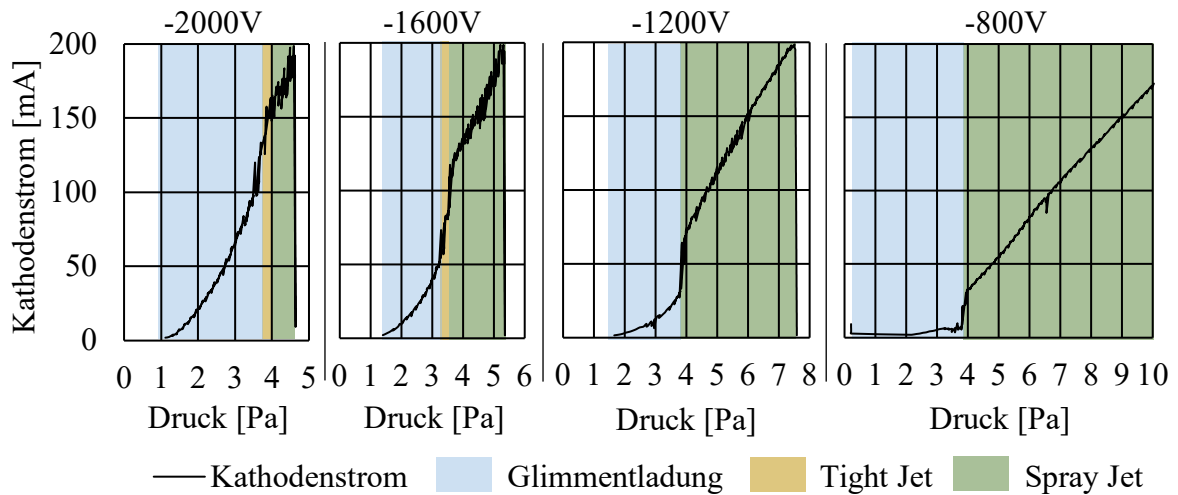


Abbildung 8.12 Stromverlauf der zylinderförmigen IEC-Quelle über den Druck bei Argon mit der Kathodenkonfiguration C4 mit acht Kathodenstäben.

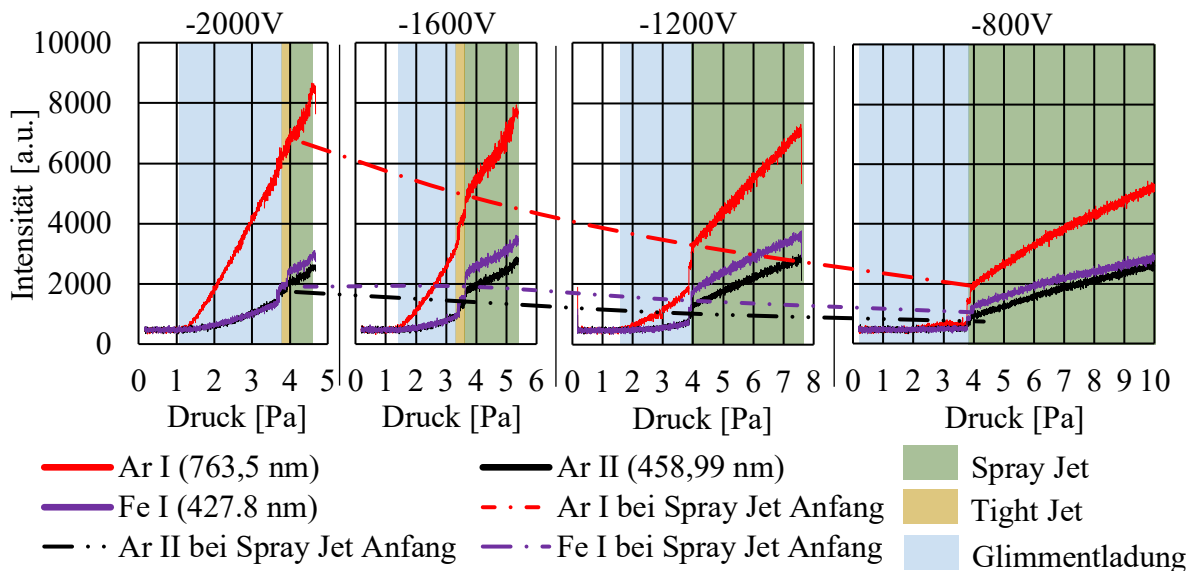


Abbildung 8.13 Spektrallinienverläufe über den Druck bei Argon als Betriebsgas mit der Kathodenkonfiguration C4 mit acht Kathodenstäben.

Neben der Druck-Strom-Kennlinie werden die ausgewählten optische Emissionslinien entlang der Zylinderachse aufgenommen (vgl. Kapitel 6.4). Die Wellenlängenverläufe von abgeregtem Argon (Ar I) und ionisiertem Argon (Ar II) sowie abgeregten Eisen (Fe I) über den Druck sind in Abbildung 8.13 erkennbar. Der prinzipielle Verlauf der drei Wellenlängen ist proportional zum Kathodenstrom. Ab der beobachteten Glimmentladung steigt die gemessene Intensität der drei Spektren exponentiell mit der Drucksteigerung an. Mit der Zündung des Spray Jet-Modus erhöht sich die Intensität und verläuft über den Druck nahezu linear. Der Gradient der Spektrallinie von Ar I ist im Vergleich zur Spektrallinie von Fe I und Ar II über den Druck größer. Analog zu dem Strom-Druck-Verlauf sind ebenfalls die Intensitäten im Spray Jet-Bereich am tiefst möglichen Druck über die jeweiligen Spannungen

8 Untersuchung der zylinderförmigen IEC-Quelle

aufgezeichnet. Es ist erkennbar, dass die Intensität von Ar I mit tieferen Spannungen im Spray Jet-Modus steigt, und auch die von Fe I und Ar II zunehmen, jedoch im geringen Maß.

Der Verlauf des Stroms und der Intensität von Ar II im Plasma lässt darauf schließen, dass mit dem Spray Jet der Anteil an Ionen innerhalb der Kathode unmittelbar nach der Glimmentladung schlagartig zunimmt. Dadurch steigt der Anteil von Ionen, die auf die Kathode treffen, wodurch sich ein höherer Strom einstellt. Eine gesteigerte Stoßfrequenz der Ionen mit der Kathode erhöht den Anteil an zerstäubtem Kathodenmaterial, welches sich in der Intensität der Spektrallinie des Eisens widerspiegelt. Mit der Erhöhung des Drucks steigt der Ionenanteil linear an, wodurch wiederum der Strom- und Eisenanteil proportional ansteigen. Meeker und Verdeyen [MEE73] beschreiben bei einer kugelförmigen IEC-Quelle hingegen einen exponentiellen Zusammenhang zwischen der Ionendichte und dem Entladungsstrom.

Bei einer konstanten Spannung bleibt die kinetische Energie beim Impulsübertrag der Ionen auf den Festkörper annähernd gleich und demnach auch die Sekundärelektronenausbeute je Ion (vgl. Kapitel 2.6). Mit dem Anstieg des Drucks erhöht sich die Anzahl an Stößen und somit der Sekundärelektronenanteil. Unter Berücksichtigung emittierter Wellenlängen und des Stroms an der Kathode ist diese Beziehung nahezu linear. Mit tieferen Spannungen erhöht sich die Sekundärelektronenausbeute je Ion. Entsprechend zündet der Spray Jet-Modus bei niedrigerem Druck. Mit einer tieferen Kathodenspannung erhöht sich demnach die Ionendichte im Spray Jet-Modus. Zu diesem Ergebnis kamen auch Bhattacharjee et al. [BHA20] durch Messungen und Simulation an einer zylinderförmigen IEC-Quelle für die Fusionstechnik.

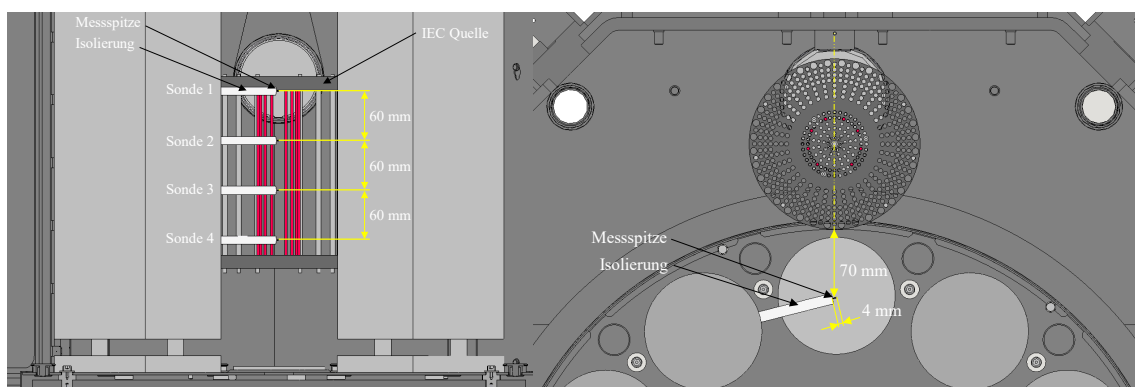


Abbildung 8.14 Verkleinerte Darstellung der Langmuir-Sonden-Positionen innerhalb der Kammer und ihre Abstände zu der Quellenöffnung sowie Höhenverteilung (Originalgröße im Anhang S.171)

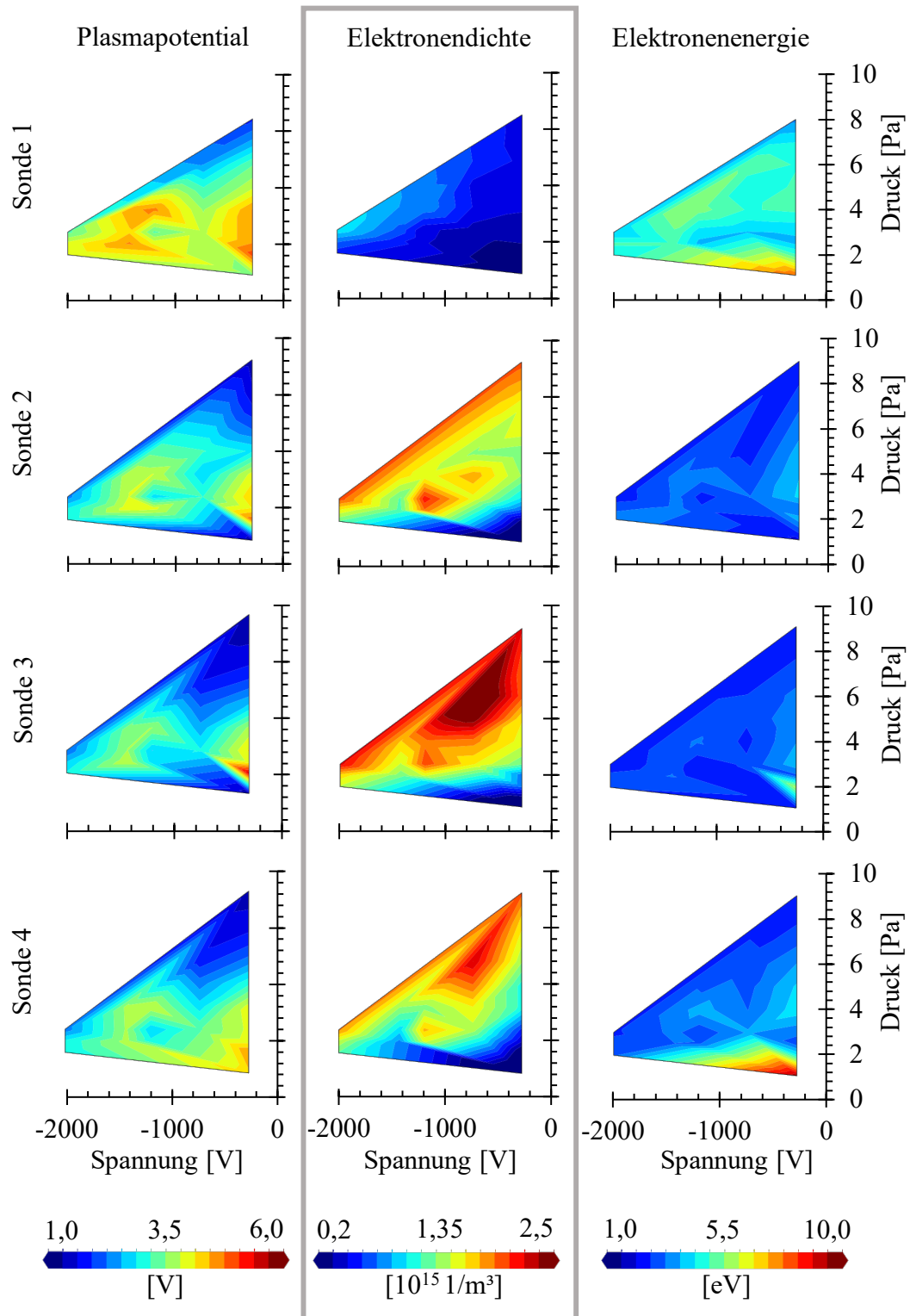


Abbildung 8.15 Gemessenes Plasmapotential, Elektronendichte und Elektronentemperatur der über die Höhe verteilten Langmuir-Sonden vom Druck über die Spannung im Konturplot. Die Auswertung erfolgt je Sonde über 37 Messpunkte im Spray Jet Betriebsbereich, die als Stützstelle für die Interpolation dienen.

Zusätzlich zu der optischen Emissionsspektroskopie wird, wie in Kapitel 5.3.1 näher erläutert, das Plasma außerhalb der Quelle in Austrittsrichtung des Strahls mittels vier Langmuir-Sonden gemessen. Hierfür werden acht Kathodenstäbe in 40° -Schritten auf der Konfiguration C4 (vgl. Tabelle 6.2) angeordnet. Das Prozessgas ist Argon. Die vier Langmuir-Sonden sind parallel zueinander mit einem

8 Untersuchung der zylinderförmigen IEC-Quelle

Abstand von 60 mm über die Höhe der zylinderförmigen Quelle verteilt (vgl. die verkleinerte Abbildung 8.14 aus Abbildung 12.4, Abbildung 12.5 im Anhang sowie das Kapitel 5.3.1). Der Abstand der Langmuir-Sonden zu der Kathodenöffnung beträgt jeweils 130 mm. Die Messpunkte der Langmuir-Sonden vom Druck über die angelegte Spannung an der Kathode sind in Abbildung 12.12 im Anhang dargestellt. Ebenfalls sind die jeweiligen Grenzen für den Spray Jet-Bereich dargestellt. Die gewählten Messpunkte der Langmuir-Sonden liegen im Bereich des Spray Jet-Modus. Um insbesondere die Einflüsse an dem Grenzwert des unteren Druckbereichs (vgl. gestrichelt „Spray Jet“) genauer zu untersuchen, wurde die Dichte der Messpunkte in diesem Bereich erhöht. Die Messungen zu den gewählten Messpunkten wurden jeweils für die vier angeordneten Langmuir-Sonden durchgeführt und je Sonde das Plasmapotential, die Elektronendichte und die effektive Elektronentemperatur über ein eigenes Skript berechnet und eine visuelle Plausibilitätsprüfung durchgeführt. Die Berechnung erfolgt aus der Verteilungsfunktion der Elektronen nach Druyvesteyn (vgl. Kapitel 5.3.1). Die Auswertung ist in Abhängigkeit vom Druck und der Spannung je Sonde für die erwähnten Plasmagrößen in einem Konturdiagramm (vgl. Abbildung 8.15) dargestellt. Die Messpunkte dienen als Stützstellen für die Interpolation. Die oberste Sonde (vgl. Sonde 1) liegt bündig auf der inneren Scheibenebene der Kathode und somit nicht in direkter Austrittsrichtung der Kathode.

Die Plasmapotentiale der vier Sonden zeigen ein ähnliches Muster. Mit Kathodenspannungen zwischen -1,8 kV und -1 kV nimmt das Plasmapotential zu höheren Drücken ab. An den mittleren Sonden 2 und 3 sinkt, anders als bei den äußeren Sonden 1 und 4, das Plasmapotential zu der niedrigsten Druckgrenze ab. Bei allen Sonden liegt das Plasmapotential im Bereich von ca. 2 Pa bis 4 Pa mit Spannungen von -1 kV und ab -1,8 kV bis -2,5 kV vergleichsweise am höchsten.

Bei der Betrachtung der Elektronendichte zeigt sich bezüglich Sonde 1 im Vergleich zu den Sonden 2, 3 und 4 ein Unterschied in der Dichteverteilung. An Sonde 1 ist die Elektronendichte vergleichsweise gering und nimmt mit niedriger Spannung und höherem Druck zu. An den Sonden 2, 3 und 4 ist ein gleiches Muster zu erkennen. Mit zunehmendem Druck je Spannung nimmt die Elektronendichte zu. Bei diesen Sonden bildet sich ein Maximum in der Dichte mit 6 Pa und -1,4 kV aus, welches an der Sonde 3 mit ca. $3 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ am höchsten liegt. Darüber hinaus wird entlang der Druckgrenze eine Elektronendichte von bis zu $2,5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ gemessen. Chan und Herdrich [CHA19b] messen bei einer kugelförmigen IEC-Quelle in einer Distanz von 30 cm zum Ausgang eine distanzbedingte Elektronendichte im Bereich um $1 \cdot 10^{14} \text{ m}^{-3}$. Ebenfalls sind diese Messungen zu der simulierten Elektronendichte im Austrittsbereich bei ca. $1 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ (vgl. Abbildung 8.4) in der gleichen Größenordnung. Diese Elektronendichte erstreckt sich von hohen Drücken und hohen Spannungen bis hin zu geringen Drücken bei geringen Spannungen entlang der Druckgrenze. Generell lässt sich erkennen, dass sich an den Stellen im Konturplot, an denen eine hohe Elektronendichte gemessen wurde, ein geringes Plasmapotential einstellt. Die Elektronendichte ist entlang der oberen Druckgrenze der Dichte von ca. $2,5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ verhältnismäßig hoch.

Die gemittelte Elektronenenergie liegt an der Sonde 1 im gemessenen Druck-Spannungsbereich hauptsächlich bei ca. 4 eV bis 5 eV. An den Sonden 2, 3 und 4 liegt die Energie im Bereich von 1 eV bis 3 eV. Die höchsten Werte von bis zu 10 eV werden an den beiden äußeren Sonden 1 und 4 bei geringen Drücken und hohen Spannungen gemessen. In dem Druckbereich von 3 Pa bis 6 Pa und dem Spannungsbereich von -1,4 kV bis -1 kV liegt die Elektronenenergie bei ca. 4 eV. Mit sinkender Spannung fällt in diesem Druckbereich die Elektronenenergie erst auf ca. 1 eV mit -1,6 kV Kathodenspannung ab und steigt dann wieder mit -1,8 kV auf ca. 3 eV an. In diesem geringenergetischen Bereich der Elektronen steigt wiederum die Elektronendichte an. Generell ist zu erkennen, dass wenn sich das Plasmapotential und die Elektronendichte verringern, die Energie der Elektronen ebenfalls abnimmt. Dies trifft vor allem auf den Betrieb bei hohen Spannungen und geringem Druck zu. In Bereichen mit einem hohen Plasmapotential und geringer Dichte steigt wiederum die Elektronenenergie an.

Neben der Einzelbetrachtung der Sonden, lässt sich im weiteren Kontext ein Höhenprofil aus den Konturgrafiken ableiten. Je Druck-Spannungspunkt nimmt das Plasmapotential zur Mitte der Quelle ab und wird zu den oberen und unteren Stirnflächen (Sonde 1 und 4) der Quelle größer. Gleiches gilt für die Elektronenenergie und entgegengesetzt die Elektronendichte, welche in der Quellenmitte an Sonde 3 am höchsten ist.

Die Langmuir-Sondenmessungen von den Sonden 2, 3 und 4 verdeutlichen, dass in Bereichen mit geringem Plasmapotential die Elektronendichte zunimmt. Die Elektronenenergie steigt bei einem hohen Plasmapotential und geringer Elektronendichte. Unter Berücksichtigung der Quasineutralität erhöht sich mit einer zunehmenden Elektronendichte zudem die Ionendichte und somit die Plasmadichte. Entsprechend müsste das Plasmapotential in den Messungen steigen. In Bereichen mit einer hohen Elektronendichte sinkt die mittlere Elektronenenergie. Chan und Herdrich [CHA19b] messen ebenfalls eine geringe Elektronenenergie im Spray Jet-Strahl außerhalb der Kathode. Dies ist auf eine erhöhte Häufigkeit von Stoßprozessen, zwischen den Ionen und dem Hintergrundgas zurückzuführen. Mit höherem Druck verkürzt sich die mittlere freie Weglänge zwischen den Stößen der Elektronen mit dem Hintergrundgas. Mit der erhöhten Kollisionsfrequenz steigt die Elektronendichte. Durch den Impulsübertrag verringert sich die kinetische Energie der Elektronen um mindestens den potenziellen Energieanteil, der für die Ionisation notwendig ist. Damit sinkt die mittlere Elektronenenergie. Eine gleichzeitige Reduktion des Plasmapotentials mit einer Verringerung der mittleren Elektronenenergie steht im Zusammenhang mit einer Verletzung der Quasineutralität durch einen Elektronenüberschuss. Aufgrund der ausgeglichenen Generierung von Elektronen und Ionen müsste die Quasineutralität im Plasma mittels Stoßionisation aufrechterhalten werden. Demnach müssen die Elektronen fremdzugeführt werden und stammen aus der Quellenmitte. Ein Überschuss von Elektronen im Spray Jet-Modus wird auch von Chan und Herdrich [CHA19b] gemessen. Bei einer konstanten Kathodenspannung erhöht sich der Anteil an zugeführten Elektronen mit einem höherem Partialdruck von Argon. Dieser Effekt tritt zudem entlang der druckbestimmten Stromgrenze auf. Entsprechend sind

annähernd vergleichbare Werte für das Plasmapotential, die Elektronendichte und -energie bei Kathodenströmen von 200 mA erreichbar.

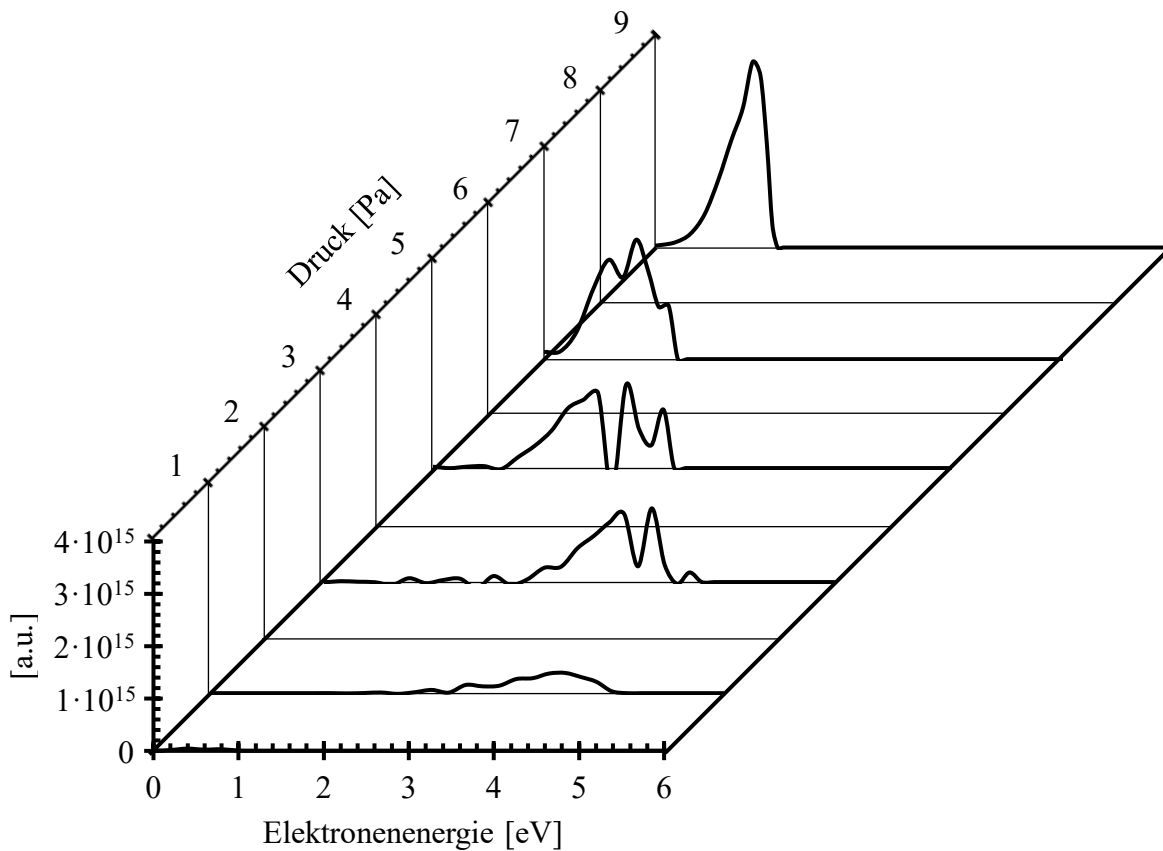


Abbildung 8.16 Elektronenenergieverteilung (EEDF) nach Druyvesteyn über den Druck an Langmuir-Sonde 2 bei -1 kV Kathodenspannung

Die Elektronen-Energieverteilung nach Druyvesteyn von Sonde 2, in Abhängigkeit vom Druck bei einer angelegten Spannung von -1 kV ist in Abbildung 8.16 dargestellt. Bei der Verteilung sind bei einem Druck von 3 Pa drei Geschwindigkeitsgruppen erkennbar. Mit steigendem Druck nimmt die Energie der Elektronen insgesamt ab. Bei 4 Pa ist erkennbar, dass die Gruppe mit der höchsten Energie zunimmt. Mit einer weiteren Druckerhöhung auf 6 Pa nähern sich die Gruppen einander an, und es formt sich letztendlich eine einheitliche Energieverteilung bei 9 Pa.

Die drei Geschwindigkeitsgruppen können sich in ihrem Ursprung unterscheiden. Die energetischste Gruppe könnte sich aus über die Plasmarandschicht beschleunigten Sekundärelektronen aus dem Kathodenmaterial zusammensetzen. Bei einer Kathodenspannung von -2 kV wären diese Elektronen entsprechend die energetischsten Elektronen im Plasmavolumen. Die mittlere Gruppe könnte aus der Quellenmitte stammen, und die niederenergetischste Gruppe könnte aus Sekundärelektronen aus der Elektronenstoßionisation bestehen. Abu-Hashem et al. [ABU12] messen ebenfalls zwei unterschiedliche Geschwindigkeitsgruppen mittels Langmuir-Sonden innerhalb der Kathode. Sie vermuten, dass sich die hochenergetische Gruppe aus Elektronenstoßionisation resultierenden Sekundärelektronen

zusammensetzt, und die niederenergetische Gruppe pendelnde Elektronen sind, die ihre kinetische Energie durch Stöße abbauen. Unterschiedliche Elektronenenergiegruppen werden weiterhin bei Doppelschichten [AND70] (vgl. Kapitel 2.4) oder bei Hohlkathodenentladungen [MUH15] (vgl. Kapitel 2.3) beobachtet. Mit steigendem Druck erhöht sich die Stoßfrequenz der Elektronen mit dem Hintergrundgas. Durch Ionisationsprozesse verringern die Elektronen ihre kinetische Energie und generieren über den Stoß niederenergetische Elektronen. Aus diesem Grund vereinen sich die Gruppen zu einer intensiven niederenergetischen Elektronenenergiegruppe bei 9 Pa.

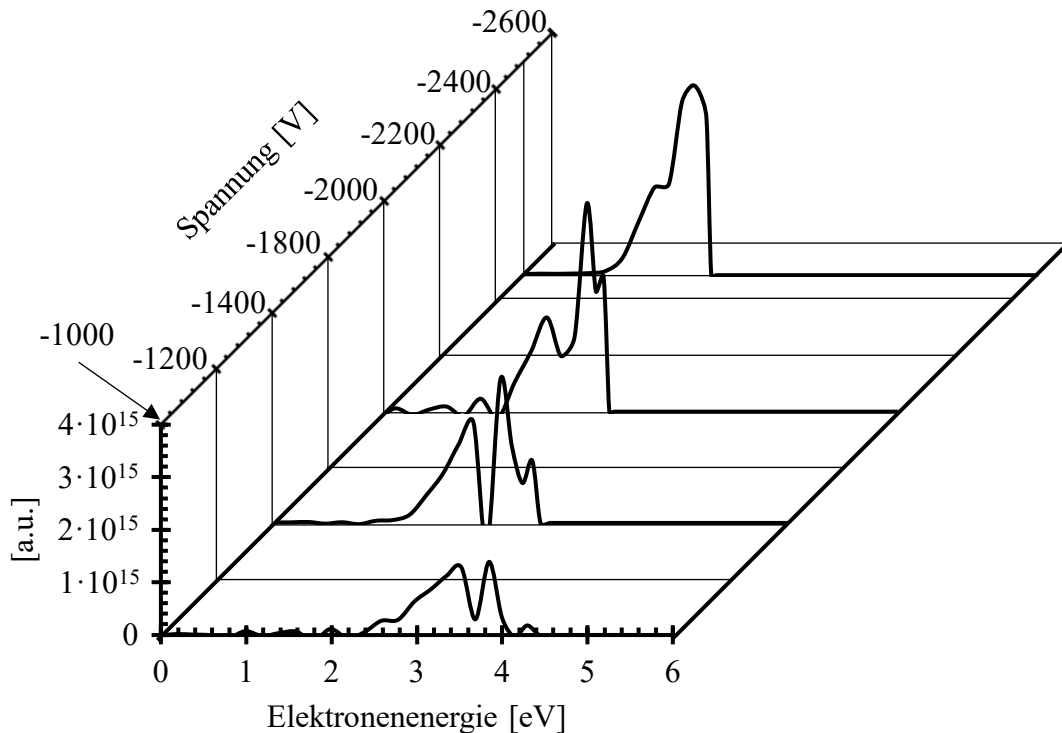


Abbildung 8.17 Elektronenenergieverteilung (EEDF) nach Druyvesteyn der Langmuir-Sonde 2 bei 3 Pa über die Kathodenspannung

Die Elektronenenergieverteilung nach Druyvesteyn der Sonde 2 bei einem konstanten Druck von 3 Pa in Abhängigkeit von der Spannung ist in Abbildung 8.17 dargestellt. Auch bei dieser Darstellung sind drei Geschwindigkeitsgruppen erkennbar. Mit abnehmender Spannung erhöht sich die Intensität der beiden energetischeren Elektronengruppen und sie vereinen sich zu einer zusammenhängenden Gruppe bei -2,5 kV. Die niederenergetischste Elektronengruppe bleibt mit Ausnahme von -1 kV vergleichsweise konstant. Mit niedrigen Kathodenspannungen erhöht sich die kinetische Energie der mit der Kathode kollidierenden Ionen. Mit einer höheren kinetischen Energie steigt ebenfalls die Sekundärelektronenausbeute (vgl. Kapitel 2.6). Mit tieferen Kathodenspannungen verstärken sich das elektrische Feld in der Plasmarandschicht und entsprechend die Elektronenenergie der emittierten Sekundärelektronen aus der Kathode im Plasmavolumen. Die stärkere Ausbeute kann auf den steigenden Anteil der hochenergetischen Gruppe hindeuten. Zudem erhöht sich der Anteil an Elektronen innerhalb der IEC-Quelle, wodurch mehr Elektronen die Quellenmitte verlassen. Dies könnte

begründen, warum der Anteil der Elektronen aus der mittleren Gruppe ansteigt. Die niederenergetischste Gruppe bleibt unverändert und bekräftigt die Theorie, dass diese Gruppe ihren Ursprung im Plasmavolumen über Elektronenstoßionisation generierte Elektronen hat.

8.3 Untersuchung der geometrischen Abhängigkeiten der IEC-Quelle

Für die Untersuchung des Geometrieinflusses auf die Betriebseigenschaften der zylinderförmigen IEC-Quelle werden die Spannungs-Druck-Kennlinien für die Zündung der Glimmentladung, für die Zündung des Spray Jet-Modus und für den höchsten Betriebsdruck für den Spray Jet-Modus betrachtet. Zu jeder untersuchten Konfiguration werden die Intensitäten der ausgewählten optischen Emissionslinien (vgl. Kapitel 8.2) entlang der Zylinderachse (vgl. Kapitel 5.3.1) aufgenommen. Zudem werden die Plasmaeigenschaften mittels der in Kapitel 5.3.1 eingeführten Langmuir-Sonden an definierten Druck-Spannungs-Messpunkten bestimmt. Das Vorgehen ist analog zu der in Kapitel 8.2 vorgestellten Versuchsdurchführung. Aufgrund der Anordnung der Langmuir-Sonden, liegt die Sonde 1 (vgl. Abbildung 12.5) nicht im austretenden Plasmastrahlbereich, wodurch sich die gemessenen Plasmagrößen (vgl. Abbildung 8.15) zu Sonde 2, 3 und 4 deutlich unterscheiden. Aus diesem Grund werden die nachfolgenden Langmuir-Sondenmessungen lediglich über die Sonde 2, 3 und 4 arithmetisch gemittelt dargestellt.

Dieses Kapitel zeigt den Einfluss der Anodendichte und des Anodenöffnungswinkels, des Kathodendurchmessers bei konstanter Stabanzahl, des Öffnungswinkels der Kathode sowie der Kathodentransparenz bei konstantem Öffnungswinkel. Dabei wird gemessen, inwiefern die geometrische Veränderung das Plasma innerhalb der Kathode sowie die Strahleigenschaften beeinflusst. Weiterhin wird der Skalierungseffekt der Quelle erläutert. Durch die Untersuchungen zeigen sich die geometrischen Abhängigkeiten der Betriebseigenschaften, wodurch sich die Funktionsweise der Quelle ableiten lässt.

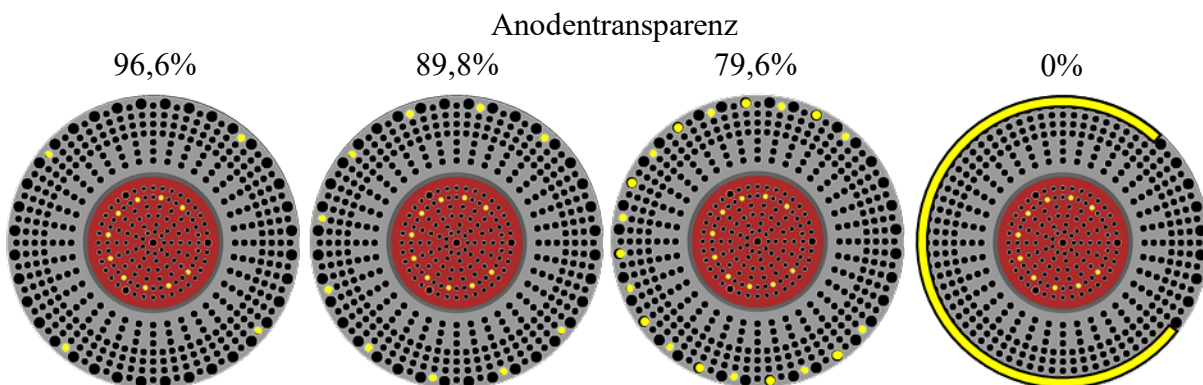


Abbildung 8.18 Veränderung der Anodentransparenz bei einem konstanten Öffnungswinkel von 90° . Die Transparenz ist von links nach rechts (ausgenommen vom Öffnungswinkel): 96,6%, 89,8%, 79,6%, 0%

8.3.1 Einfluss der Anodengeometrie auf die Betriebseigenschaften

Für die Untersuchung des Einflusses der Anodengeometrie auf die Betriebsmodi wird in erster Linie die Transparenz der Anode über die Anzahl der verwendeten Anodenstäbe bei einer festen Kathodenkonfiguration (C4 mit 8 Stäben vgl. Tabelle 6.2) variiert. Zudem wird eine geschlossene Anodenfläche verwendet, welche durch eine Transparenz von 0% gekennzeichnet ist. Der Öffnungswinkel der Kathode sowie Anode bleibt konstant bei 90° , und somit bleibt der Abstand zwischen den Elektroden ebenfalls konstant. Die gewählte Konfiguration der Anode ist in Abbildung 8.18 dargestellt. Die rote Scheibe entspricht der Kathode, die graue Scheibe der Anode und die gelben Markierungen sind die entsprechenden Stabpositionen der Anode und Kathode. Die Anodenstäbe werden in der Konfiguration A7 angeordnet (vgl. Tabelle 6.2). Durch die Variation der Anodenstabanzahl stellt sich eine Transparenz von 96,6%, 89,8%, 79,6% und 0% ein. Der Öffnungswinkel ist bei dieser Berechnung nicht berücksichtigt.

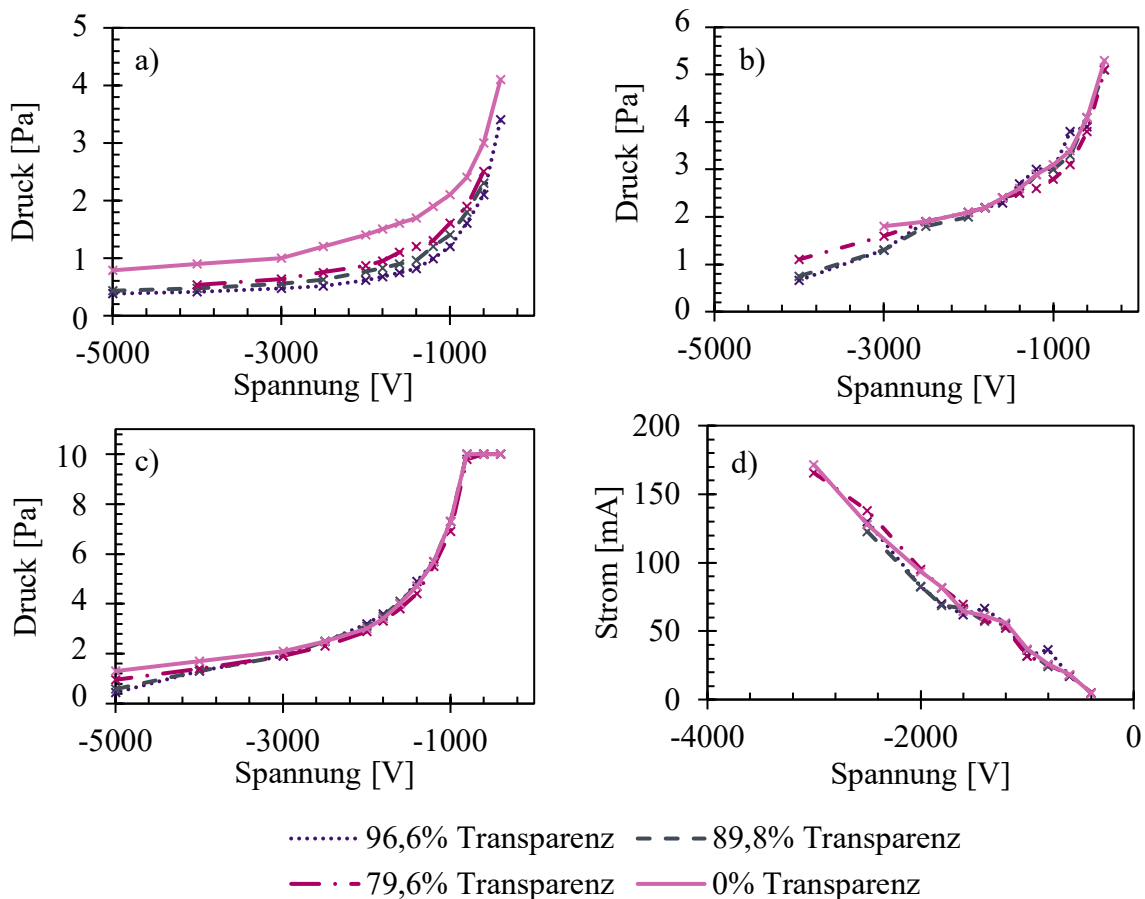


Abbildung 8.19 Druck-Spannungs-Kennlinie mit geringstem Druck zur Zündung a) der Glimmentladung, b) dem Spray Jet-Modus, c) dem Drucklimit für den Spray Jet-Modus und d) dem Entladungsstrom bei der Variation der Anodentransparenz.

Die resultierende Zündcharakteristik, mit dem Einsatz von Argon als Prozessgas ist in Abbildung 8.19 für a) die Glimmentladung, b) den Spray Jet-Modus, c) die Druckbegrenzung (vgl. Kapitel 7.1) sowie

d) den Entladungsstrom am niedrigsten Druck für den Spray Jet-Modus zusammengefasst. Die Druckbegrenzung spiegelt den maximal möglichen Betriebsdruck der IEC-Quelle wider, welcher durch die eingestellte Strombegrenzung von 200 mA vorgegeben wird. Bei a) der Glimmentladung zeigt sich ein Unterschied, der durch die Anodentransparenz hervorgerufen wird. Der niedrigste Druck zum Zünden der Glimmentladung nimmt mit abnehmender Transparenz zu. Bei einer Variation der Spannung verlaufen die Zündkurven parallel zueinander. Bei den jeweiligen Diagrammen b) zu dem Spray Jet-Modus, c) zu der Druckbegrenzung und d) zu dem Entladungsstrom, zeigt sich lediglich ein geringer Unterschied der Kennlinien zueinander, außer bei niedrigen Spannungen. Im Bereich von -0,8 kV bis -2,5 kV liegen die Kennlinien annähernd beieinander bzw. gleichen sich an. Bei niedrigen Spannungen von -3 kV bis -5 kV ist eine geringere Transparenz für die Zündung vorteilhaft. Im Spray Jet-Modus konnte bei hohen Spannungen teilweise keine Zündung beobachtet werden.

Neben der Variation der Transparenz wurde in einem weiteren Versuch die Zündcharakteristik bei einem variablen Öffnungswinkel untersucht. Um mögliche Quereinflüsse durch die Transparenz zu verhindern, ist die Anodentransparenz auf 0% festgelegt. Die zu untersuchenden Öffnungswinkel der Anode (gelbe Halbschalen) sind in Abbildung 8.20 dargestellt. Der Öffnungswinkel beträgt dabei von links nach rechts 180°, 90° und 60°.

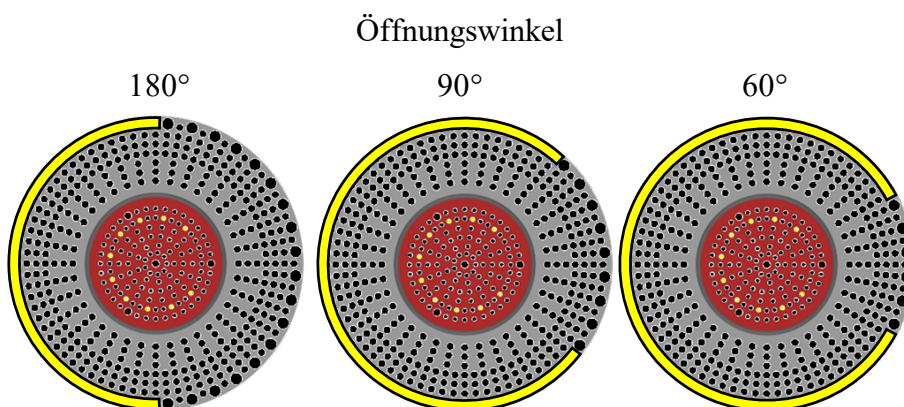


Abbildung 8.20 Öffnungswinkel der Anode von links nach rechts: 180°, 90°, 60°

Die resultierenden Druck-Spannungs-Kennlinien sind in Abbildung 8.21 dargestellt. Dabei sind der Zündpunkt der a) Glimmentladung, b) des Spray Jet-Modus, c) der Druckbegrenzung und d) des Entladungsstroms am niedrigsten Druck für den Spray Jet-Modus der gewählten Öffnungswinkel gegenübergestellt. Bei der Glimmentladung ist zu erkennen, dass die Kennlinien von 180° sowie von 90° nahezu identisch verlaufen. Die Kennlinie bei der 60°-Konfiguration verläuft parallel zu den anderen. Die Glimmentladung a) der 60°-Öffnung zündet demnach bei etwas höheren Drücken als bei 180° und 90°. Die Kennlinien vom b) Spray Jet-Modus, von c) der Druckbegrenzung und d) dem Entladungsstrom am niedrigsten Druck verlaufen nahezu identisch.

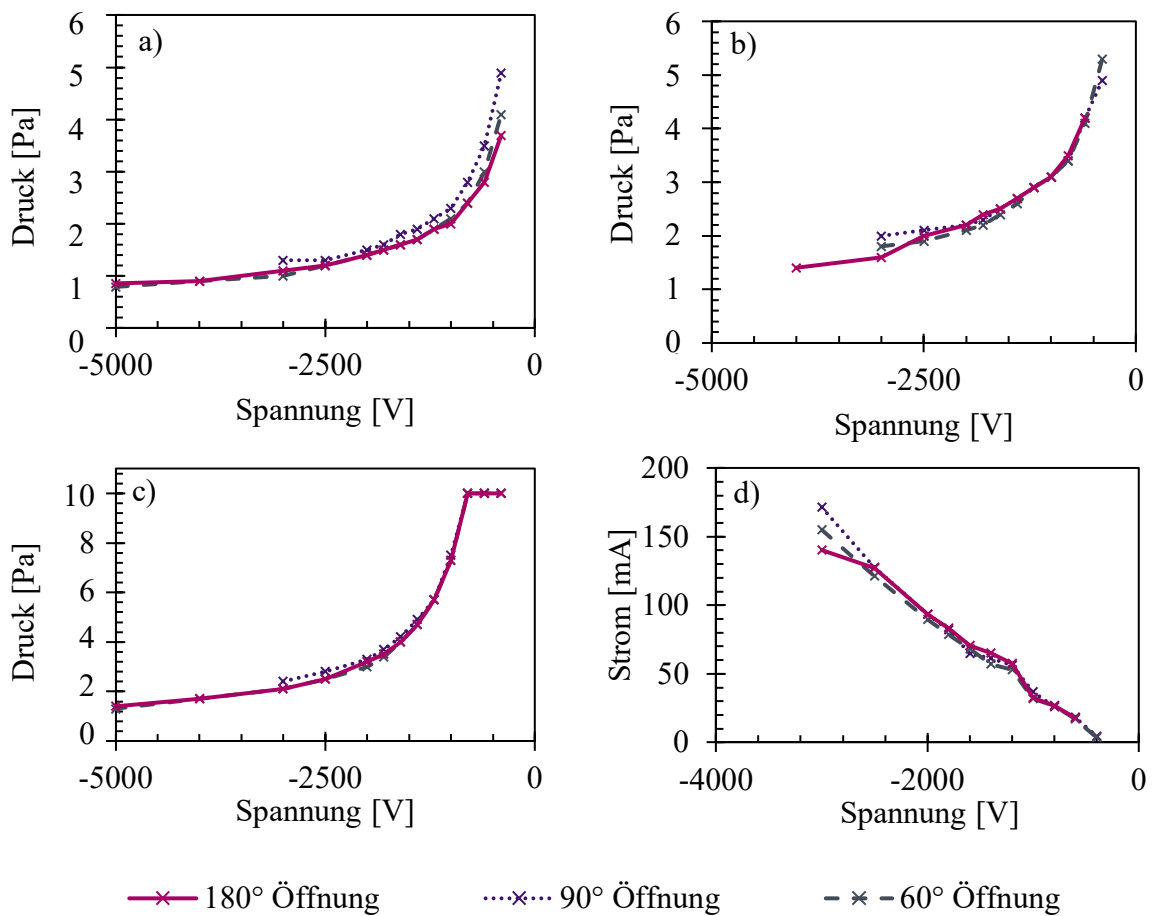


Abbildung 8.21 Druck-Spannungs-Kennlinie mit geringstem Druck zur Zündung der a) Glimmentladung sowie b) dem Spray Jet-Modus c) dem Drucklimit für den Spray Jet-Modus und d) dem Kathodenstrom bei Spray Jet-Zündung bei einer Variation des Anoden-Öffnungswinkels von 180°, 90° und 60°.

Nach Betrachtung des Anodeneinflusses auf die Betriebsweise der Quelle lässt sich zusammenfassen, dass die gewählte Anodenkonfiguration einen geringen Einfluss auf den Zündpunkt des Spray Jet-Modus oder auf das Drucklimit hat. Lediglich bei höheren Spannungen ist ein Effekt zu beobachten. Der notwendige Zünddruck der Glimmentladung wird durch die Transparenz der Anode sowie geringfügig durch den Öffnungswinkel beeinflusst. Hier wird die Bedingung für die Erzeugung der IEC-Plasmen nicht erfüllt, sodass weitere Effekte einen größeren Einfluss auf die Entladung haben. Bei einer Gleichspannungs-Glimmentladung zwischen zwei Elektroden verringert sich der notwendige Druck zum Zünden der Glimmentladung, wenn der Elektrodenabstand zunimmt (vgl. Kapitel 2.1). Bei vier Anodenstäben ist der Einfluss des Abstandes der Kathode zu der Kammerwand größer. Freie Elektronen werden demnach über einen längeren Raum beschleunigt, wodurch die Ionisationswahrscheinlichkeit steigt. Der Einfluss verringert sich, wenn die Transparenz der Anode abnimmt. Mit einer geschlossenen (nicht transparenten) Anode wird die Entladung über den Abstand der Kathode zu der Kammer oder dem Substrat über die Anodenöffnung bestimmt. Ein Einfluss auf den Zündbereich des Spray Jet-Modus ist nicht erkennbar und beeinflusst somit nicht den Betrieb des Strahlmodus.

8.3.2 Kathodentransparenz

Die Untersuchung der Kathodentransparenz erfolgt mit einem festen Austrittswinkel von 60° und einem festen Kathodendurchmesser von 50 mm. Die gewählten Konfigurationen zur Untersuchung der Kathodentransparenz auf die Betriebseigenschaften sind in Abbildung 8.22 dargestellt. Durch die Anzahl und symmetrische Verteilung der Kathodenstäbe ergeben sich Kathodentransparenzen von 26,6% bei 31 Stäben, 51,1% bei 21 Stäben, 63,3% bei 16 Stäben, 75,5% bei 11 Stäben und 85,3% bei 7 Stäben. Der Öffnungswinkel von 60° ist bei der Transparenzangabe nicht mit inbegriffen. Bei der Konfiguration mit 7 Stäben stellt sich zwischen den Stäben ein Winkel von 50° ein wodurch der Winkel noch unterhalb des Öffnungswinkels von 60° liegt. Auf die Anode wird in dieser Versuchsreihe verzichtet, um den Einfluss der Kathode auf das Zündverhalten zu bestimmen. Zur Zündung der IEC-Quelle dient die Kammerwand als Anode.

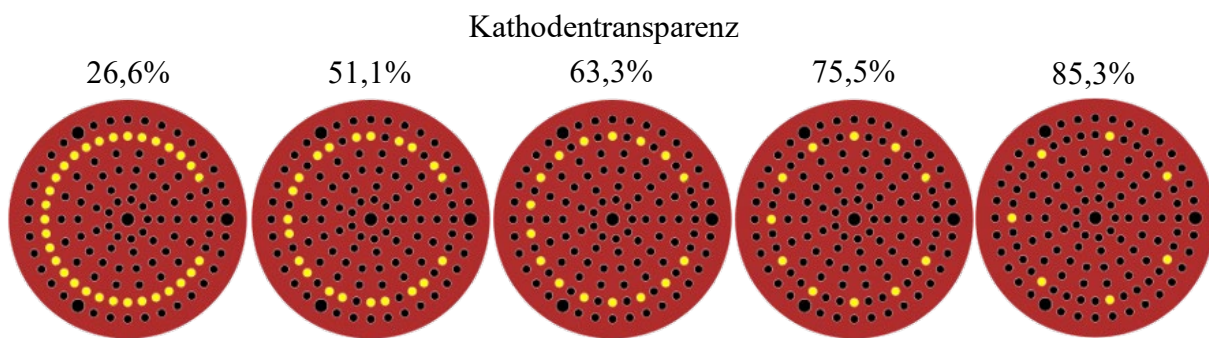


Abbildung 8.22 Gewählte Konfigurationen bei Transparenzuntersuchungen bei konstantem Durchmesser und Öffnungswinkel. Kathodentransparenz von links nach rechts 26,6% (31 Stäbe), 51,1% (21 Stäbe), 63,3% (16 Stäbe), 75,5% (11 Stäbe) und 85,3% (7 Stäbe) [TIE23a].

In Abbildung 8.23 sind die getesteten Konfigurationen je Betriebscharakteristik zusammengefasst dargestellt (vergrößerte Darstellung in Abbildung 12.13 bis Abbildung 12.16). Der Zündpunkt der Glimmentladung ist in der Abbildung in a) im Druck- über Spannungs-Diagramm dargestellt. Der Entladungsstrom an der Kathode zum niedrigsten Betriebsdruck des Spray Jet-Modus ist in b) ersichtlich und der zugehörige Zünddruck über die Spannung des Spray Jet-Modus ist in c) gezeigt. Das Limit, welches dem höchstmöglichen Druck für den Spray Jet-Betrieb entspricht, ist in d) dargestellt. Bei der Betrachtung der Glimmentladung ist zu erkennen, dass die Zündpunkte der unterschiedlichen Konfigurationen des Drucks über die Spannung ähnlich verlaufen. Im Spannungsbereich von -2 kV bis -4,5 kV ist für die Konfigurationen mit einer Transparenz von 63,3% und einer Transparenz von 26,6% ein höherer Druck notwendig, um die Glimmentladung zu zünden. Diese Abweichung ist vermutlich auf die Messungenauigkeit und den Temperatureinfluss zurückzuführen (vgl. Kapitel 7.1). Gleiches zeigt das Verhalten bei dem Zündpunkt des Spray Jet-Modus in c). Die Kennlinien verlaufen nahezu identisch zueinander. Die Unterschiede sind ebenfalls durch verschiedenen Basisdrücke sowie Temperaturen zu erklären. Es kann vermutet werden, dass die Zündung der Glimmentladung sowie des Spray Jet-Modus von der Transparenz unabhängig ist.

8.3 Untersuchung der geometrischen Abhängigkeiten der IEC-Quelle

Bei der Betrachtung des resultierenden Kathodenstroms ist indes eine Abhängigkeit von der Transparenz erkennbar. Mit sinkender Spannung von -1 kV auf -2,8 kV erhöht sich der Entladungsstrom, der sich durch den Spray Jet-Modus am tiefst möglichen Betriebsdruck ergibt, nahezu linear. Der Strom steigt proportional zum Druck bis zu der eingestellten Begrenzung von 200 mA an. Ab dem Wert von 200 mA ist gleichzeitig das Limit erreicht, welches in d) dargestellt ist. Bezüglich des Stroms zeigt sich eine Abhängigkeit zu der Transparenz. Je transparenter das Gitter ist, desto geringer ist der Strom an der Kathode bei konstanter Spannung. Bei der Transparenz von 26,6% wird bei jeder angelegten Spannung unmittelbar die Strombegrenzung von 200 mA erreicht, wodurch sich bei dieser Anordnung kein Spray Jet-Bereich bildet. Bei der Betrachtung des Limits ist ebenfalls eine Abhängigkeit von der Kathodentransparenz erkennbar. Mit zunehmender Transparenz erhöht sich auch der maximal mögliche Druck, bei dem der Spray Jet-Modus betrieben werden kann. Dieser Druck ist durch die Strombegrenzung von 200 mA bestimmt. In diesem Zusammenhang ist erkennbar, dass der Gradient des Entladungsstroms mit zunehmender Transparenz der Kathode abnimmt, wodurch sich der Betriebsbereich des Spray Jet-Modus vergrößert.

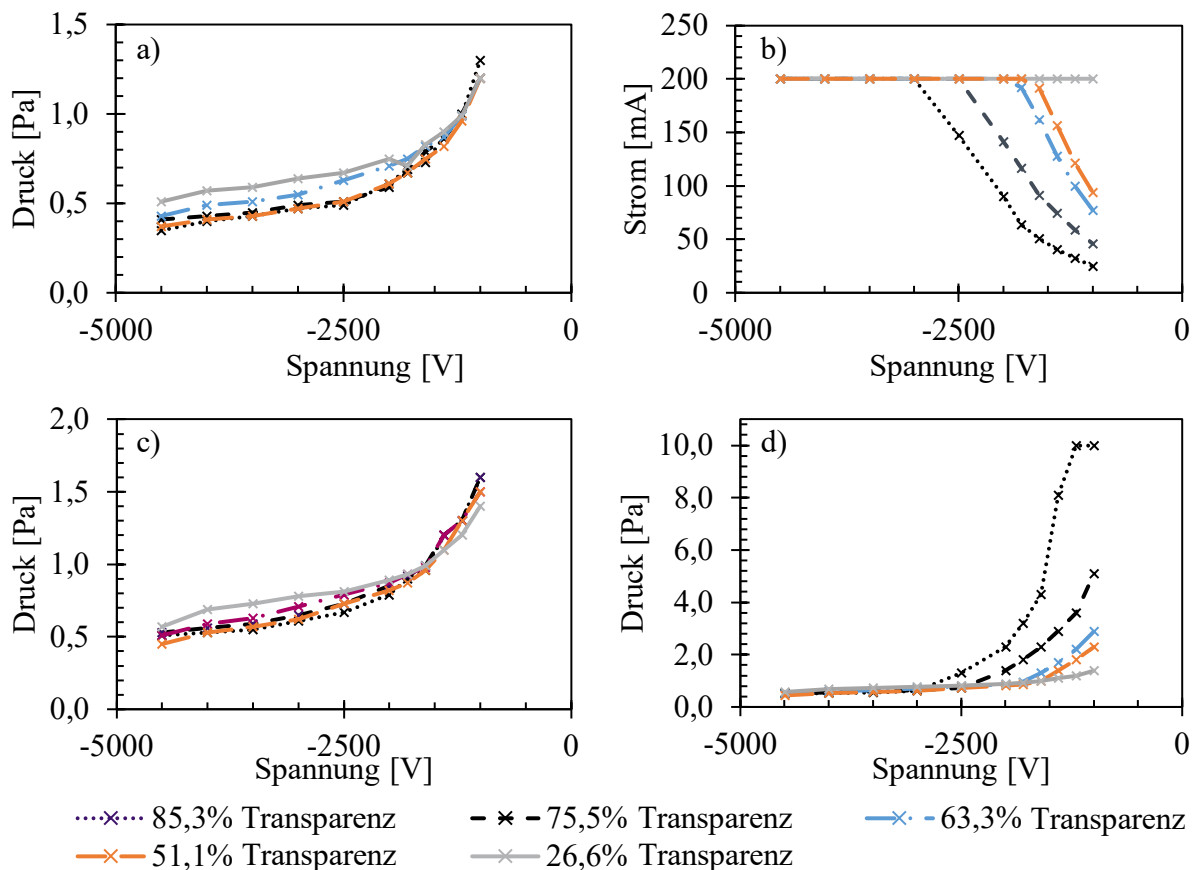


Abbildung 8.23 Zünddruck und Strom bei ausgewählten Konfigurationen bezüglich a) der Glimmentladung, b) des Stroms an der Kathode beim tiefsten Druck des Spray Jet-Modus, c) des tiefsten Drucks für den Spray Jet-Modus sowie d) des höchstmöglichen Drucks im Spray Jet-Modus. Diagramm a), c) und d) zeigen die Abhängigkeit der Betriebseigenschaften vom Druck über die angelegte Spannung und b) vom Strom über die Spannung. [TIE23a]

Die Transparenz der Kathode bei konstantem Durchmesser und Öffnungswinkel hat keinen Einfluss auf den Zünddruck des Spray Jet-Modus. Demensprechend tragen die Ionen, welche außerhalb der Kathode durch die Glimmentladung generiert werden, lediglich geringfügig zur Zündung des Spray Jet-Modus bei, da die Transparenz eine Ionenzufuhr von außerhalb der Quelle beeinflussen könnte. Mit einer weniger transparenten Kathode würde ein größerer Anteil an Ionen aus der Glimmentladung mit den Kathodenstäben kollidieren. Diese würden dann bei der Ausbildung der virtuellen Anode fehlen. Dadurch müsste ein Einfluss auf das Zündverhalten ersichtlich sein, welches sich in einem höheren Zünddruck bei geringerer Kathodentransparenz widerspiegelt. Bhattacharjee et al. [BHA20] beschreiben ebenfalls, dass der Anteil an Ionen von außerhalb der Kathode mit tieferen negativen Kathodenspannungen abnimmt. Es ist weiter möglich, dass der Einfluss des Öffnungswinkels die Transparenzänderung überwiegt. Dadurch könnten ausreichend Ionen über den Öffnungsbereich in die Kathode gelangen, um die virtuelle Anode auszubilden. Die Ionen, die innerhalb der Kathode generiert werden, können die Quelle nicht verlassen und kollidieren mit den Kathodenstäben oder rekombinieren im Plasma.

Die Kollision mit der Kathode ist unabhängig von der Kathodentransparenz. Bei einer geringeren Transparenz erhöht sich die Konzentration der Ionen auf eine geringere Fläche. Entsprechend erwärmen sich die Stäbe stärker durch den höheren Ioneneintrag. Dies beeinflusst jedoch nicht den Sekundärelektronenanteil, der durch den Stoßmechanismus aus der Kathode emittiert wird. Sind der Durchmesser und die Öffnungsfläche der Kathode konstant, verändert sich der Verlusttherm der Elektronen über die Öffnung nicht. Die mittlere freie Weglänge bei einem konstanten Durchmesser bleibt zudem gleich. Aus diesem Grund zündet der Spray Jet-Modus unabhängig von der Transparenz.

Die Druckbegrenzung richtet sich nach dem eingestellten Stromlimit von 200 mA. Dies schützt die Kathode vor einer zu starken thermischen Belastung. Mit einer größeren Kathodenoberfläche wird die Stromgrenze bereits bei niedrigeren Drücken erreicht (vgl. Abbildung 8.23 d)), wodurch der Betriebsbereich des Spray Jet-Modus eingegrenzt wird. Mit einer größeren Kathodenoberfläche nimmt die Leistungsdichte ab. Aus diesem Grund kann die Stromgrenze mit größerer Kathodenoberfläche angehoben werden, um die druckseitige Reduzierung des Betriebsbereiches zu kompensieren.

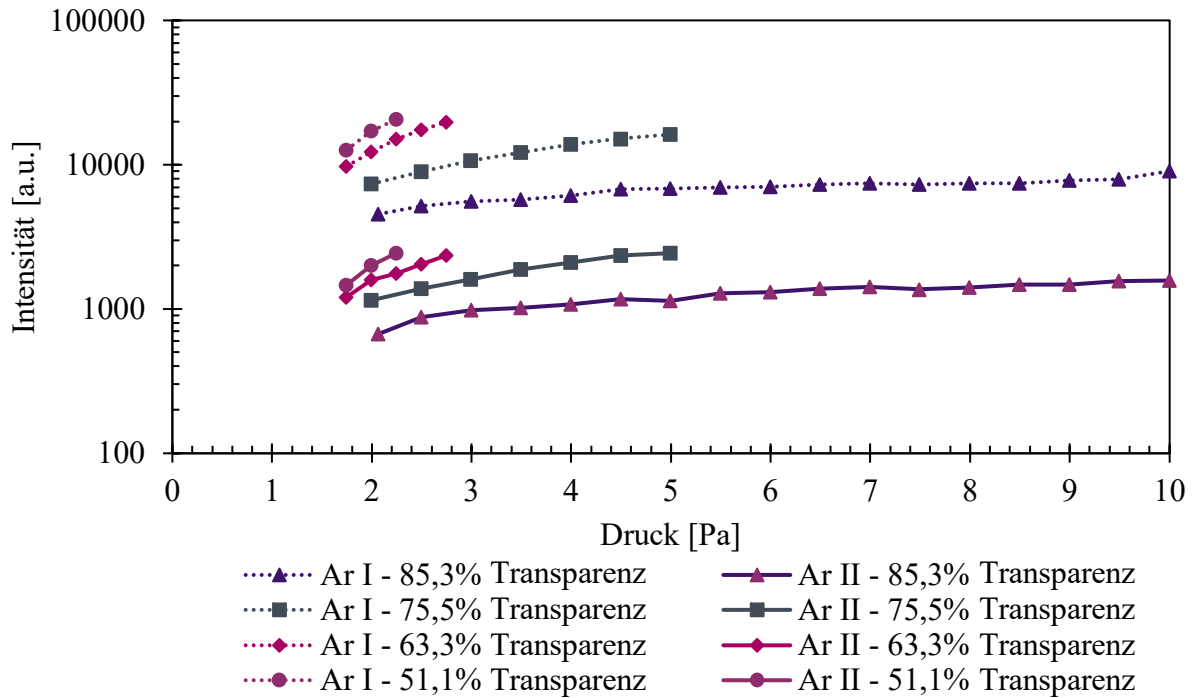


Abbildung 8.24 Aufgenommene Intensitäten ausgewählter Emissionslinien von Ar I und Ar II im Spray Jet-Betrieb bei Veränderung der Kathodentransparenz. Die angelegte Spannung entspricht -1 kV.

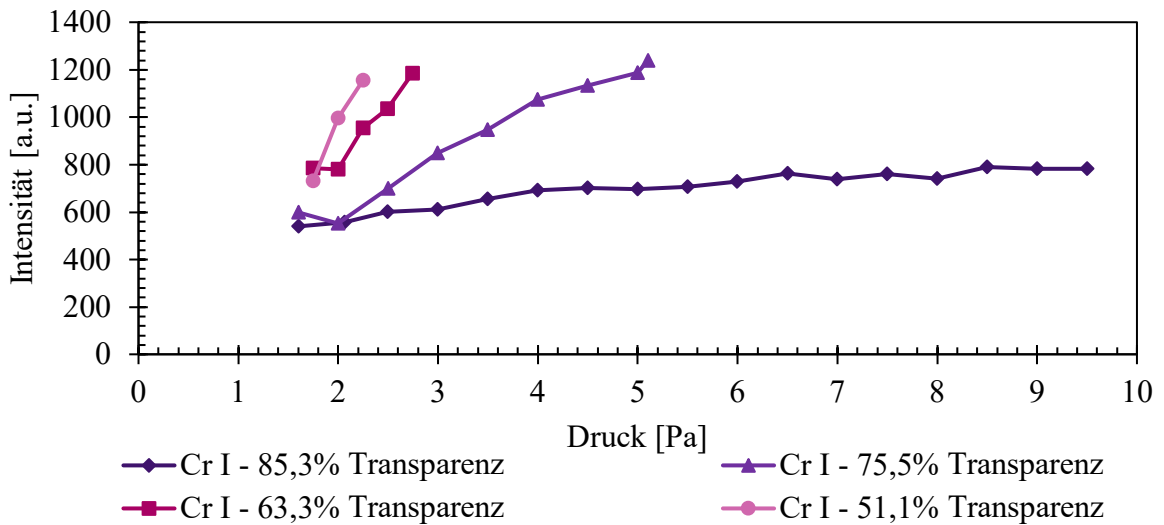


Abbildung 8.25 Aufgenommene Intensitäten ausgewählter Emissionslinien von Cr I im Spray Jet-Betrieb bei Veränderung der Kathodentransparenz. Die angelegte Spannung entspricht -1 kV.

In Abbildung 8.24 sind die Intensitäten ausgewählter Emissionslinien von Ar I und Ar II von den getesteten Kathoden-Transparenzen im Spray Jet-Betrieb bei -1 kV dargestellt. In Abbildung 8.25 ist der aufgenommene Wellenlängenverlauf von Cr I erkennbar. Analog dazu ist in Abbildung 12.17 und Abbildung 12.18 im Anhang die aufgenommenen Emissionslinien von Ar I, Ar II und Cr I bei einer Kathodenspannung von -1,6 kV dargestellt. Aus der Messung geht hervor, dass die Intensitäten generell mit der Erhöhung des Drucks bei einer konstanten Spannung von -1 kV je Konfiguration zunehmen. Dies ist mit der linearen Erhöhung der Plasmadichte mit steigendem Druck, wie in Kapitel 7.1

beschrieben, zu erklären. Bei jeder Konfiguration ist die Intensität über den Druck bei Ar I höher als bei Ar II und Cr I. Dies hängt mit der Anregungs- bzw. Ionisationsenergie der Spezies zusammen. Der Verlauf der gemessenen Intensitäten ist hingegen parallel zueinander. Bei Ar I und bei Ar II steigt mit abnehmender Kathodentransparenz die Intensität am tiefst möglichen Betriebsdruck des Spray Jet-Modus sowie die Intensität am Druckmaximum des Spray Jet-Modus. Mit abnehmender Kathodentransparenz steigt bei allen drei Wellenlängen der Gradient der Intensität über den Druck. Bei einem Betrieb mit -1,6 kV erhöht sich der Gradient über den Druck bei allen Wellenlängen.

Im Spray Jet-Modus steigen der Entladungsstrom an der Kathode mit abnehmender Kathodentransparenz und somit die notwendige Leistung, um den Modus bei gleichem Druck zu betreiben. Dieses Ergebnis korreliert nicht mit den Ergebnissen von Winter und Koch [WIN17], welche bei einer zylinderförmigen IEC-Quelle mit axialem Strahlmodus einen geringen Einfluss der Transparenz auf die Kathodenleistung beobachten. Miley et al. [MIL97] beobachten im Stern Modus ebenfalls, dass mit einer transparenteren Kathode die notwendige Spannung zum Zünden der Entladung steigt. Die gemessenen Intensitäten der Spektren von Ar I und Ar II steigen kontinuierlich mit dem Druck an. Die Intensität sowie der Gradient über den Druck erhöhen sich mit abfallender Kathodentransparenz. Analog zu der Intensität von Ar I und Ar II steigt ebenfalls der Kathodenstrom und die gemessene Intensität von Cr I. Dies könnte darauf hindeuten, dass die Plasmadichten innerhalb der Kathode mit sinkender Kathodentransparenz zunehmen. Mit einer höheren Plasmadichte erhöht sich die Anzahl an Ionenstößen mit der Kathode. Dadurch steigen der Strom, der Anteil an zerstäubtem Kathodenmaterial, welcher sich in der Intensität von Cr I widerspiegelt, und der emittierte Sekundärelektronenanteil. Unter der Annahme, dass die Ionen dem elektrostatischen Einschluss innerhalb der Kathode nicht entfliehen können und mit steigender Kathodentransparenz die Plasmadichte und der Kathodenstrom abnehmen, lässt sich schließen, dass der Anteil an Ionen-Rekombinationen mit steigender Kathodentransparenz zunimmt. Mit einer höheren Transparenz steigt der Anteil an pendelnden Ionen zwischen den Kathodenstäben und somit die zurückgelegte Weglänge der Ionen, wodurch die Wahrscheinlichkeit der Rekombination steigt. Somit reduzieren sich die Ionendichte und die Stoßanzahl der Ionen mit der Kathode, wodurch sich ein niedrigerer Entladungsstrom einstellt. Die Sekundärelektronenausbeute verringert sich, wodurch die Plasmaintensität in der Kathode abnimmt. Neben der Rekombination der Ionen kann auch der Anteil an Elektronen, welche die Kathode über die Seitenöffnungen verlässt, mit einer höheren Transparenz ansteigen. Demnach würde der Anteil an Elektronen innerhalb der Quelle abnehmen, wodurch die Plasmadichte sinkt, was letztendlich zu einem geringeren Entladungsstrom führt. Nadler et al. [NAD98] beschreiben ebenfalls eine hohe Neutralisation der Ionen durch die vorhandenen Elektronen in einer IEC-Quelle. Demnach könnten auch hochenergetische neutrale Atome die Quelle verlassen.

In Abbildung 8.26 sind zu den jeweiligen geometrischen Konfigurationen das Plasmapotential, die Elektronendichte und die Elektronenenergie am Austritt der Kathode (vgl. Kapitel 5.3.1) vom Druck über die angelegte Spannung im Konturplot dargestellt. Die Messwerte der Sonde 2, 3 und 4 (vgl.

8.3 Untersuchung der geometrischen Abhängigkeiten der IEC-Quelle

Abbildung 12.5) werden arithmetisch gemittelt. Wie in den Druck-Spannungs-Kennlinien in Abbildung 8.23 ebenfalls ersichtlich, sinkt der Betriebsbereich des Spray Jet-Modus mit abnehmender Kathodentransparenz sowohl abnehmendem Druck als auch bei einer geringeren angelegten Spannung. Die Auswertung des Plasmapotentials zeigt, dass bei einer Kathodentransparenz von 85,3% das Potential bei höheren Spannungen im Bereich von -2 kV bis -1 kV und hohem Druck in Richtung 10 Pa ein Maximum von über 5,3 V annimmt. Bei einem Druck von 1 Pa und einer Spannung von -3,5 kV hingegen fällt das Plasmapotential auf unter 1,3 V ab. Dieser Gradient des Plasmapotentials über den Druck verringert sich mit abnehmender Transparenz der Kathode.

Bei der Betrachtung der Elektronendichte zeigt sich generell ein Maximum bei hohem Druck und geringer Spannung. Die Konfiguration mit der höchsten Transparenz weist das geringste Maximum in der Elektronendichte von ca. $1,2 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ auf. Diese maximale Elektronendichte steigt mit sinkender Kathodentransparenz an. Das Maximum von über $2,5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ wurde mit der Transparenz von 63,3% bei 5 Pa und -1 kV gemessen. Es lässt sich festhalten, dass mit abnehmender Kathodentransparenz die Elektronendichte zunimmt.

Der Konturplot in Abbildung 8.26 zeigt hinsichtlich der Elektronenenergie bei allen Konfigurationen ein Maximum in Richtung hoher Druck und hoher Spannung. Bei einer geringen Spannung und niedrigem Druck weisen die Elektronen eine Energie von ca. 3 eV auf. Mit abnehmender Kathodentransparenz steigt die maximale Elektronenenergie an, wodurch der Gradient der Energie über die Spannung und den Druck ebenfalls ansteigt. Das Maximum der Elektronenenergie liegt bei über 8 eV am Punkt 6 Pa und -1 kV, bei der Kathodentransparenz von 75,5%. Bei der Konfiguration mit einer Transparenz von 51,1% wird hingegen ein Maximum von ca. 6 eV am Punkt 4 Pa und -1 kV erreicht. Bei der Transparenzvariation zeigt sich eine Abhängigkeit zu den Plasmaeigenschaften im austretenden Strahl. Mit sinkender Kathodentransparenz fällt das Plasmapotential ab, wohingegen die Elektronendichte und -energie zunehmen. An den Druck-Spannungs-Punkten, an denen das Plasmapotential steigt, nimmt die Elektronenenergie ebenfalls zu. Ähnlich verhält sich die Elektronendichte, jedoch zeigt diese in allen Konfigurationen ein Maximum am höchstmöglichen Druck bei konstanter Spannung.

Durch das intensivere Plasma innerhalb der Kathode mit niedriger Kathodentransparenz (vgl. Abbildung 8.24 und Abbildung 8.25) erhöhen sich ebenfalls der Anteil an Elektronen im Strahlbereich und die mittlere Energie der Elektronen. Der erhöhte Elektronenanteil, welcher aus der Kathode generiert wird, zeigt sich im niedrigen Plasmapotential in diesen Bereichen, da die Elektronen das positive Potential verringern. Bei einer Transparenz von 85,3% sind die Öffnungen zu den Seiten 50° und in Austrittsrichtung 60° . Der Betriebsbereich wird zwar größer, jedoch ist die Elektronendichte im Strahl verhältnismäßig gering. Das Plasmapotential steigt mit höheren Drücken und hohen Spannungen. Durch diese Konfiguration können mehr Elektronen die Potentialbarriere an den seitlichen Stäben überwinden, wodurch im Strahl der Elektronenanteil entsprechend der geringeren Plasmadichte abnimmt. Mit einer größeren Sekundärelektronendichte mit abnehmender Kathodentransparenz innerhalb der Kathode

nimmt die Ionisation des Hintergrundgases zu und somit die Teilchenflüsse in der Doppelschicht (vgl. Kapitel 8.1.1). Demnach steigt der Anteil an hochenergetischen Elektronen, welche die Kathode über den Strahl verlassen. Dies spiegelt sich exakt in den Messungen wider.

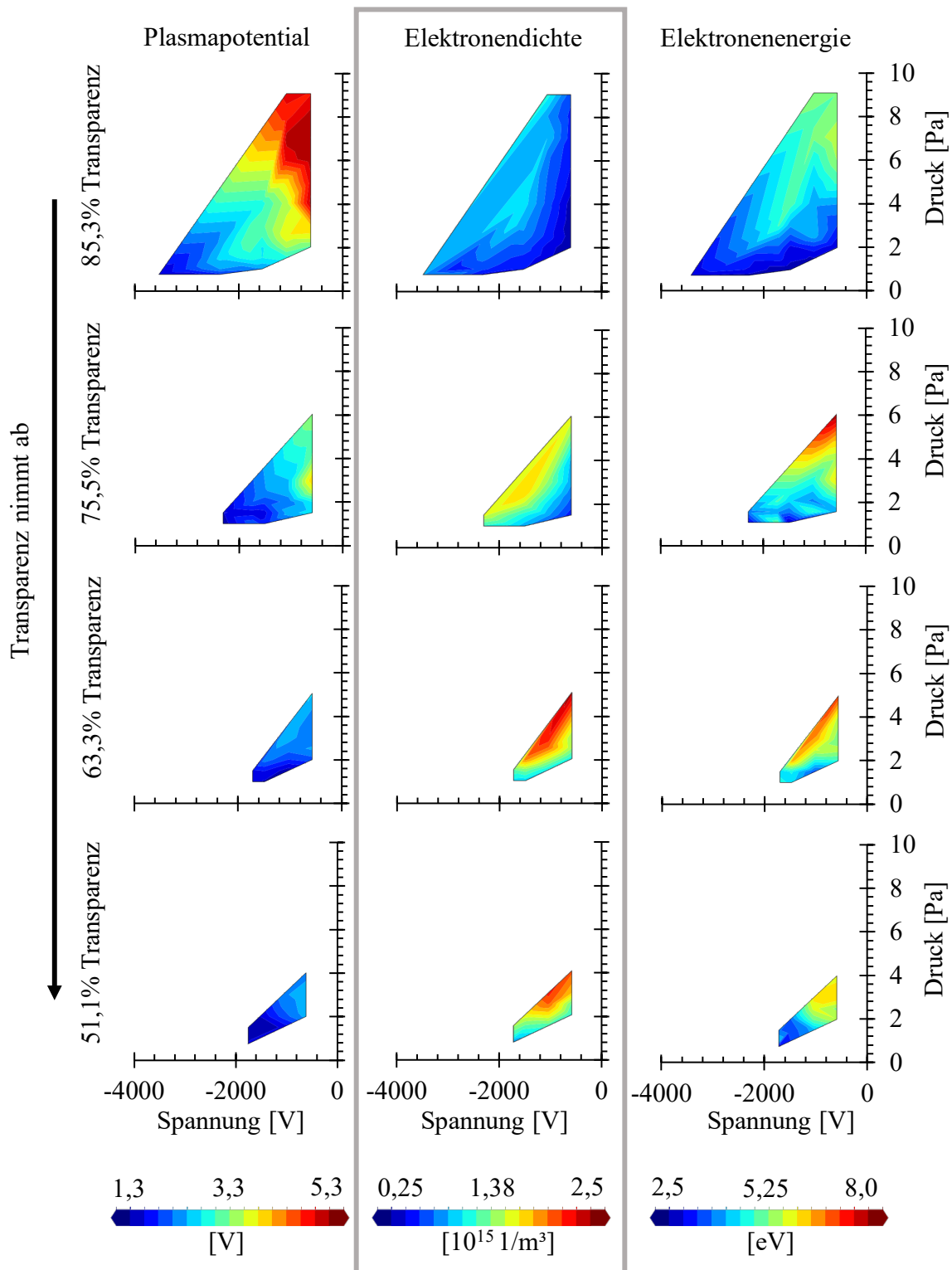


Abbildung 8.26 Durch Langmuir-Sonden ermitteltes Plasmapotential, Elektronendichte und Elektronenenergie im Spray Jet-Bereich in Abhängigkeit vom Druck über die Spannung zu der jeweiligen Kathodentransparenz von 85,3%, 75,5%, 63,3% und 51,1%. Die Auswertung erfolgt mit 48 Messpunkten für 51,1% Trans., 51 Messpunkten für 63,3% Trans., 57 Messpunkten für 75,5% Trans. und 87 Messpunkten für 85,3% Trans. im Spray Jet Betriebsbereich, die als Stützstelle für die Interpolation dienen.

8.3.3 Kathodenöffnungswinkel

Eine weitere mögliche Geometrieänderung der Quelle ist der Öffnungsbereich der Kathode, welcher einen Einfluss auf die Betriebseigenschaften der zylinderförmigen IEC-Quelle haben könnte. Um Quereinflüsse des Durchmessers sowie der Transparenz möglichst konstant zu halten, wird ein fester Kathodendurchmesser (C5 vgl. Kapitel 6.4.1) gewählt sowie ein fester Abstand zwischen den Stäben im Winkel von 20° . Die gewählte Veränderung des Kathodenöffnungswinkels ist in Abbildung 8.27 dargestellt. Die Kathodenscheibe ist rot dargestellt und die Anordnung der Stäbe gelb. Durch das Hinzufügen eines Kathodenstabs in 20° Schritten lassen sich mit 13, 14, 15, 16 und 17 Stäben, zugehörige Öffnungswinkel von 120° , 100° , 80° , 60° und 40° einstellen. Die Kathodentransparenz sowie der Kathodendurchmesser, ausgenommen vom Öffnungswinkel, bleibt durch diese Veränderung konstant.

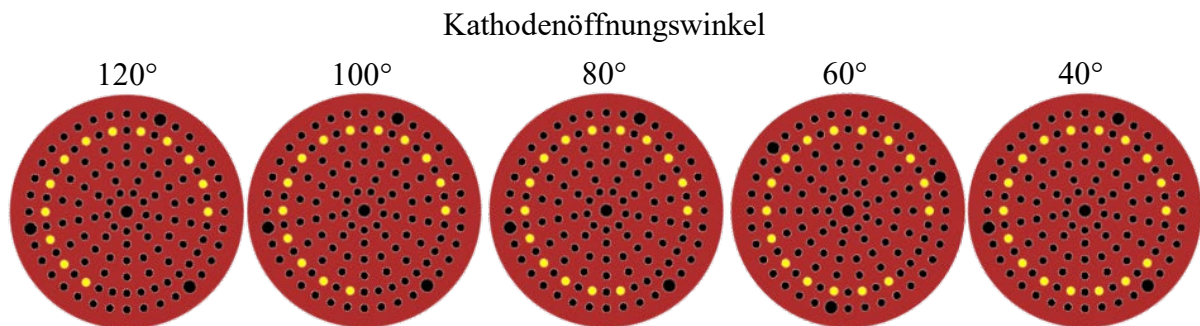


Abbildung 8.27 Veränderung des Kathodenöffnungswinkels der Kathode bei konstantem Durchmesser. Von links nach rechts: 13 Stäbe (120°), 14 Stäbe (100°), 15 Stäbe (80°), 16 Stäbe (60°) und 17 Stäbe (40°).

Die Druck-Spannungs-Charakteristik mit a) dem Zündpunkt für die Glimmentladung, b) dem Spray Jet-Modus und c) dem maximal möglichen Druck für den Spray Jet-Betrieb c) sind in Abbildung 12.19 bis Abbildung 12.23 im Anhang dargestellt. Eine Übersicht zu den genannten Kennlinien über den Öffnungswinkel 120° , 80° und 40° bietet Abbildung 8.28. Der grün schraffierte Bereich kennzeichnet den Betriebsbereich des Spray Jet-Modus. Mit der gewählten Veränderung des Öffnungswinkels der Kathode bleibt der getestete Druck-Spannungs-Zündpunkt für die Glimmentladung (durchgängige Linie) unverändert. Mit abnehmendem Öffnungswinkel der Kathode verringert sich der notwendige Druck zum Zünden des Spray Jet-Modus (gestrichelte Linie). Mit der Verringerung des Öffnungswinkels wird die druckseitige Betriebsgrenze des Spray Jet-Modus (gepunktete Linie) zu niedrigeren Drücken verschoben. Die Druckdifferenz zwischen der Zündung und Druckbegrenzung nimmt mit abnehmendem Öffnungswinkel ab, wodurch sich der Betriebsbereich verkleinert. Bei einem Öffnungswinkel von 40° (17 Stäben) bildet sich bei dem gewählten Spannungs- und Druckbereich kein Spray Jet-Betrieb. Der Spray Jet-Modus zündet unmittelbar mit der Zündung der Glimmentladung und erreicht gleichzeitig die Betriebsbegrenzung.

Mit der Verringerung des Öffnungswinkels verkleinert sich der Austrittsbereich der Kathode. Somit erhöht sich der Einschluss der Elektronen. Entsprechend ist der Verlust der Elektronen, welche die Kathode verlassen, geringer, wodurch diese verstärkt zu den Ionisationsprozessen innerhalb der Kathode beitragen. Deswegen erhöht sich innerhalb der Quelle die Elektronendichte sowie die Trajektorie der Elektronen. Dies erhöht wiederum die Ionenstoßionisation der Elektronen mit dem Hintergrundgas. Letztendlich steigt somit die Ionendichte, wodurch ein geringerer Druck notwendig ist, um den Spray Jet bzw. eine Entladung innerhalb der Kathode zu zünden. Ein ähnliches Verhalten beobachten Hardiment und Bowden [HAR20] an einer transparenten zylinderförmigen Hohlkathode. Mit einer Verkleinerung des stirnseitigen Öffnungsbereiches verlassen weniger Elektronen die Gefangenschaft innerhalb der Quelle und pendeln dadurch länger innerhalb der Kathode. Demnach verlängert sich die zurückgelegte Weglänge und die Ionisationswahrscheinlichkeit nimmt zu.

Je größer die Austrittsfläche bei konstantem Durchmesser und Kathodenspannung ist, desto höher ist der notwendige Druck zum Zünden des Spray Jet-Modus. Mit einer fast vollkommen symmetrischen Kathodenkonfiguration (vgl. Abbildung 8.28 c)) zündet nach der Glimmentladung unmittelbar der Spray Jet. Dies deutet darauf hin, dass die Druckdifferenz zwischen der Glimmentladung und dem Spray Jet durch das Abfließen der Elektronen aus der Quelle über die Öffnung bestimmt wird.

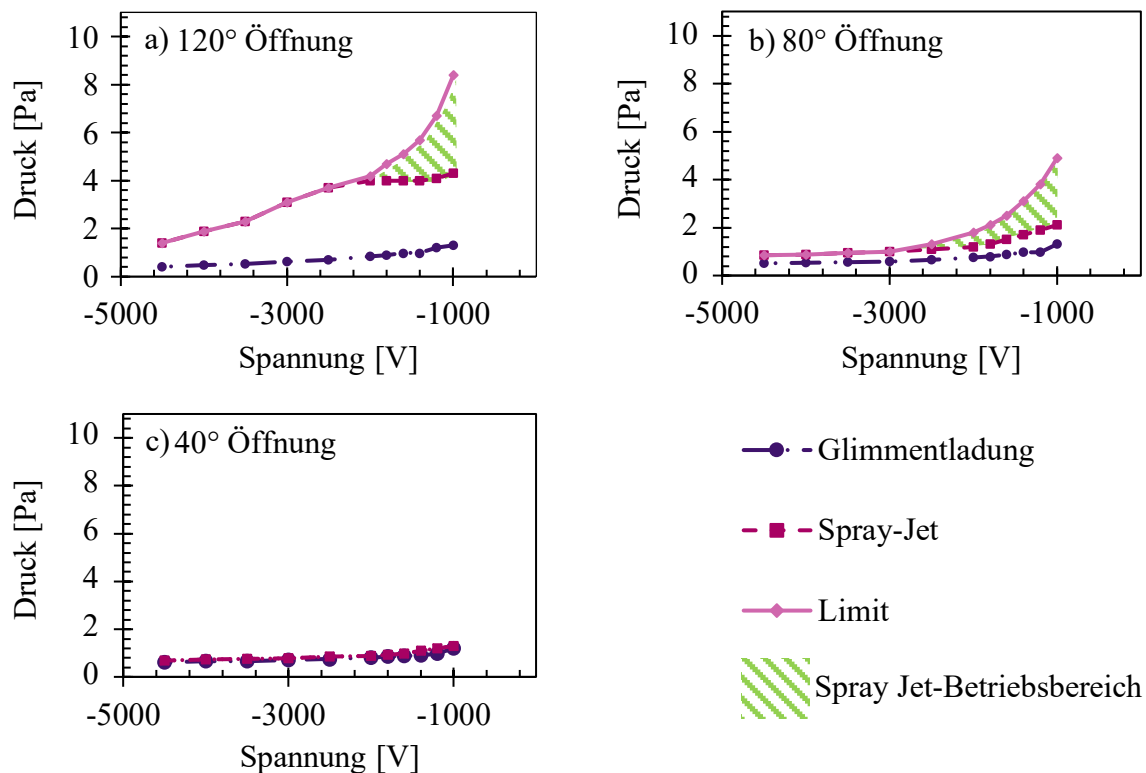


Abbildung 8.28 Druck-Spannungs-Kennlinie mit einem Öffnungswinkel von a) 13 Stäben - 120° Öffnung b) 15 Stäben 80° - Öffnung c) 17 Stäben - 40° Öffnung. Die Kennlinien zeigen den Zündzeitpunkt der Glimmentladung, des Spray Jet-Modus sowie den maximalen Druck für den Betrieb. Die grün schraffierten Bereiche kennzeichnen den Betriebsbereich des Spray Jet-Modus.

Die aufgenommenen Emissionslinien von Ar I und Ar II des Spray Jet-Modus zu den jeweiligen getesteten Öffnungswinkeln über den Druck bei einer angelegten Spannung von -1 kV sind in

Abbildung 8.29 dargestellt. Die Messungen zeigen, dass die Intensitätsverläufe von Ar I sowie Ar II zu den jeweiligen Öffnungswinkeln annähernd linear mit dem Druck zunehmen, wobei der Gradient der Kennlinie von Ar I über den Druck höher ist als der von Ar II. Mit abnehmendem Öffnungswinkel verschiebt sich der Verlauf parallel zu den niedrigeren Drücken. Die maximale gemessene Intensität von Ar I am höchstmöglichen Betriebsdruck für den Spray Jet sinkt mit abnehmendem Öffnungswinkel. Die Intensität von Ar I beim tiefst möglichen Betriebsdruck des Spray Jet-Modus nimmt jedoch mit einem abnehmenden Öffnungswinkel zu.

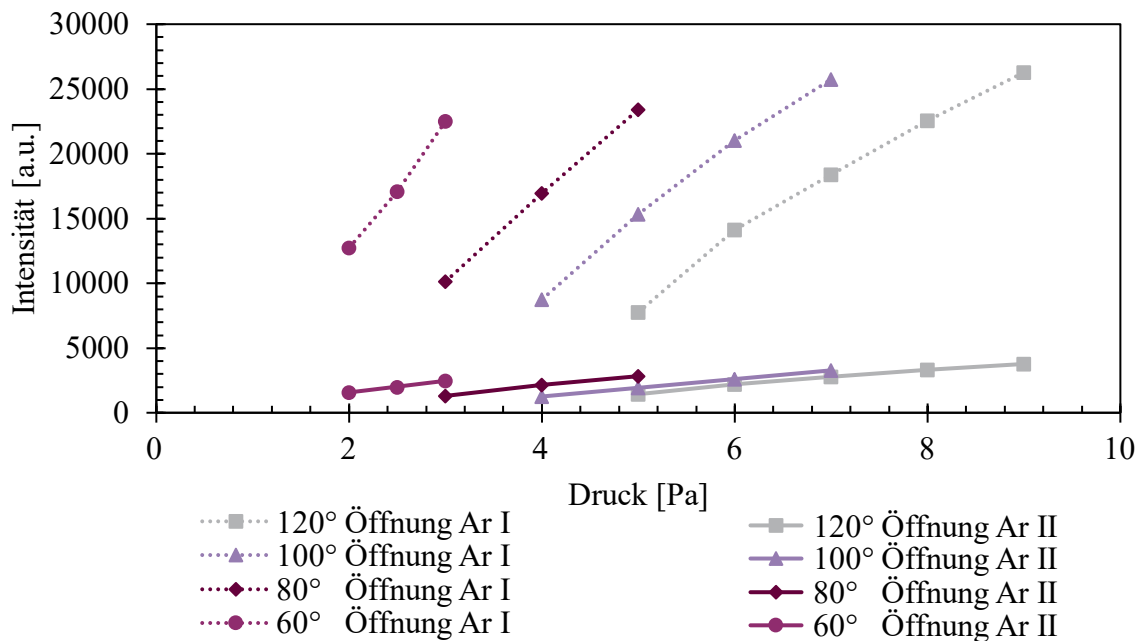


Abbildung 8.29 Aufgenommene Wellenlängenverläufe von Ar I und Ar II zu den jeweiligen veränderten Öffnungswinkeln im Spray Jet-Modus über den Druck bei -1000 V Kathodenspannung.

Das Plasmapotential, die Elektronendichte und die -energie an den definierten Druck-Spannungsmesspunkten (vgl. Kapitel 8.2) zu den jeweiligen geometrischen Konfigurationen sind im Konturplot in Abbildung 8.30 dargestellt. Die gemessenen Größen zu den jeweiligen Druck-Spannungsmesspunkten sind über drei in der Höhe angeordnete Langmuir-Sonden arithmetisch gemittelt (vgl. Kapitel 8.2).

Bei einem Öffnungswinkel von 120° bei einer Kathodenspannung von ca. -1,4 kV und einem Druck von 4 Pa zeigt das Plasmapotential ein Maximum von ca. 7 eV. Für die Konfigurationen mit 100°, 80° und 60° werden Plasmapotentiale zwischen 2 V und 6 V erreicht. Bei einem Öffnungswinkel von 60° zeigt sich ein verhältnismäßig geringer Unterschied von ca. 1 V im gesamten Konturplot. Aus den jeweiligen Konfigurationen wird ersichtlich, dass das Plasmapotential mit steigendem Druck und Spannung abfällt. Generell lässt sich erkennen, dass mit abnehmendem Kathodenöffnungswinkel das Plasmapotential im gesamten Bereich abnimmt.

8 Untersuchung der zylinderförmigen IEC-Quelle

Die Elektronendichte je Konfiguration steigt in den jeweiligen Spray Jet-Bereichen zu höheren Drücken. Mit niedrigeren angelegten Spannungen nimmt bei konstantem Druck die Elektronendichte wiederum ab. Bei einem 120° -Öffnungswinkel wird maximal eine Elektronendichte von bis zu $1,5 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ erreicht. Tendenziell nimmt die Elektronendichte mit kleiner werdendem Öffnungswinkel zu. Ebenfalls steigt der Gradient der Elektronendichte über den Druck zu den jeweiligen Spannungen. Das Maximum von über $2,2 \cdot 10^{15} \text{ m}^{-3}$ wird bei einem Öffnungswinkel von 60° bei 2 Pa bis 5 Pa und Spannungen zwischen -1 kV und -1,4 kV erreicht. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass in den Bereichen, in denen das Plasmapotential geringer wird, die Elektronendichte steigt.

Die Elektronenenergie steigt generell mit einem höheren Druck und einer höheren Kathodenspannung je getesteter Konfiguration. Bei konstantem Druck fällt die Elektronenenergie mit sinkender Spannung an der Kathode. Generell nehmen die maximale Elektronenenergie und der Gradient mit abnehmendem Kathodenöffnungswinkel ab. Die höchste Elektronenenergie wird bei einer 120° Öffnung im Betrieb bei 7 Pa und -1 kV von über 11 eV gemessen. Bei dem Öffnungswinkel von 80° und 60° bildet sich ein Maximum bei ca. -1,4 kV und 3 Pa, welches bei der 60° -Öffnung analog zu der Elektronendichte in Richtung 5 Pa und -1 kV zunimmt. Allgemein steigt die Elektronenenergie in den Bereichen, in denen ein geringes Plasmapotential und eine hohe Elektronendichte gemessen werden.

Mit einer abnehmenden Öffnungsfläche der Kathode verschiebt sich der Betriebsbereich in Richtung niedrigere Drücke, und die Plasmadichte nimmt zu, was sich in einer Intensitätssteigerung von Ar I und Ar II zeigt. Die Elektronendichte im Austrittsbereich steigt mit gleichzeitig abnehmendem Plasmapotential. Dies lässt im Spray Jet-Betrieb darauf schließen, dass mit abnehmender Öffnungsfläche die Plasmadichte innerhalb der Kathode zunimmt und somit der Anteil an Elektronen, welche die Quelle verlassen können. Darüber hinaus erhöht sich in den Bereichen mit einer hohen Elektronendichte, mit Ausnahme von den 40° - und 120° -Öffnungen, ebenfalls die mittlere Elektronentemperatur. Dies lässt darauf schließen, dass die Elektronen durch die Quelle stärker beschleunigt werden. Entsprechend erhöht sich die Potentialdifferenz von der virtuellen Anode über den Korridor im Austrittsbereich zum Plasmapotential außerhalb. Eine höhere Energie der Elektronen führt zudem dazu, dass die Elektronen das Hintergrundgas stärker ionisieren. Mit der Verringerung des Öffnungswinkels kann somit die Elektronendichte und -energie bei niedrigeren Drücken im Austrittsbereich erhöht werden. Der notwendige Druck, um vergleichbare Plasmapotentiale, Elektronendichten und -energien zu erzielen, nimmt mit dem größer werdenden Öffnungswinkel zu.

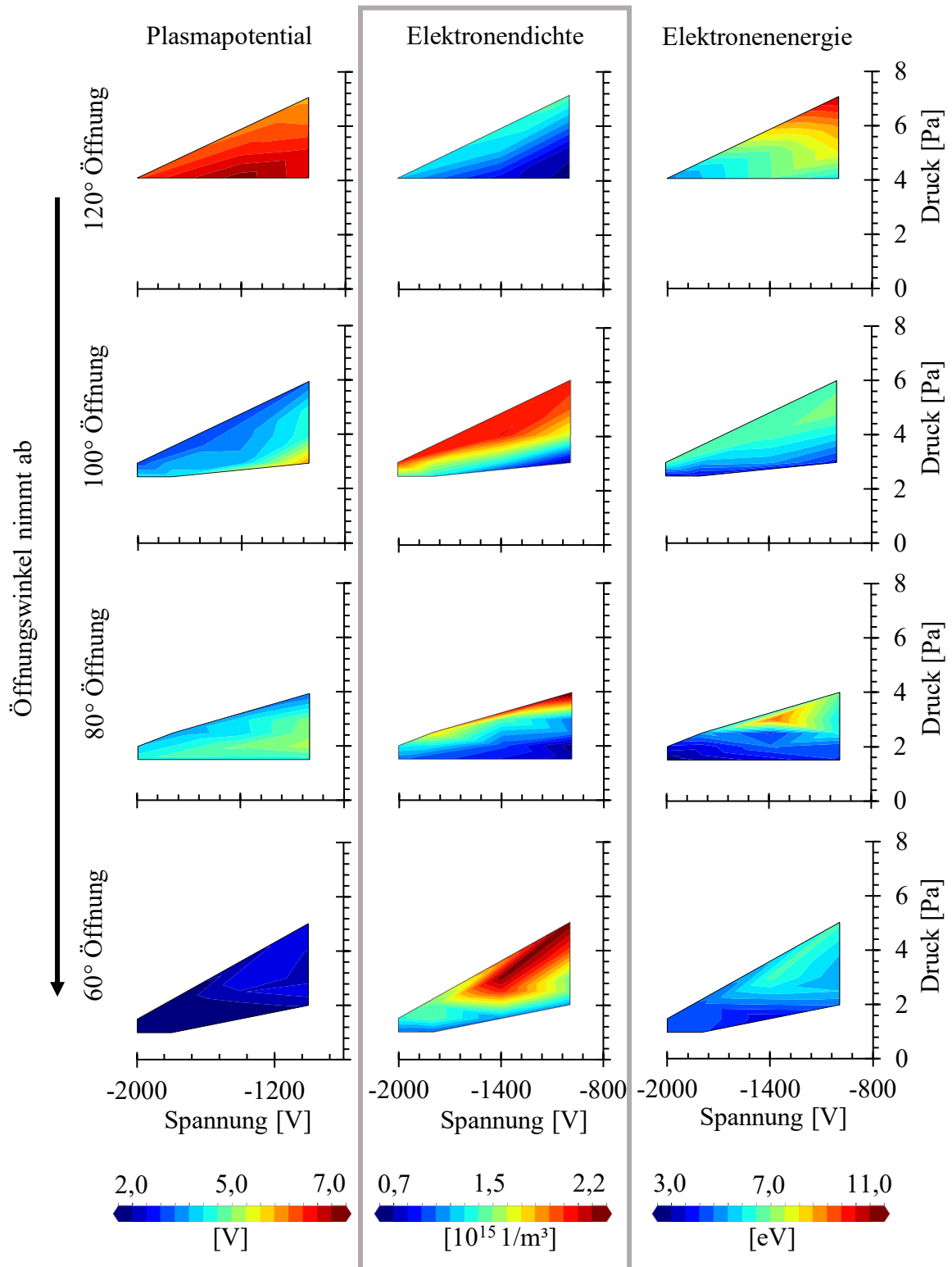


Abbildung 8.30 Durch Langmuir-Sonden ermitteltes Plasmapotential, Elektronendichte und Elektronenenergie im Spray Jet-Bereich in Abhängigkeit vom Druck über die Spannung zu den jeweiligen Öffnungswinkeln von 120° (13 Stäbe), 100° (14 Stäbe), 80° (15 Stäbe) und 60° (16 Stäbe). Die Auswertung erfolgt mit 63 Messpunkten für 60° Öffn., 57 Messpunkten für 80° Öffn., 63 Messpunkten für 100° Öffn. und 54 Messpunkten für 120° Öffn. im Spray Jet Betriebsbereich, die als Stützstelle für die Interpolation dienen.

8.3.4 Kathodendurchmesser

Die getesteten Varianten des Kathodendurchmessers sind in Abbildung 8.31 dargestellt. Die gelben Punkte stehen repräsentativ für die Kathodenstabanordnung in der Kathodenscheibe (rot dargestellt). Für die Versuche wurde der Kathodendurchmesser bei einer konstanten Stabanzahl von acht und einem gleichbleibenden Winkel zwischen den Stäben verändert. Somit ergeben sich Durchmesser (vgl. Tabelle 6.2) von 20 mm (Position C2), 30 mm (Position C3), 40 mm (Position C4), 50 mm (Position C5) und 60 mm (Position C6) [TIE23b].

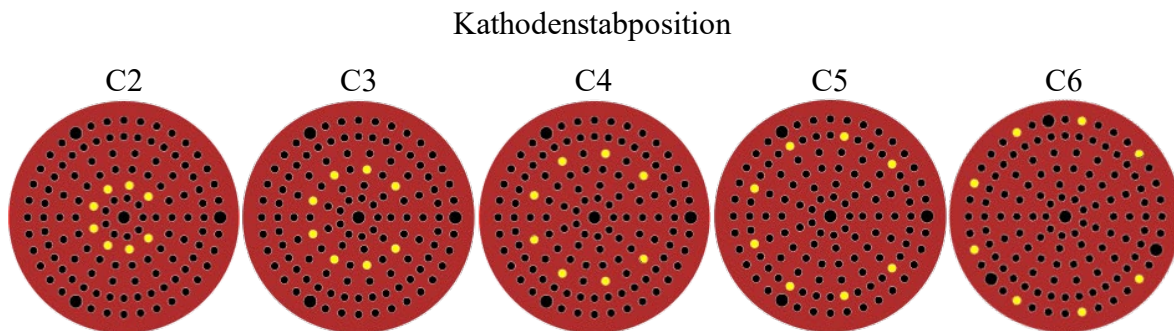


Abbildung 8.31 Variation des Kathodendurchmessers mit acht Stäben und konstantem Austrittswinkel von 80°. Von links nach rechts: Position C2 (20 mm), Position C3 (30 mm), Position C4 (40 mm), Position C5 (50 mm) und Position C6 (60 mm) [TIE23b]

Die zugehörigen Druck-Spannungs-Kennlinien für jede getestete Position sind in Abbildung 12.24 bis Abbildung 12.28 im Anhang dargestellt. Die Positionen C2, C4 und C6 (vgl. Tabelle 6.2) sind zur Vergleichbarkeit in Abbildung 8.32 für drei Betriebsmodi zusammengefasst. Für die jeweiligen Positionen wurde zusätzlich der Betriebsbereich des Spray Jet-Modus grün schraffiert. Der notwendige Druck zur Zündung der Glimmentladung ist über die verschiedenen Durchmesservariationen annähernd gleich. In diesem Zusammenhang ist die Zündung der Glimmentladung nicht abhängig von der geometrischen Veränderung, sondern hauptsächlich vom Druck. Eine Abhängigkeit des Kathodendurchmessers zeigt sich jedoch bei dem Zünddruck des Spray Jet-Modus. Je größer der Durchmesser ist, desto geringer ist der notwendige Druck zum Zünden des Spray Jet-Modus. Winter et al. zeigen [WIN17] bei einer zylinderförmigen IEC-Quelle ebenfalls eine Abhängigkeit der Modi von dem Kathodendurchmesser. Mit einem größeren Durchmesser wechselt der Tight Jet-Modus bei einem tieferen Druck in den Spray Jet-Modus. Des Weiteren verschiebt sich die Druckgrenze (vgl. „Limit“) mit steigendem Kathodendurchmesser in Richtung hoher Druck, wodurch sich der Betriebsbereich des Spray Jet-Modus mit zunehmendem Durchmesser sowohl Druck- als auch Spannungsseitig vergrößert. Den größeren Betriebsbereich mit steigendem Kathodendurchmesser beobachten auch Winter und Koch [WIN17] bei einer zylinderförmigen IEC-Quelle mit axialem Strahlaustritt. Die Druckgrenze resultiert aus der Strombegrenzung der Kathode von 200 mA. Die Verschiebung der Druckgrenze rührt daher, dass die Stromgrenze erst bei höheren Drücken erreicht wird. Der Entladungsstrom an der Kathode für

den niedrigsten Druck zur Ausbildung des Spray Jet-Modus in Abhängigkeit der Spannung ist in Abbildung 8.34 dargestellt.

Für alle Positionen verlaufen die Kennwerte nahezu linear. Beim Vergleich der Durchmesser zueinander ist ersichtlich, dass mit Anstieg des Durchmessers der Entladungsstrom abnimmt. Ebenfalls verringert sich mit einem zunehmenden Durchmesser der Gradient über die angelegte Kathodenspannung. In diesem Zusammenhang sinkt die Steigung der Stromzunahme über den Druck mit zunehmender angelegter Spannung im Spray Jet-Betrieb. Dieses Resultat unterscheidet sich von den Ergebnissen von Winter und Koch [WIN17] und Syring und Herdrich [SYR13a], welche einen steigenden Entladungsstrom mit größeren Kathodendurchmessern beobachten. In beiden Forschungsergebnissen wird jedoch mit der Durchmessererhöhung ebenfalls die Transparenz der Kathode verringert. Demnach erhöht sich die Kathodenoberfläche durch zusätzliche Stäbe bzw. Windungen, was den Effekt des Durchmessers überlagern kann. Anders als in den zitierten Arbeiten, verändert sich die Stabanzahl in der vorliegenden Arbeit nicht. Aus diesem Grund wird der Effekt des Durchmessers messbar.

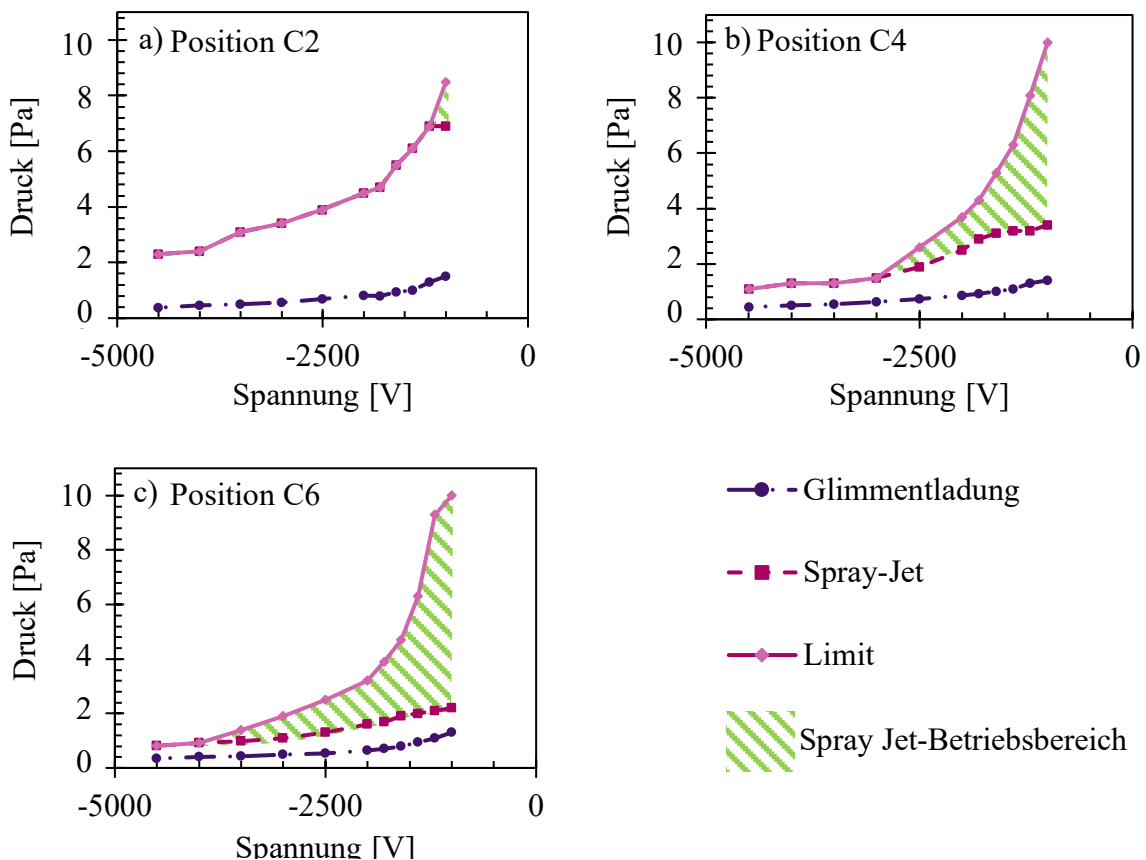


Abbildung 8.32 Druck-Spannungs-Kennlinie von a) Position C2, b) Position C4 und c) Position C6 mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb. [TIE23b]

Die Glimmentladung zündet unabhängig von dem Durchmesser bei ähnlichen Drücken. Dies liegt daran, dass der Abstand zwischen den Elektroden nicht die Zündung der Glimmentladung beeinflusst (vgl. Kapitel 8.3.1). Mit größeren Durchmessern erhöht sich die mögliche Weglänge der Elektronen und

somit die Ionisationswahrscheinlichkeit. Bei einer Pendelbewegung der Elektronen innerhalb der Quelle ist der Wechsel von potentieller zu kinetischer Energie im dauerhaften Wandel. Dieses Pendeln ist auch bei einer Hohlkathodenentladung bekannt und führt zu einer höheren Stoßionisationswahrscheinlichkeit und letztendlich zu einer höheren Plasmadichte [MUH15]. Der Bereich in der die Elektronenenergie oberhalb der Ionisationsenergie des Hintergrundgases liegt, ist bei großen Durchmessern länger. Somit steigt die Wahrscheinlichkeit der Ionisation innerhalb der Quelle. Aus diesem Grund zündet der Spray Jet mit größeren Durchmessern bei niedrigen Drücken. Das Zünd- und Betriebsverhalten ist vergleichbar mit einer Hohlkathodenentladung. Dies wurde von Hardiment und Bowden [HAR20] auch beobachtet. Der Hohlkathodeneffekt ist signifikant abhängig vom Druck, dem Durchmesser der Hohlkathode, der Gasart und der Spannung [MUH15] (vgl. Kapitel 2.3). Bei Hohlkathoden ergibt sich ein geometrischer Zusammenhang zwischen dem Produkt aus dem Druck p und dem Durchmesser d_K der Kathode, das auf die mittlere freie Weglänge der Elektronen mit dem Hintergrundgas zurückzuführen ist (vgl. Kapitel 2.3). Der pd_K -Kennwert über die Kathodenspannung der getesteten Kathodendurchmesser ist in Abbildung 8.33 dargestellt. Die Grafik zeigt, dass je Spannungswert die resultierenden pd_K -Werte ähnlich zueinander sind. Ebenfalls ist ein linearer Zusammenhang zum Druck erkennbar. Dies zeigt, dass auch bei der IEC-Quelle ein linearer Zusammenhang zwischen Druck und Kathodendurchmesser herrscht und betont nochmals die Ähnlichkeit der Spray Jet-Entladung mit einer Hohlkathodenentladung. Die lineare Abhängigkeit von der Kathodenspannung liegt an dem nahezu linearen Zusammenhang der Ionenenergie zu der Sekundärelektronenausbeute. Mit einer ansteigenden Ionenenergie steigt entsprechend der Sekundärelektronenanteil linear an (vgl. Kapitel 2.6). Mit einer höheren Ionenenergie können demnach der Spray Jet bzw. die Entladung bei niedrigeren Drücken gezündet werden. Der pd_K -Wert der IEC-Quelle liegt in den getesteten Konfigurationen bei 50 Pa·mm und 150 Pa·mm und somit unterhalb der von Blasek und Bräuner [BLA10] definierten Zündbedingung, die einen Minimalbetrag von 500 Pa·mm beschreiben und innerhalb des Bereichs, welcher von Gewartowski [GEW65] beschrieben wurde (vgl. Kapitel 2.3). Der pd_K -Wert der IEC-Quelle liegt im Bereich der Hohlkathodenentladung. Die Transparenz der Kathode beeinflusst nicht die Zündung des Spray Jet-Modus, wie in Kapitel 8.3.2 beschrieben, da die Zündbedingung von der Ausdehnung der Plasmarandschicht abhängig ist. Daher ist der pd_K -Wert für die Zündung des Spray Jet-Modus nicht von der Transparenz abhängig und gleicht somit der Zündung der Hohlkathodenentladung [MUH15]. Yamauchi et al. [YAM01] beschreiben, dass die Hintergrundionisation nicht die treibende Kraft der Zündung ist, da die mittlere freie Weglänge deutlich den Durchmesser der IEC-Quelle übersteigt. Allerdings wird die Pendelbewegung der Elektronen vernachlässigt, wodurch sich der Weg der Elektronen verlängert [MEE73], [MIL97]. Die Hypothese von Yamauchi et al. steht im Widerspruch zu einer Existenz eines konstanten pd_K -Wertes, da die Durchmesservariation eine Abhängigkeit der Hintergrundionisation zeigt.

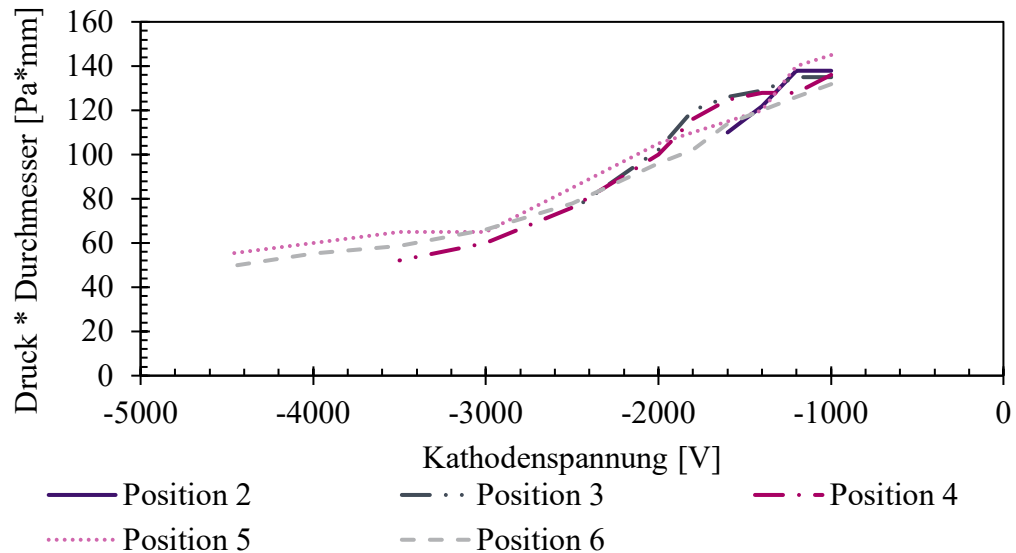


Abbildung 8.33 Spray Jet-Zünddruck für die getesteten Durchmesser (Position) multipliziert mit dem Kathodendurchmesser über die Kathodenspannung

Mit einer konstanten Stabanzahl und konstantem Öffnungswinkel vergrößert sich mit zunehmendem Durchmesser die Transparenz der Kathode und der Öffnungsbereich. Mit dem Durchmesser d_K erhöht sich ebenfalls der Abstand zwischen den Stäben am Austritt L_{Austritt} mit folgender Beziehung:

$$L_{\text{Austritt}} = \sin(40^\circ) d_K = 0,64d_K \quad (35)$$

Demnach bleibt das Verhältnis zwischen dem Durchmesser und dem Austrittsbereich im Verhältnis von 0,64 konstant. Mit dem zunehmenden Verlustterm der Elektronen aus der Kathode, welche durch einen größeren Öffnungsbereich steigt, ist ein höherer Druck notwendig, um den Spray Jet-Modus zu zünden. Die Transparenz hat keinen Einfluss auf die Zündung des Spray Jet-Modus (vgl. Kapitel 8.3.2). Demnach wäre mit einem höheren Durchmesser und somit einem größeren Öffnungsbereich ein höherer Druck notwendig, um den Spray Jet-Modus zu zünden. Die Untersuchungen zeigen jedoch einen gegenteiligen Effekt. Demensprechend ist der Verlustterm dem Generationsterm übergeordnet und verändert das Verhältnis zwischen Elektronengenerierung und -abfluss über die Öffnung. Um den Spray Jet-Modus trotz höherer Kathodentransparenz und Öffnungsfläche bei niedrigeren Drücken zünden zu können, müssen Elektronen über die Stoßionisation zugeführt werden. Eine längere mittlere freie Weglänge durch einen größeren Kathodendurchmesser begünstigt diese Elektronengenerierung innerhalb der Kathode.

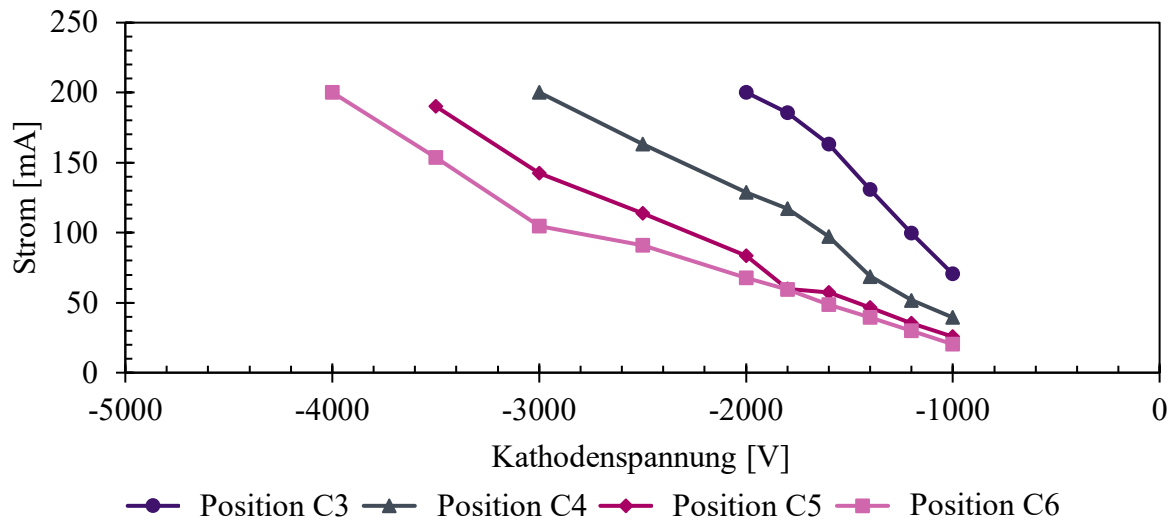


Abbildung 8.34 Kathodenstrom am tiefsten Druck für den Spray Jet-Betrieb über die angelegte Spannung

Die erfassten Intensitäten der gewählten Spektrallinie von Ar I für -1 kV über die gemessenen Durchmesser im Spray Jet-Bereich sind in Abbildung 8.35 dargestellt. Analog sind in Abbildung 12.29 bis Abbildung 12.33 die jeweiligen Kennlinien für -1 kV, -1,6 kV und -2 kV für die Spektren Ar I, Cr I und Ar II abgebildet.

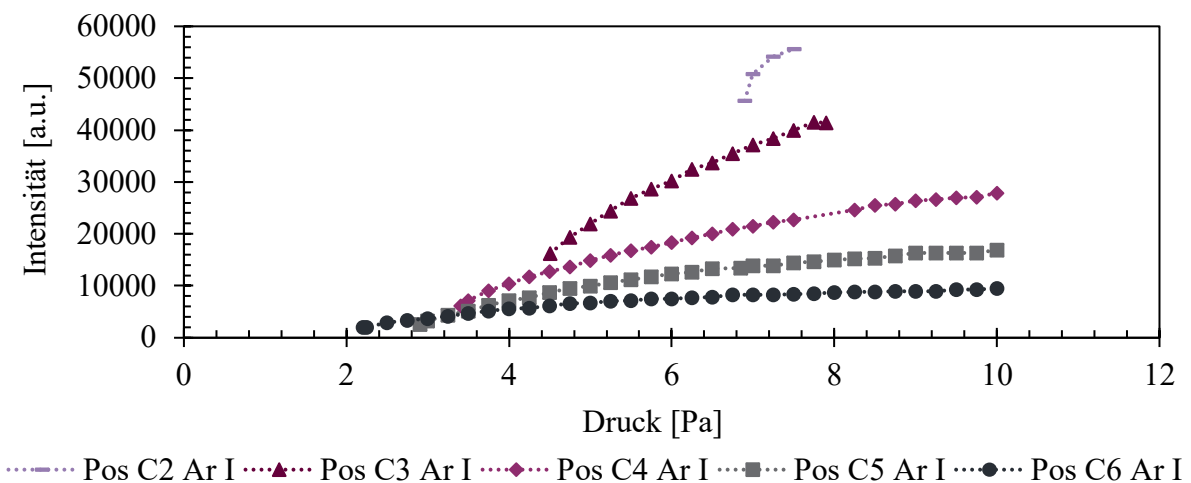


Abbildung 8.35 Gemessene Emissionsintensität von Ar I bei 750,22 nm bei -1 kV Kathodenspannung über die untersuchten Durchmesser im Spray Jet-Betrieb

Der Vergleich der gemessenen Intensitäten bei einer Kathodenspannung von -1 kV zeigt, dass mit Ausnahme von Position C6 die Intensitäten über den Druck ansteigen. Mit abnehmendem Kathodendurchmesser steigen der Gradient der Intensität über den Druck und somit der druckseitige Betriebsbereich des Spray Jet-Modus. Die Verläufe sind ähnlich zu dem Kathodenstrom über den Druck, welches sich aus Abbildung 8.32 und Abbildung 8.34 ableitet. Die Intensitäten am niedrigsten und höchsten Betriebsdruck des Spray Jet-Modus nehmen mit abnehmendem Kathodendurchmesser zu.

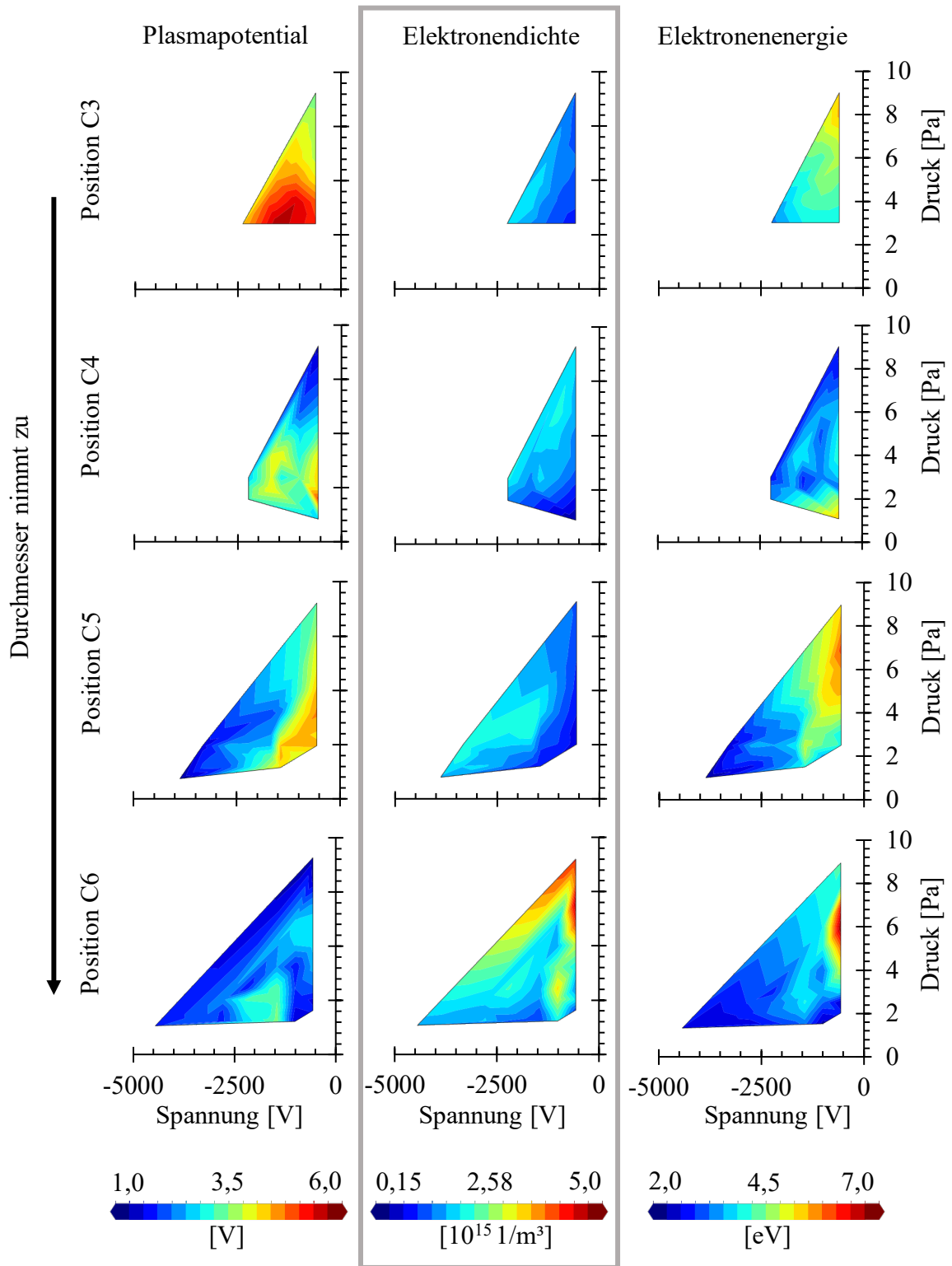


Abbildung 8.36 Darstellung des Plasmapotentials, der Elektronendichte und der Elektronenenergie nach Druyvensteyn im Konturdiagramm in Abhängigkeit vom Druck über die Spannung zu den jeweiligen Kathodendurchmessern von Position C3, C4, C5 und C6. Die Auswertung erfolgt mit 63 Messpunkten für Pos. C6, 54 Messpunkten für Pos. C5, 57 Messpunkten für Pos. C4 und 45 Messpunkten für Pos. C3 im Spray Jet Betriebsbereich, die als Stützstelle für die Interpolation dienen.

Neben dem Einfluss des Kathodendurchmessers auf das Plasma innerhalb der Kathode, wurden die Plasmaeigenschaften im Strahl außerhalb der Quelle über Langmuir-Sonden gemessen. Die Methode

(vgl. Kapitel 5.3.1) sowie die Anordnung und Übersicht der Eigenschaften in Konturdiagrammen ist in Kapitel 8.2 näher erläutert. In Abbildung 8.36 sind die Plasmadichte, die Elektronendichte und die Elektronenenergie vom Kathodendurchmesser in Position C3, C4, C5 und C6 in separaten Druck-Spannung-Konturdiagrammen dargestellt. Der Betriebsbereich der Position C2 ist zu klein, um diesen übersichtlich in einem Konturdiagramm darstellen zu können. Der Abstand der Langmuir-Sonden zur IEC-Quelle ist konstant, jedoch verändert sich der Abstand zur Kathode durch den experimentellen Aufbau bei der Durchmesserergrößerung. Die resultierenden Messverfälschungen können jedoch als gering angenommen werden, da sich die Auswertung auf den generellen Trend bezieht.

Durch die größeren Kathodendurchmesser und die daraus resultierende höhere Kathodentransparenz verringern sich im Spray Jet-Modus die gemessenen Intensitäten von Ar I und Ar II sowie der Gradient über den Druck zu den jeweiligen Kathodenspannungen (vgl. Kapitel 8.3.2). Dies kann darauf hinweisen, dass die Plasmadichte innerhalb der Kathode sinkt. Eine mögliche Ursache für diesen Effekt könnten der geringere Elektronenanteil innerhalb der Kathode und die damit verbundenen reduzierten Ionisationsprozesse sein. Einerseits steigt mit einer höheren Transparenz der Verlustterm der Elektronen zu den Seitenflächen. Andererseits reduziert sich der emittierte Sekundärelektronenanteil, welcher energiereiche Elektronen erzeugt, durch die geringere Ionendichte innerhalb der Kathode. Dies trägt zusätzlich zu einer geringeren Plasmadichte bei. Mit Zunahme des Öffnungsbereiches bzw. Öffnungswinkels verringern sich die gemessenen Intensitäten innerhalb der Kathode (vgl. Kapitel 8.3.3). Die gemessenen Intensitäten lassen darauf schließen, dass die Ionisationsvorgänge innerhalb der Kathode durch den größeren Öffnungsbereich abnehmen. Wie auch bei der Transparenz kann dies an dem erhöhten Verlustterm der Elektronen aus der Kathode liegen. Durch den größeren Öffnungsbereich überwinden mehr Elektronen den elektrostatischen Einschluss und tragen dadurch nicht mehr zu den Ionisationsprozessen innerhalb der Kathode bei. Demnach verringern eine hohe Transparenz und ein großer Öffnungsbereich die Plasmadichte innerhalb der Kathode. Durch eine verringerte Plasmadichte müsste der Anteil an Elektronen im Strahl sinken. Bei der Messung mittels Langmuir-Sonden zeigt sich jedoch eine tendenziell höhere Elektronendichte mit größeren Kathodendurchmessern. Dies kann daran liegen, dass durch den größeren Öffnungsbereich, mehr Elektronen den Einschluss verlassen können, bei einer gleichzeitig häufigeren Generierung von Ladungsträgern innerhalb der Kathode durch das größere Plasmavolumen.

8.3.5 Längenskalierbarkeit

Der Einfluss der Quellenlänge ist entscheidend für eine mögliche Skalierung der IEC-Quelle, insbesondere für Beschichtungsanlagen hinsichtlich der Flächenausbeute. Aus diesem Grund wird der Unterschied der Zündcharakteristik einer 200 mm und einer 400 mm langen IEC-Quelle gegenübergestellt (vgl. Abbildung 8.37). Die Kathode ist mit acht Stäben in der Position C4 (vgl. Kapitel 6.4.1) mit einem Öffnungswinkel von 80° konfiguriert. Für die jeweilige Quellenhöhe ist je angelegter

Spannung der niedrigste Druck zum Zünden einer Glimmentladung (vgl. Bezeichnung „Glimmentladung“) sowie des Spray Jet-Modus (vgl. Bezeichnung „Spray Jet“) dargestellt. Der resultierende Entladungsstrom an der Kathode (vgl. Bezeichnung „Strom“) im Spray Jet-Betrieb bei dem niedrigsten Betriebsdruck sowie der maximale Druck für den Spray Jet-Betrieb (vgl. Bezeichnung „Limit“) sind hier ersichtlich. Bei dem Vergleich der jeweiligen Quellenhöhen zeigt sich, dass für die 400 mm hohe IEC-Quelle ein geringerer Druck zum Zünden der Glimmentladung notwendig ist. Der Spray Jet zündet bei beiden Quellenhöhen bei gleichem Druck. Der maximal mögliche Druck, bei dem der Spray Jet betrieben werden kann, resultiert aus der erreichten Strombegrenzung von 200 mA. Wie in Kapitel 7.2 beschrieben, wächst der Strom im Spray Jet-Modus linear mit dem Druck an. Bei einer Quellenhöhe von 400 mm wird diese Stromgrenze früher erreicht, wodurch der maximal mögliche Druck für den Spray Jet-Modus abnimmt. Zudem ist ersichtlich, dass der Kathodenstrom am tiefsten Druck des Spray Jet-Modus (vgl. Bezeichnung „Strom“) bei der 400 mm-Konfiguration einen Faktor von ca. 1,5 zu der 200 mm-Konfiguration einnimmt. Demnach wird bei gleichem linearen Stromzuwachs die Strombegrenzung bei einem geringeren Druck erreicht.

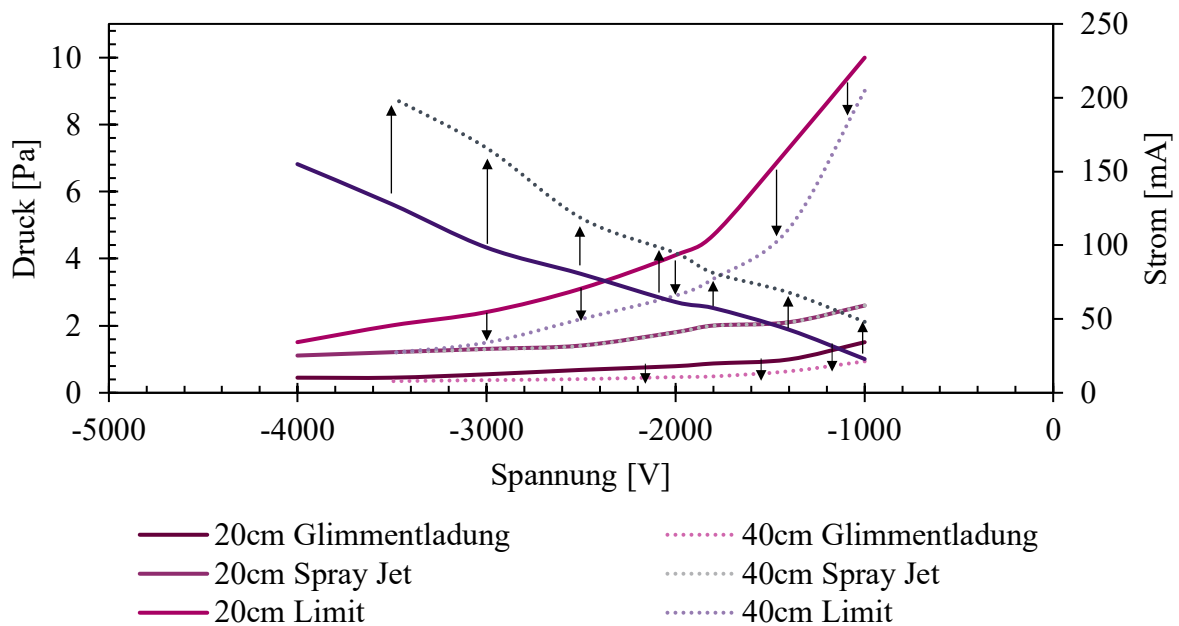


Abbildung 8.37 Zündcharakteristik einer 20 cm hohen IEC-Quelle zu einer 40 cm hohen IEC-Quelle sowie der gemessene Kathodenstrom im Spray Jet-Modus am niedrigsten Betriebsdruck.

Der Faktor, um den sich der Strom erhöht, liegt durch die Verdoppelung der Quellenhöhe bei 1,5. Der Grund für diese nicht konstante Skalierung des Stroms könnte die gleichbleibende Kathodenscheibengröße sein. Zudem bildet sich eine ungleiche Entladung entlang der Zylinderhöhe, wie in Abbildung 7.2 zu sehen ist. In der Mitte der Quelle ist das Plasmaleuchten intensiver als an den Quellenenden. Dieser Bereich kann sich bei einer anderen Höhe der Quelle anders ausbilden. Da sich der Entladungsstrom um den Faktor 1,5 erhöht, ist davon auszugehen, dass die Höhe des intensiven Bereichs sich um den gleichen Faktor erweitert.

8 Untersuchung der zylinderförmigen IEC-Quelle

Das Zünden der Glimmentladung ist nach dem Paschen-Gesetz (vgl. Kapitel 2.1) abhängig vom Druck und vom Abstand der Elektroden. Durch die Verlängerung der Quelle nimmt der längste Abstand innerhalb der Kathode, von einer Kathodenscheibe zu der gegenüberliegenden Anodenscheibe, mit der Verlängerung zu. Bei gleicher Spannung und höherem Abstand ist entsprechend ein geringerer Druck erforderlich, um die Glimmentladung zu zünden. Der notwendige Druck zum Zünden des Spray Jet-Modus ist unabhängig von der Quellenhöhe, da der Quelldurchmesser maßgeblich für die Zündbedingung ist. Die für die Zündung notwendige Elektronendichte sowie die Elektronentrajektorie erhöht sich nicht mit der Zylinderlänge. Die Kathodenscheiben scheinen zudem die Zündung des Spray Jet-Modus nicht zu beeinflussen. Demnach hängt die Zündung des Spray Jet-Modus verstärkt von der zweidimensionalen Pendelbewegung in radialer Richtung innerhalb der Kathode ab. Der Maximaldruck (vgl. Bezeichnung „Limit“) zum Betreiben der Quelle reduziert sich mit einer höheren Quelle, sodass der mögliche Arbeitsbereich mit der Skalierung kleiner wird. Der Grund hierfür ist die eingestellte Strombegrenzung von 200 mA. Diese experimentell bestimmte Begrenzung schützt die Quelle vor einer Verformung oder dem Schmelzen der Kathodenstäbe durch eine zu hohe Temperaturentwicklung. Bei einer Skalierung der Quelle müsste unter Berücksichtigung der gleichen Ionen-Flussdichte die Strombegrenzung um den Skalierungsfaktor angepasst werden.

9 Diskussion und Schlussfolgerung

Auf Basis der Untersuchungen wird eine Schlussfolgerung für den Einsatz der IEC-Quelle für die Beschichtungstechnik gezogen. Darauf aufbauend zeigt ein konzeptioneller Beweis die Funktion der IEC-Quelle in Kombination mit einer Magnetron-Kathode und die Beeinflussung der Schichteigenschaften.

9.1 Ableitung der Wirkzusammenhänge mit Fokus auf die Beschichtungstechnik

Die zylinderförmige IEC-Quelle mit radialem Plasmaaustritt hat Potential in der Beschichtungstechnik vielseitig eingesetzt zu werden. Das zu behandelnde Substrat kann dabei innerhalb oder außerhalb der Quelle positioniert sein. Die Positionierung richtet sich nach dem Betriebsmodus der IEC-Quelle. Bei dem Zentralpunkt- oder Sternmodus (vgl. Kapitel 3.3) kann das Substrat innerhalb der Kathode platziert werden und beim Strahlmodus außerhalb. Insbesondere durch den Strahlmodus lässt sich die IEC-Quelle mit der Ausrichtung des Strahls auf ein Substrat als PECVD-Quelle verwenden. Eine weitere Möglichkeit ist eine Nachionisierung des zerstäubten Kathodenmaterials durch den Plasmastrahl am IEC-Quellenaustritt. Dieses Verfahren weist ein hohes Potential in der Beschichtungstechnik auf, da es die Erzeugung dichter Schichten ermöglicht.

Die entwickelte zylinderförmige IEC-Quelle zeigt im Betrieb mit Argon -in Abhängigkeit von der angelegten Spannung und dem Druck sowie von der gewählten Geometrie- drei Betriebsbereiche auf. Bei niedrigen Drücken zündet bei der IEC-Quelle ein Glimmentladung außerhalb der Kathode. Mit steigendem Druck formt sich der Tight Jet, welcher lokal als Strahl aus der Quelle austritt. Mit einer weiteren Erhöhung des Drucks bildet sich der Spray Jet, welcher flächig über die Quellenhöhe austritt. Der Spray Jet zeigt über den Druck und die Kathodenspannung einen stabilen und weiten Betriebsbereich auf. Mit tieferen negativen Kathodenspannungen verringert sich der notwendige Zünddruck für den Spray Jet und die eingestellte Strombegrenzung wird bei niedrigem Druck erreicht. Dies verkleinert den Betriebsbereich bezüglich des Drucks. Das generierte volumenreiche Plasma im Spray Jet-Betrieb ist besonders für einen industriellen Einsatz der Quelle mit Hinblick auf beispielsweise Stückzahlen oder Größe der zu behandelnden Flächen interessant.

Die Simulation in Kapitel 8.1 ermöglicht es, die genaue Funktionsweise der IEC-Quelle im Spray Jet-Modus nachzuvollziehen. Ab einem kritischen Druck oder einer kritisch angelegten Spannung bildet sich innerhalb der Kathode eine virtuelle Anode und damit einhergehend ein elektrisches Feld, welches zur Beschleunigung von geladenen Teilchen verwendet werden kann. In Abbildung 9.1 ist eine Gegenüberstellung des Potentialverlaufs mit virtuellen Anoden und Kathoden innerhalb des Kathodengitters von einem hochsymmetrischen Gitter (links) nach [BHA19] zu einem Potentialverlauf bei einer Gitterweitung für den Spray Jet-Modus (rechts) dargestellt. Anders als bei hochsymmetrischen

Gittern formt sich diese virtuelle Anode nicht in der Mitte der Kathode, sondern verschiebt sich in Richtung größte Kathodenöffnung. Innerhalb der virtuellen Anode bildet sich ein niederenergetischer Elektronenbereich. Die Dichteverteilung sowie der Potentialverlauf lässt auf eine Doppelschichtbildung innerhalb der Kathode schließen. Die Ionen werden dabei in Richtung der Stäbe und die Elektronen in Richtung der virtuellen Anode beschleunigt. Es entsteht ein Gleichgewichtszustand in der Entladung. In Richtung des Ausgangs ist eine aus der Doppelschicht resultierende Potentialbarriere erkennbar. Um jeden Kathodenstab bildet sich eine Plasmarandschicht, welche sich mit Ausnahme an der Öffnung der Kathode zu einer einheitlichen Randschicht überlagert. Aufgrund der angelegten Spannung von -2 kV und der Randschichtüberlagerung können lediglich Elektronen, die innerhalb der Kathode generiert werden zu dem Entladungsmechanismus beitragen. Überwinden die Elektronen die Potentialbarriere innerhalb der Kathode am Austritt, werden sie nach außen beschleunigt. Die Elektronen fließen dabei einheitlich entlang eines Korridors zwischen den beiden äußeren Stäben aus der Quelle heraus. Außerhalb der Kathode verliert der Fluss seine Orientierung, da unmittelbar vor der Quelle die Stoßionisation des Hintergrundgases stattfindet. Dadurch bildet sich vor der Kathode ein quasineutrales niederenergetisches Plasma. Die Ionen außerhalb der Kathode werden in Richtung Quellenmitte beschleunigt. Dabei kollidieren sie mit den Kathodenstäben oder passieren die Stäbe in Richtung Quellenmitte, wenn ihre Trajektorie zwischen zwei Stäben verläuft und die Ionen ausreichend Energie besitzen. Die zusätzlichen Ionen tragen zu der Entladung innerhalb der Kathode bei.

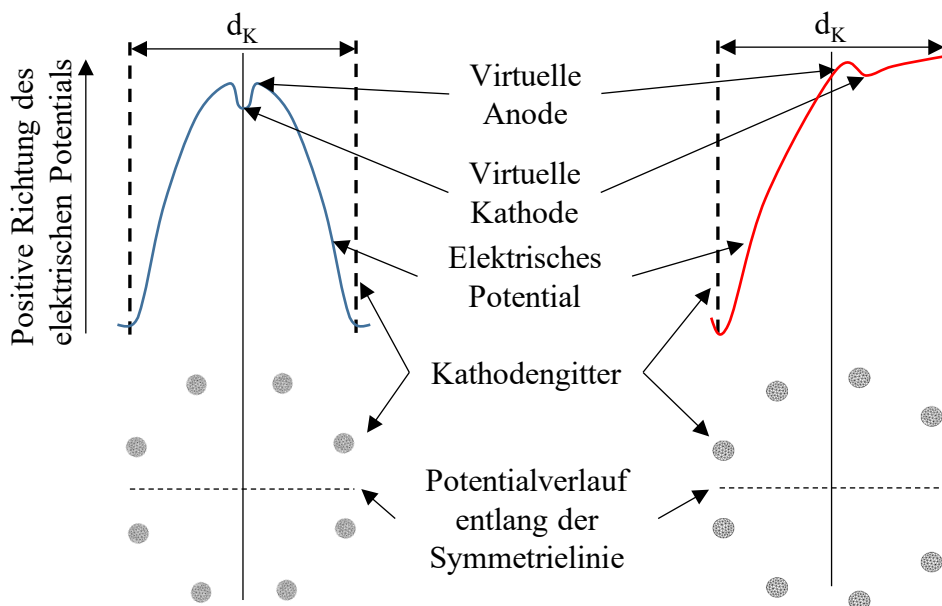


Abbildung 9.1 Schema des Potentialverlaufs entlang der Symmetrielinie mit der Ausprägung einer virtuellen Anode und Kathode innerhalb der IEC-Kathode bei einem hochsymmetrischen Gitter (links nach [BHA19]) und mit einer größeren Gitteröffnung für den Spray Jet-Modus (rechts)

Für den Betrieb des Strahlmodus müssen innerhalb der Kathode genügend Elektronen generiert werden, um trotz eines Elektronenabflusses über den Strahl die Entladung innerhalb der Kathode aufrechtzuerhalten. Die Elektronen stammen aus dem Kathodenmaterial oder werden durch

Ionisationsprozesse mit dem Hintergrundgas erzeugt. Für die Ionisation über Elektronenstöße muss die Energie der Elektronen über der Ionisationsenergie des Hintergrundgases liegen. Die Energieverteilung der Sekundärelektronen [YAM83] (vgl. Kapitel 2.6) zeigt sich nur geringfügig abhängig von der auftreffenden Ionenenergie. Der größte Teil der Elektronen weist Energien unterhalb der Ionisationsenergie (beispielsweise von Argon) auf, wie bei dem Argonionenbeschuss einer Aluminiumoberfläche von Yamauchi und Shimizu [YAM83] gezeigt. Damit die Sekundärelektronen das Hintergrundgas ionisieren, müssen diese durch das elektrische Feld innerhalb der Kathode ausreichend beschleunigt werden. Dies ist nur möglich, wenn die Konzentration der Ionen innerhalb der Kathode ausreichend hoch ist, um ein entsprechendes elektrisches Feld auszubilden, wie von Hirsch [HIR67] theoretisch über die Polywell-Theorie (vgl. Kapitel 3.3) beschrieben. Mit den über die Stoßionisation generierten Elektronen hält sich die Doppelschicht innerhalb der Kathode aufrecht. Anhand der Auswertung des elektrischen Feldes und der Flussrichtung lässt sich darauf schließen, dass Elektronen die Quellenmitte lediglich über einen Potentialkorridor verlassen. Der Ionenfluss ist dem Elektronenfluss entgegengerichtet, und daher wird ein Austreten der Ionen aus der Quellenmitte in der Simulation nicht bestätigt.

Die Messungen mittels Langmuir-Sonden zeigen einen höheren Elektronenanteil im Plasma vor der Kathode im Spray Jet-Modus. Dieser liegt wie bei den Simulationsergebnissen im Bereich von 10^{15} m^{-3} . Generell steigt der Elektronenanteil mit höherem Druck. Der gleiche Elektronenanteil kann mit einer tieferen negativen Spannung an der Kathode ebenfalls bei niedrigerem Druck erreicht werden. Durch vier über die Quellenhöhe verteilte Langmuir-Sonden, welche in einer Entfernung von 130 mm zu der Kathodenöffnung angebracht sind, zeigt sich ein Höhenprofil des Plasmapotentials (vgl. Abbildung 8.15), der Elektronendichte und der Elektronenenergie. Es ist ersichtlich, dass sich im Plasmabereich bei der Variation des Drucks und der Spannung die gemessenen Plasmaeigenschaften über die Höhe gleich verhalten. An der Sonde, welche am nächsten zur Quellenmitte liegt, bildet sich jedoch eine geringfügig höhere Elektronendichte. Diese Ergebnisse zeigen nochmals, dass der Spray Jet ein nahezu homogenes Plasmavolumen mit einem Elektronenüberschuss bildet.

Tabelle 9.1 Zusammenfassende Auswirkung der Kathoden-Geometrieänderung auf die Betriebseigenschaften der zylinderförmigen IEC-Quelle und Elektronen und Elektronentemperatur im Spray Jet Strahl außerhalb der Quelle

Merkmale der IEC-Quelle		Zünddruck Glimmentladung	Zünddruck Spray Jet	Quellenstrom	Elektronendichte	Elektronentemperatur
Durchmesser	↑	Gleich	↓	↓	↑	↓
Öffnung	↑	Gleich	↑	Keine	↓	↓
Transparenz	↑	Gleich	Keine	↓	↓	↓
Höhe	↑	↓	Keine	↑	-	-

Die Veränderung der Geometrie zeigt einen Einfluss auf das Betriebsverhalten. Eine Übersicht der geometrischen Veränderung auf das Betriebsverhalten wie auf den Zünddruck der Glimmentladung und Spray Jet-Modus sowie dem Quellenstrom bei Spray Jet-Zündung sind in Tabelle 9.1 dargestellt. Ebenfalls sind der Einflüsse der Geometrieänderung auf die Elektronendichte sowie Elektronenenergie außerhalb des generierten Plasmavolumen zusammengefasst. Dabei ist der notwendige Zünddruck der Glimmentladung lediglich von der Quellenhöhe abhängig. Dies ist auf die längste Distanz in der Quelle zwischen der Kathodenscheibe und der gegenüberliegenden Anodenscheibe zurückzuführen. Die Glimmentladung zündet mit einem längeren Abstand dieser Elektroden bei einem niedrigeren Druck analog zu der linken Seite der Paschen-Kurve (vgl. Kapitel 2.1).

Mit einem zunehmenden Durchmesser der Kathode vergrößert sich der Betriebsbereich des Spray Jet-Modus in Abhängigkeit der beiden Parameter Druck und Kathodenspannung. Der Zünddruck für den Spray Jet-Modus reduziert sich ebenfalls. Durch den größeren Abstand innerhalb der Kathode verlängert sich der Weg der Elektronen wodurch die Ionisationswahrscheinlichkeit des Hintergrundgases steigt. Mit einem größeren Durchmesser nimmt der Kathodenstrom ab. Dies ist ein Zeichen dafür, dass der Ionenfluss zur Kathode abnimmt. Trotz des reduzierten Sekundärelektronenanteils innerhalb der Kathode zündet die Entladung bei niedrigerem Druck. Dies zeigt, dass der Mechanismus der Stoßionisation dem emittierten Sekundärelektronenanteil in der getesteten Konfiguration übergeordnet ist. Aus diesem Grund steigt mit einem größeren Durchmesser die Elektronendichte an. Dies beobachten Yamauchi et al. [YAM01] auch bei einer hochsymmetrischen IEC-Quelle in der Fusionstechnik. Die Zündung des Spray Jet-Modus weist ein ähnliches Verhalten zur Hohlkathodenentladung auf, bei dem eine intensive Gasentladung durch energetische Pendelelektronen aufrechterhalten wird [MUH15]. Wie auch bei der Hohlkathode zeigt sich eine konstante Abhängigkeit von dem Produkt aus dem Druck p und dem Durchmesser d_k . Der pd_k -Wert steht weiterhin in einem linearen Zusammenhang zu der angelegten Spannung.

Bei der Vergrößerung des Öffnungswinkels vergrößert sich die Austrittsfläche der Quelle. Somit ist ein höherer Druck notwendig, um den Spray Jet zu zünden. Mit einer größeren Austrittsfläche steigt die Austrittswahrscheinlichkeit der Elektronen an. Demnach müssen der Entladung innerhalb der Kathode mehr Ladungsträger, insbesondere Elektronen, zugeführt werden, um die Entladung aufrechtzuerhalten. Mit einer stärker geschlossenen Kathode ist der Verlustterm geringer, was die Zündung des Spray Jet-Modus bei niedrigerem Druck begünstigt. Im Spray Jet-Betrieb variieren die Plasmaeigenschaften wie das Plasmapotential, die Elektronendichte und die Elektronentemperatur bei Öffnungswinkeln von 60° , 80° und 100° gering. Mit der Vergrößerung des Öffnungswinkels ist jedoch ein höherer Druck notwendig, um die gleichen Plasmaeigenschaften zu erzielen. Durch einen kleineren Austrittsbereich kann sich das Feld innerhalb der Kathode verändern, wodurch die Elektronen stärker aus der Kathode beschleunigt werden. In diesem Zusammenhang steigt die Feldstärke in der Doppelschicht mit kleineren Öffnungswinkeln an.

Die Transparenz verändert bei konstantem Durchmesser und Öffnungswinkel nicht den notwendigen Druck zum Zünden des Spray Jet-Modus, da die Zündung vom p_d -Wert und der Spannung abhängig ist. Die Ionenkonzentration sowie die Weglänge der Elektronen und die Anzahl an emittierten Sekundärelektronen verändert sich durch die Transparenz der Kathode nicht. Mit einer transparenteren Kathode erhöht sich die Ionendichte antiproportional zu der Kathodenoberfläche, wodurch der emittierte Sekundärelektronenanteil gleichbleibt. Das bedeutet, dass mit einer transparenteren Kathode die Ionenstromdichte je Stab zunimmt, dies allerdings keine Auswirkung auf die emittierte Menge an Sekundärelektronen hat. Miley et al. [MIL97] beschreiben, dass mit einer transparenteren Kathode der Anteil an Ionen zunimmt und somit die Ionendichte in der Quellenmitte ansteigt. Der Einfluss der zusätzlichen Ionen durch die Transparenz scheint die Zündung des Spray Jet-Modus nicht zu begünstigen. Dies lässt sich damit begründen, dass durch den über die Versuchsreihe konstanten Öffnungsbereich ausreichend Ionen die Quellenmitte erreichen, um das notwendige elektrische Feld für die Zündung des Spray Jet-Modus auszubilden. Somit wäre der Anteil an Ionen, welche transparenzbedingt die Quellenmitte erreichen, gering. Im Spray Jet-Betrieb zeigt sich hingegen eine starke Abhängigkeit der Betriebseigenschaften der Quelle sowie der Plasmaeigenschaften im Strahl von der Transparenz. Mit steigender Transparenz nehmen die Intensitäten der Wellenlängen Ar I und Ar II über den Druck bei konstanter Spannung ab. Entsprechend verringert sich die Plasmadichte innerhalb der Kathode. Der Grund hierfür könnte der stärkere Verlust von geladenen Teilchen in der Quelle durch die höhere Transparenz sein. Entsprechend steigt der Sekundärelektronenanteil innerhalb der Quelle. Ein intensiveres Plasma steigert ebenfalls den Elektronenanteil im Plasmavolumen am Quellenaustritt. Weiterhin erhöht sich der Verlustterm der Elektronen über die seitlichen Flächen der Kathode, wenn diese sich der Soll-Austrittsfläche annähern. Da eine geringe Transparenz den Entladungsstrom erhöht, ist eine größere Leistung vom Hochspannungs-Netzgerät erforderlich, um die Quelle zu betreiben. Bei einer festen Stromgrenze verringert sich der Betriebsbereich des Spray Jet-Modus bezüglich des Drucks und der Spannung. Durch die Verteilung der Ionenströme auf eine größere Fläche kann jedoch die Strombegrenzung entsprechend der Fläche angepasst werden, um somit den Betriebsbereich wieder zu vergrößern.

Durch die Verlängerung der Quellenhöhe vergrößert sich der resultierende Strom an der Kathode durch die einhergehende Oberflächenvergrößerung. Der Zünddruck für den Spray Jet-Modus bleibt unverändert. Aufgrund der gleichbleibenden Stirnflächen der Kathode und der Verlängerung der Kathodenstäbe, verändert sich bei der Verdoppelung der Quellenhöhe der Strom um den Faktor 1,5. Dies zeigt die einfache Skalierbarkeit und die Anwendbarkeit dieses Verfahrens aus industrielle Abmessungen.

Die beschriebenen treibenden Mechanismen für die definierten Geometrieänderungen im Spray Jet-Modus sind in nochmals Tabelle 9.2 zusammengefasst. Hierbei werden die Haupteffekte hervorgehoben. Für eine ganzheitliche Betrachtung müssen jedoch noch Quereinflüsse berücksichtigt werden.

Tabelle 9.2 Zusammenfassung der treibenden Mechanismen im Spray Jet-Modus durch die Änderung von Kathodendurchmesser, -öffnungswinkel, -transparenz und -höhe.

Merkmale der IEC-Quelle	Treibender Mechanismus
Durchmesser	Elektronenstoßionisations-getriebener Entladungsmechanismus durch Pendelbewegung der Elektronen innerhalb der Kathode
Öffnung	Beeinflussung des Verhältnisses zwischen dem Elektronen-Einschluss innerhalb der Kathode und dem Elektronen-Verlustterm durch den Elektronenstrahl über den Plasmastrahl
Transparenz	Beeinflussung der Plasma-Substrat-Interaktionen und somit die Plasmadichte innerhalb der Kathode und im Plasmastrahl
Höhe	Beeinflussung des Quellenstroms durch ein verändertes Plasmavolumen innerhalb der Kathode

Für Beschichtungsanwendungen im industriellen Bereich ist für alle potenziellen Anwendungen der zylinderförmigen IEC-Quelle eine hohe Plasmadichte gefordert. Für Substratvorbehandlungen wie beispielsweise dem Ionenätzen mit einem Inertgas wie Argon, ist ein möglichst hoher Ionenanteil im Plasmavolumen anzustreben. Für PECVD-Prozesse wie der Schichtabscheidung von diamantähnlichen Kohlenstoffen muss die IEC-Quelle mit einem Prozessgas wie Acetylen betrieben werden. Der stabile Betriebsbereich der IEC-Quelle mit Acetylen ist in Kapitel 7.4 beschrieben. Auch hier ist eine möglichst hohe Plasmadichte anzustreben. Für den Nachionisationsprozess von zerstäubtem Kathodenmaterial überwiegen die Ionisationsmechanismen je nach Elektronendichte (vgl. Kapitel 2.7). Bei einer geringeren Elektronendichte überwiegt der Penning-Ionisationsprozess im ionisierten Raum zwischen der Magnetron-Kathode und dem Substrat. Bei Elektronendichten von über 10^{10} cm^{-3} steigt der Ionenanteil im Fluss zum Substrat stark an (vgl. Abbildung 2.11).

Der maximale Betriebsdruck der IEC-Quelle für die Beschichtungstechnik richtet sich nach mehreren Faktoren. Wie aus den Untersuchungen hervorgeht, erhöht sich der Ionenstrom auf die Kathode mit einem höheren Druck und führt zu einer starken thermischen Wärmeentwicklung an den Stäben, wodurch sich diese verformen oder schmelzen. Der getestete maximale Druck der Quelle liegt bei 10 Pa. Um die IEC-Quelle in Kombination mit einer Substratvorspannung zu betreiben, begrenzen parasitäre Plasmen sowie eine mögliche Bias-Plasma-Zündung den maximal zulässigen Druck. Bei der Kombination der IEC-Quelle mit einer Magnetron-Kathode kann ein höherer Druck förderlich sein, um das zerstäubte Kathodenmaterial zu ionisieren. Durch einen höheren Druck thermalisiert das zerstäubte Kathodenmaterial durch Stöße mit dem Hintergrundgas (vgl. Kapitel 2.7). Somit verkürzt sich die mittlere freie Weglänge, wodurch die Ionisationswahrscheinlichkeit zunimmt. Mit einem höheren Druck steigt an der Magnetron-Kathode bei konstanter Leistung der Strom und somit die Spannung. Abgesehen von parasitären Plasmen würde ab einer kritischen Spannung das Plasma erlöschen, da die Elektronen nicht mehr ausreichend beschleunigt werden. Eine höhere Leistung kann die Entladung aufrechterhalten, jedoch steigt somit auch die Leistungsdichte und in diesem Zusammenhang die Wärmeentwicklung an

der Kathode. Die Magnetron-Kathoden, welche in der Kammer verwendet werden (vgl. Kapitel 5.1), ermöglichen den Betrieb bis über 10 Pa mit Argon. Mit einem höheren Hintergrundgasdruck könnte demnach das zerstäubte Material mit der IEC-Quelle unmittelbar vor dem Substrat effektiver ionisiert werden und somit der Ionenfluss zum Substrat gesteigert werden. Durch den höheren Druck steigt der Anteil an ionisiertem Hintergrundgas, wie beispielsweise Argon. Dies würde dazu führen, dass in dem Ionenfluss zum Substrat der Argonanteil zunimmt, was die Schichteigenschaften negativ beeinflusst. Ebenfalls könnte sich die Abscheiderate verringern, da der Zerstäubungsanteil des abgeschiedenen Materials zunimmt. Dies limitiert den simultanen Betrieb mit Magnetron-Kathoden.

Im Anwendungsfall von IEC-Quellen für die Substratvorbehandlung wie dem Ionenätzen oder als PECVD-Quelle ist es notwendig, den Ionenfluss zum Substrat zu erhöhen. Dafür ist eine möglichst hohe Elektronendichte mit Energien über der Ionisationsenergie des Hintergrundgases unerlässlich. Die mittlere freie Weglänge muss ungefähr dem Abstand von der Kathodenöffnung zum Substrat entsprechen, um den Ionenanteil vor dem Substrat unmittelbar vor der Plasmarandschicht zu maximieren. Die Elektronendichte lässt sich durch einen größeren Durchmesser der Kathode bei einer geringen Kathodentransparenz und einem geringen Öffnungsbereich, erzielen. Eine genaue Auslegung ist unter der Berücksichtigung der mittleren freien Weglänge und der Gasart möglich.

Der Einsatz der IEC-Quelle als Sekundärquelle in Kombination mit Magnetron-Kathoden für die Nachionisation fordert eine möglichst hohe Elektronendichte mit Temperaturen oberhalb der Ionisierungsenergie des zerstäubten Kathodenmaterials. Diese liegt beispielsweise für Chrom bei ca. 6,8 eV (vgl. Kapitel Tabelle 2.1) und für Argon bei 15,76 eV. Unter Berücksichtigung möglicher negativer Einflüsse auf die Beschichtung, beispielsweise durch den Einbau von Argon in die Schicht, ist ein möglichst geringer Betriebsdruck zu erzielen. Um den Spray Jet bei geringen Drücken zu zünden, ist ein möglichst großer Kathodendurchmesser anzustreben. Mit einer geringen Kathodentransparenz erhöht sich zwar der Kathodenstrom, allerdings kann bei niedrigen Drücken eine hohe Elektronendichte erreicht werden. Die Untersuchungen zeigen, dass sich die erforderliche Elektronendichte mit einer geringen Öffnungsfläche bei niedrigen Drücken erreichen lässt. Bei einem Öffnungswinkel von 40° konnte in dem Spannungsbereich kein Spray Jet mehr betrieben werden. Daher ist der Öffnungswinkel für den gewählten Durchmesser möglichst gering zu wählen, um die Elektronendichte zu maximieren und noch einen Spray Jet-Betrieb zu ermöglichen.

9.2 Konzeptioneller Beweis über die Schichtabscheidung

Nach erfolgreicher Zündung, Betrieb und Untersuchungen der zylinderförmigen IEC-Quelle (200 mm Höhe) wurde ein konzeptioneller Beweis der Einsatzmöglichkeit der Quelle für die Beschichtungstechnik erbracht. Dafür wurde mittels des Spray Jet-Plasmas, wie in Kapitel 4 motiviert, das zerstäubte Kathodenmaterial Chrom einer Magnetron-Kathode nachionisiert. Die Ionenenergie steuert sich nach der angelegten Vorspannung am Substrat. Für die Schichtabscheidung wird der Druck innerhalb der Kammer über die Drehschieberpumpe und Drehkolbenpumpe ohne die Verwendung der Turbomolekularpumpen aufrechterhalten. Die Kennlinien zu Argon, Stickstoff und Acetylen sind in Abbildung 12.34 im Anhang dargestellt. Die IEC-Quelle wird dabei, wie in Abbildung 5.1 ersichtlich, in der Kammer platziert und der Austrittsstrahl zwischen der Magnetron-Kathode und dem Substrat ausgerichtet. Die Substrate sind quaderförmige Proben aus 100Cr6 mit einer Oberflächenrauheit von R_a 50 nm.

Tabelle 9.3 Beschichtungsparameter und Auswertung der Rauheit und Schichtdicke mit und ohne IEC-Quellenunterstützung

	Bezeichnung	Probe 1 mit IEC	Probe 2 ohne IEC
Prozessparameter	Prozessgas	Argon	
	Druck	2 Pa	
	Kathodenleistung	5 KW	
	Substratvorspannung	100 V	
	Pulsfrequenz/Puls-Pause	70 kHz/4 μ s	
	Beschichtungszeit	15 Minuten	
	IEC-Kathodenspannung	-3 kV	-
Auswertung	Substrat-Strom	632 mA	310 mA
	Rauheit R_a	21,67 nm	33,39 nm
	Schichtdicke	198 nm	294 nm

Für den Versuch werden eine Probe mit einer aktiven IEC-Quelle und eine Referenzprobe ohne zusätzliche Plasmaeinwirkung beschichtet. Die Proben sind derart angeordnet, dass die Schichteigenschaften vergleichbar zueinander sind, beispielsweise unter Berücksichtigung der Höhenverteilung bedingt durch die Geometrie der Magnetron-Kathode. Die gewählten Beschichtungsparameter sind in Tabelle 9.3 aufgelistet. Bei dem Versuch wird ein Druck von 2 Pa gewählt mit einer Kathodenspannung der IEC-Quelle von -3 kV und acht Kathodenstäben in der Position C4 (vgl. Tabelle 6.2). Der resultierende Substrat-Strom ist mit aktiver

IEC-Quellenunterstützung mehr als doppelt so groß. Demnach erhöht sich der Ionenstrom zum Substrat infolge des IEC-Quellenplasmas. Im Vergleich zu der Referenzprobe nehmen die Oberflächenrauheit R_a und die Schichtdicke um den Faktor von ca. 1,5 mit IEC-Quellenunterstützung ab.

Die Mikrostruktur der beiden Proben ist in Abbildung 9.2 in Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen sichtbar. In a) ist eine Referenzschicht dargestellt, die mittels Magnetron-Zerstäuben abgeschieden wurde und in b) die Schicht im gleichen Abscheideprozess mit zusätzlicher IEC-Quellen Unterstützung. Es ist ersichtlich, dass die Oberflächenrauheit bei der Chromschicht ohne Zusatzplasma optisch rauer ist als mit einer IEC-Quelle. Neben der Rauheit beeinflusst das Zusatzplasma der IEC-Quelle die Mikrostruktur. Dabei scheint die Chromschicht dichter aufzuwachsen als die Referenzprobe. Die optische Beurteilung in Kombination mit den Messungen der Rauheit und Schichtdicke lässt darauf schließen, dass das Zusatzplasma die Schichteigenschaften verändert. Wie in Kapitel 3.1 erwähnt, verändert sich durch das Nachionisieren des zerstäubten Kathodenmaterials die Mobilität der Atome auf der Oberfläche. Durch die höhere Mobilität verringern sich Abschattungseffekte und Lückenbildungen. Somit wachsen Schichten bei geringeren Oberflächenrauigkeiten dichter auf. Es ist aus Abbildung 3.3 weiterhin ersichtlich, dass mit zusätzlichem Energieeintrag die Schichtdicke bzw. Abscheiderate abnimmt. Dies kann an einer verdichteten Schichtstruktur liegen oder daran, dass die Schicht durch den Ionenbeschuss abgetragen wird. Die Chromschicht aus Abbildung 9.2 a) ist vergleichbar mit der Zone 1 aus Abbildung 3.3 und die Chromschicht aus b) ist vergleichbar mit der hochdichten Zone T.

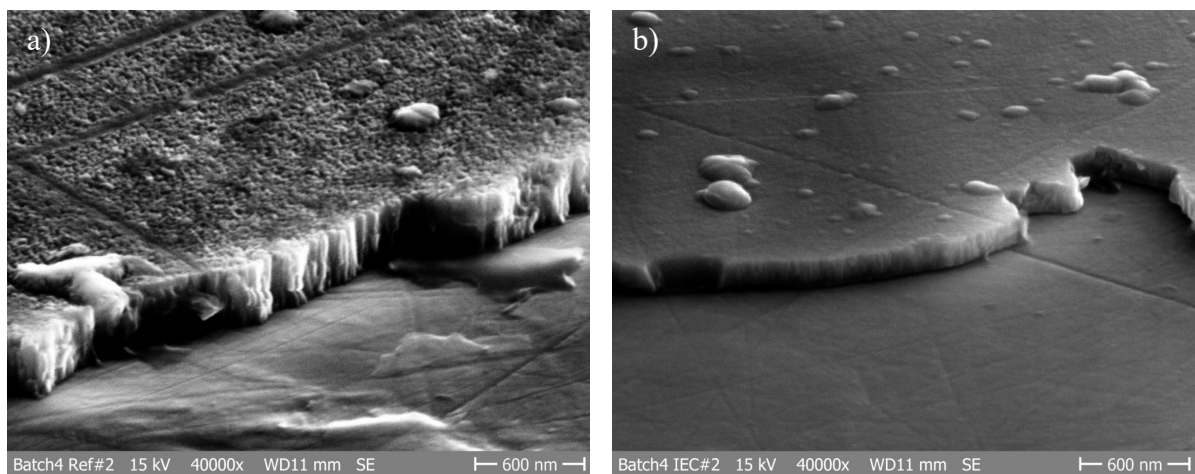


Abbildung 9.2 Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen einer Chromschicht, welche mittels a) Magnetron-Kathodenzerstäuben abgeschieden wurde und b) mit einer Magnetron-Kathode und IEC-Quellen Unterstützung.

10 Zusammenfassung

Die Plasmaquelle nach dem elektrostatischen Trägheitseinschluss (IEC-Quelle) wird verstärkt weltweit von Instituten in der Raumfahrttechnik und Fusionsforschung untersucht. Für die Fusionsforschung ist ein möglichst symmetrisches Kathodengitter zu wählen, wohingegen für den Raumfahrtbereich ein asymmetrisches Gitter gewählt wird, um über eine elektrostatische Schwachstelle einen Plasmastrahl zu erzeugen. Die Form der IEC-Quelle ist prinzipiell nicht an eine spezifische Geometrie gebunden jedoch sind kugel- und zylinderförmige IEC-Quellen verbreitet. Zylinderförmige IEC-Quellen mit axial austretendem Plasmastrahl sind in der Literatur teilweise bekannt. Bei diesen IEC-Quellen tritt der Plasmastrahl axial aus der Quelle heraus, wodurch das Plasmavolumen an den Durchmesser der Quelle (sowohl bei kugelförmigen als auch bei zylinderförmigen Aufbauten) gebunden ist. Der austretende Plasmastrahl lässt sich weiter in den Betrieb von zwei Modi unterteilen: ein hochenergetischer Elektronenstrahl (Tight Jet) und ein niederenergetisches Plasmavolumen (Spray Jet). Für die Oberflächenbehandlung, insbesondere bei Großraumbeschichtungsanlagen, ist unter Berücksichtigung der Wirkfläche ein möglichst großflächiges homogenes Plasmavolumen anzustreben. Für diesen Anwendungsbereich und basierend auf den aktuellen Forschungsstand, setzt die Konstruktion für eine zylinderförmige IEC-Quelle mit radialem Plasmastrahlaustritt an.

Der Zünd- und Betriebsbereich des Strahlmodus sowie die Eigenschaften des austretenden Plasmastrahls sind von einer Vielzahl an Parametern abhängig, wie zum Beispiel der Gasart, dem Druck und der angelegten Kathodenspannung. Zusätzlich ist die IEC-Quelle von der Kathoden- und Anodengeometrie abhängig. Aus diesem Grund wird die zylinderförmige IEC-Quelle derart ausgelegt, dass die Einstellung der Transparenz, des Öffnungswinkels, des Durchmesser sowie der Quellenhöhe für die Anode und Kathode möglich ist. Die Positionierung und Ausrichtung der Quelle innerhalb der Anlage ist über ein konstruiertes Schienensystem sichergestellt, wodurch die IEC-Quelle je nach Anwendungsfeld eingestellt und ausgerichtet werden kann.

Zu einer festen Geometrie bildet sich für die zylinderförmige IEC-Quelle bei variabler Kathodenspannung und variablem Druck unter Argon-Umgebung ein stabiler Betriebsbereich des Strahlmodus. Dieser ist vergleichbar mit dem Spray Jet, welcher bereits bei kugelförmigen, jedoch noch nicht für zylinderförmige IEC-Quellen beobachtet wurde. Mit einer niedrigeren negativen Kathodenspannung bzw. einem stärkeren elektrischen Feld zwischen Anode und Kathode zündet der Spray Jet-Modus bei niedrigerem Druck. Der Entladungsstrom sowie der Gradient über den Druck nehmen mit niedrigeren negativen Spannungen zu. Mittels Plasmadiagnostik kann auf innere Veränderungen des Plasmas innerhalb der Kathode (Optische Emissionsspektroskopie) und auf die Plasmagrößen im Strahl (Langmuir-Sonden) geschlussfolgert werden. Dabei verändert sich die Plasmaintensität innerhalb der Kathode mit dem Entladungsstrom, wodurch der Elektronenanteil im

Strahl ansteigt. Über die Langmuir-Sondenmessungen zeigt sich, dass vermehrt Elektronen die Quelle verlassen können und Ionen wahrscheinlich nicht der elektrostatischen Gefangenschaft entkommen.

Eine aufbauende Particle in Cell (PIC) Simulation zeigt die Energie, die Dichte, das elektrische Feld sowie die Flüsse der Ionen und Elektronen innerhalb und außerhalb der IEC-Quelle. Es ist ersichtlich, dass sich in der Mitte der Kathode eine virtuelle Anode mit versetzter virtueller Kathode bildet. Die Zündung des Spray Jet-Modus steht im signifikanten Zusammenhang mit der Formation eines elektrischen Feldes innerhalb der Kathode durch die vorhandenen virtuellen Elektroden. Der Potentialverlauf sowie die Dichteunterschiede weisen auf die Formation einer Doppelschicht hin, welcher vermutlich der treibende Grundmechanismus der IEC-Quelle ist. Entsprechend können ausschließlich Elektronen dem elektrostatischen Trägheitseinschluss über das geschwächte elektrische Feld an der größten Gitteröffnung entfliehen. Diese ionisieren das Hintergrundgas, welche wiederum in Richtung Quellenmitte beschleunigt werden. Es bildet sich ein Gleichgewichtszustand zwischen der Generierung und dem Verlust der Ladungsträger.

Die geometrischen Untersuchungen zeigen, dass die Anodengeometrie einen geringen Einfluss auf das Zünd- und Betriebsverhalten der IEC-Quelle hat. Der Betriebsbereich sowie die Eigenschaften im Strahl der IEC-Quelle lassen sich hingegen durch die geometrische Veränderung der Kathode einstellen. Ein größerer Kathodendurchmesser verringert den notwendigen Zünddruck des Spray Jet-Modus, wohingegen mit einem größeren Öffnungsbereich der Kathode der notwendige Druck zunimmt. Die Kathodentransparenz sowie die Zylinderhöhe beeinflussen hingegen diesen spannungs- und druckabhängigen Zündpunkt nicht. Mit einem größeren Durchmesser der Kathode sinkt generell der Quellenstrom, wohingegen die Elektronendichte zunimmt und die Elektronenenergie abnimmt. Mit einer größeren Kathodenöffnung verringert sich sowohl die Elektronendichte als auch die Elektronenenergie im Strahl. Mit einer höheren Transparenz der Kathode fallen generell der Quellenstrom sowie die Elektronendichte und -energie im Strahl ab.

Die Abhängigkeit der Zündung des Spray Jet-Modus von dem Kathodendurchmesser ist vergleichbar mit der Zündung des Hohlkathodeneffektes. Es zeigt sich ebenfalls bei der IEC-Quelle eine konstante Abhängigkeit des Produktes des Drucks p und des Durchmessers der Kathode d_K . Mit einem größeren Öffnungswinkel erhöht sich der Verlustterm der Elektronen aus der Quelle, wodurch sich das Verhältnis zwischen Generierung und Verlust der Elektronen verschiebt. Entsprechend begünstigt ein größerer Kathodendurchmesser die Entladung innerhalb der Kathode durch die verlängerte mittlere freie Weglänge der Elektronen. Durch die Ionisierung des Hintergrundgases wird das notwendige elektrische Feld bereits bei einem niedrigeren Druck erreicht. Mit einem größeren Öffnungsbereich der Kathode steigt der Verlust der Elektronen über den Strahl, wohingegen ein höherer Druck notwendig, um vergleichbare Eigenschaften im austretenden Strahl zu erzielen. Eine verringerte Transparenz der Kathode begünstigt den Betrieb des Spray Jet-Modus bei einem geringeren Druck, da die Elektronen über den erhöhten Sekundärelektronenanteil aus der Kathode der Entladung zugeführt werden. Die erhöhte Stoßfrequenz der Ionen mit der Kathode erfordern eine höhere Quellenleistung, begünstigen

jedoch zudem die Bildung einer hohen Elektronendichte im Strahl bei einem niedrigerem Druck. Eine Skalierung der IEC-Quellen um die doppelte Quellenlänge erfordert eine erhöhte Leistung um den Faktor 1,5. Dies kann an dem Einfluss der Stirnflächen liegen oder an einer inhomogenen Plasmaverteilung über die Höhe. Die Ableitung der Wirkzusammenhänge von isoliert betrachteten Parametern ermöglicht es, stabile Betriebsbereiche des Spray Jet-Modus je nach Anwendungsfall einzustellen. Darüber hinaus wird die Anwendbarkeit der IEC-Quelle in großvolumigen Serienbeschichtungsanlagen gezeigt. Mit dem Betrieb des Spray Jet-Modus mit Acetylen, Stickstoff und Argon sowie mit den Kathodenmaterialien Edelstahl und Wolfram wird weiterhin das Anwendungsspektrum der IEC-Quelle für die Oberflächentechnik aufgezeigt.

Aufbauend auf der Untersuchung der Einflussfaktoren auf die Betriebseigenschaften, wird ein konzeptioneller Beweis für die Anwendbarkeit der IEC-Quelle für die Oberflächenbehandlung erbracht. Hierbei ionisiert der austretenden Spray Jet-Strahl das zerstäubte Kathodenmaterial (Chrom) nach. Mit einer angelegten Substratvorspannung von -100 V erhöht sich der Ioneneintrag auf das Substrat (100Cr6). Durch das Zusatzplasma der IEC-Quelle verringert sich die Oberflächenrauheit R_a der Schicht von 33,39 μm auf 21,67 μm und führt zu einer dichteren Schichtstruktur. Der Versuch beweist erstmalig die Einsatzmöglichkeit der IEC-Quelle für die Oberflächenbehandlung sowie die kombinierte Anwendbarkeit einer Magnetronzerstäubungskathode.

Zusammenfassend lassen sich durch diese Dissertation für den aktuellen Stand der Forschung **erstmalig** folgende Neuerkenntnisse bei zylinderförmigen IEC-Quellen festhalten:

- Durch eine Simulation konnte die Existenz von virtuellen Elektroden innerhalb der Kathodengitter sowie deren Verschiebung durch eine asymmetrische Gitteranordnung für den Spray Jet-Betrieb nachgewiesen werden.
- Simulativ und experimentell wurde nachgewiesen, dass hauptsächlich Elektronen und keine Ionen aus der Quelle im Spray Jet Betrieb herausbeschleunigen.
- Simulativ wurden die Ionen- und Elektronenflüsse innerhalb einer IEC-Quelle und im Plasmastrahl gezeigt, insbesondere konnten simulativ die Ionentrajektorien nachvollzogen werden.
- Durch eine Plasmasimulation für den Spray Jet-Modus wurde die Funktionsweise der IEC-Quelle abgeleitet und somit gezeigt, dass sich im Spray Jet Modus Potentialwannen durch virtuelle Elektroden bilden.
- Ein stabiler Arbeitsbereich konnte im Betrieb mit Argon, Stickstoff und Acetylen in Abhängigkeit vom Druck und von der Kathodenspannung einer zylinderförmige IEC-Quelle im Spray Jet-Modus identifiziert werden.
- Über Langmuir-Sonden wurden die Plasmaeigenschaften im Spray Jet über die Zylinderhöhe in Abhängigkeit vom Druck sowie von der Kathodenspannung charakterisiert und damit das

Konzept der Längenskalierbarkeit bewiesen. Ebenfalls wurde gezeigt, dass der Spray Jet bei dieser Quellengeometrie nicht lokal, sondern flächig über die Zylinderhöhe austritt.

- Es konnte bewiesen werden, dass der Tight Jet ebenfalls bei zylinderförmigen IEC-Quellen existiert und radial lokal austritt.
- Eine IEC-Plasmaquelle wurde konzeptioniert, mit der Geometrieuntersuchungen durch ein Stecksystem möglich sind.
- Es konnte der Nachweis erbracht werden, dass die Anodentransparenz bzw. -existenz und der Anodenöffnungswinkel lediglich einen Einfluss auf die Zündung der Glimmentladung haben und die Zündung sowie Betrieb des Strahl-Modus nicht beeinflussen.
- Der Einfluss der Kathodentransparenz, -durchmesser und -öffnungswinkel auf die Betriebsbedingungen sowie die Plasmaeigenschaften im Strahl wurde gezeigt.
- Es wurde nachgewiesen, dass die Zündung des Jet-Modus linear von der Kathodenspannung abhängt. Es konnte weiterhin gezeigt werden, dass die Zündung des Jet-Modus bei konstanter Kathodenspannung von einem festen Wert aus dem Produkt des Kathodendurchmessers d_k und des Drucks p abhängt. Diese Abhängigkeit bestätigt die starke Ähnlichkeit zu der Zündbedingung von Hohlkathodenentladungen.
- Die Längenskalierbarkeit von zylinderförmigen IEC-Quellen wurde gezeigt sowie ein Nachweis für den industriellen Einsatz erbracht.
- Es wurden Betriebs-Wiederholgenauigkeiten gezeigt und mögliche Quereinflüsse auf den Betrieb und auf die Zündung identifiziert.
- Es wurde der Einfluss der Geometrieänderungen wie Kathodenöffnungswinkel, -transparenz, -durchmesser und -länge auf die Betriebseigenschaften in Abhängigkeit von der Kathodenspannung und vom Druck gezeigt. Mittels Plasmadiagnostik konnten erstmalig die Wirkzusammenhänge zwischen der Geometrieänderung, Entladungsmechanismus innerhalb der Kathode sowie die Auswirkungen auf die Plasmaeigenschaften im Strahl weitgehend erforscht werden.
- Auf Grundlage der Untersuchungen konnte die notwendige Geometrie für den Einsatz der IEC-Quelle für die Beschichtungstechnik abgeleitet werden.
- Die IEC-Quelle wurde parallel zu einer Magnetron-Zerstäubungskathode und einer Substratvorspannung betrieben. Durch den Betrieb konnte gezeigt werden, dass die jeweiligen Quellen stabil, ohne Quereinflüsse und unabhängig voneinander betreibbar sind und somit der Einsatz für die Beschichtungstechnik als PECVD-Quelle und als IPVD-Quelle möglich ist.
- Es konnte der Beweis erbracht werden, dass die IEC-Quelle für die Beschichtungstechnik als sekundäre Ionisationsquelle von zerstäubtem Kathodenmaterial einsetzbar ist und nachweislich die Schichteigenschaften verändert. Erstmals wurden Schichten mit IEC-Quellen-Unterstützung abgeschieden.

Literaturverzeichnis

- [ABD17] Abd El-Salam, Z. S.; Abd Al-Halim, M. A.: *Investigation of gas breakdown in cylindrical inertial electrostatic confinement device with inner cage anode*, Vacuum (2017), S.237–242. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2017.07.036>.
- [ABU10] Abu-Hashem, A.; Abd Al-Halim, M. A.; Hassouba, M. A.; Masoud, M. M.: *Double layer in a cylindrical hollow-cathode discharge*, Plasma Physics Reports. 3 (2010), S.271–278. <https://doi.org/10.1134/S1063780X10030098>.
- [ABU12] Abu-Hashem, A.; Hassouba, M. A.; Masoud, M. M.: *Investigations of Ion Confinement by Direct Current Coaxial Glow Discharge*, Journal of Modern Physics. 01 (2012), S.48–56. <https://doi.org/10.4236/jmp.2012.31007>.
- [AND05] Anders, A.: *Plasma and ion sources in large area coating: A review*, Surface and Coatings Technology. 5-6 (2005), S.1893–1906. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2005.08.018>.
- [AND10] Anders, A.: *A structure zone diagram including plasma-based deposition and ion etching*, Thin Solid Films. 15 (2010), S.4087–4090. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2009.10.145>.
- [AND14] Anders, A.: *Localized heating of electrons in ionization zones*, Going beyond the Penning-Thornton paradigm in magnetron sputtering, Applied Physics Letters. 24 (2014), S.244104. <https://doi.org/10.1063/1.4904713>.
- [AND70] Andrews, J. G.; VAREY, R. H.: *Source of Electrons in a Selected Energy Range (SESER)*, Nature. 5229 (1970), S.270–271. <https://doi.org/10.1038/225270a0>.
- [AND71] Andrews, J. G.: *Sheath Growth in a Low Pressure Plasma*, Physics of Fluids. 2 (1971), S.339. <https://doi.org/10.1063/1.1693433>.
- [ARZ73] Arzimowitsch, L. A.: *Elementare Plasmaphysik*, Akademie-Verlag GmbH, Berlin, 1973. ISBN: 9783112544174.
- [BAG00] Baglin V.; Bojko, J.; Gröbner O.; Henrist B.: *The secondary electron yield of technical materials and its variation with surface treatments*, European organization for nuclear research. Project Report 433 (2000).
- [BAN09] Bandorf, R.; Vergöhl, M.; Werner, O.; Sittinger, V.; Bräuer, G.: *HiPIMS - Technologie und Anwendungsfelder*, Vakuum in Forschung und Praxis. 1 (2009), S.32–38. <https://doi.org/10.1002/vipr.200900377>.

- [BAR11] Baránková, H.; Bárdos, L.: *Comparison of pulsed dc and rf hollow cathode depositions of Cr and CrN films*, Surface and Coatings Technology. 17-18 (2011), S.4169–4176. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2011.03.013>.
- [BAR15] Baránková, H.; Bardos, L.; Bardos, A.: *Magnetized hollow cathode activated magnetron*, Applied Physics Letters. 15 (2015), S.153501. <https://doi.org/10.1063/1.4933091>.
- [BAR18] Baránková, H.; Bardos, L.; Silins, K.; Bardos, A.: *Reactive deposition of TiN films by magnetron with magnetized hollow cathode enhanced target*, Vacuum (2018), S.123–127. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2018.03.010>.
- [BHA17] Bhattarai, S.; Mishra, L. N.: *Relevance of spherical langmuir probe in non-maxwellian space plasma*. Vol. 6 No. 4 (2017), ISSN: 2304-9693.
- [BHA19] Bhattacharjee, D.; Jigdung, D.; Buzarbaruah, N.; Mohanty, S. R.; Bailung, H.: *Studies on virtual electrode and ion sheath characteristics in a cylindrical inertial electrostatic confinement fusion device*, Physics of Plasmas. 7 (2019), S.73514. <https://doi.org/10.1063/1.5107471>.
- [BHA20] Bhattacharjee, Adhikari, Buzarbaruah, Mohanty: *PIC simulation of particle behavior in an Inertial Electrostatic Confinement Fusion device using XOOPIC code* (2020), <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:211126891>.
- [BIR18] Birdsall, C. K.; Langdon, A.; Birdsall, C. K.; Langdon, A. B.: *Plasma Physics via Computer Simulation*, CRC Press; Taylor & Francis, New York, 2018. ISBN: 9781482263060.
- [BIZ96] Bizioukov, A. A.; Kashaba A.Y.; Sereda, K. N.: *Virtual anode in Hall source of ions - Plasma Science, 1996. IEEE Conference Record - Abstracts., 1996 IEEE International Conference on* (1996).
- [BLA10] Blasek gerhard; Günter Bräuer: *Vakuum-, Plasma-Technologien*, Teil I, Leuze, Bad Saulgau, 2010. ISBN: 978-3-87480-257-4.
- [BLO78] Block, L. P.: *A double layer review*, Astrophysics and Space Science. 1 (1978), S.59–83. <https://doi.org/10.1007/BF00642580>.
- [BOG02] Bogaerts, A.; Gijbels, R.: *The ion- and atom-induced secondary electron emission yield: numerical study for the effect of clean and dirty cathode surfaces*, Plasma Sources Science and Technology. 1 (2002), S.27–36. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/11/1/303>.
- [BUN94] Bunshah, R. F.: *Handbook of deposition technologies for films and coatings*, Science, technology, and applications, Noyes Publications, Park Ridge N.J., 1994. ISBN: 0815513372.

- [BUZ15] Buzarbaruah, N.; Dutta, N. J.; Bhardwaz, J. K.; Mohanty, S. R.: *Design of a linear neutron source*, Fusion Engineering and Design (2015), S.97–104. <https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2014.12.020>.
- [BUZ17] Buzarbaruah, N.; Dutta, N. J.; Borgohain, D.; Mohanty, S. R.; Bailung, H.: *Study on discharge plasma in a cylindrical inertial electrostatic confinement fusion device*, Physics Letters A. 30 (2017), S.2391–2396. <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2017.05.029>.
- [BUZ18] Buzarbaruah, N.; Mohanty, S. R.; Hotta, E.: *A study on neutron emission from a cylindrical inertial electrostatic confinement device*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment (2018), S.66–73. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.09.076>.
- [CER15] CeramTec the ceramic experts: *Keramische Werkstoffe*, Hochleistungskeramik für den Maschinen- und Anlagenbau, MA100028. <https://www.ceramtec-group.com/de/hochleistungskeramik>, 05.09.2023.
- [CHA07] Charles, C.: *A review of recent laboratory double layer experiments*, Plasma Sources Science and Technology. 4 (2007), R1-R25. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/16/4/R01>.
- [CHA16] Chan, Y.-A.; Syring, C.; Herdrich, G.: *Development of Inertial Electrostatic Confinement Devices for Space Propulsion in IRS*, 5th Space Propulsion Conference (2016).
- [CHA17] Chan, Y.-A.; Herdrich, G.: *Inertial Electrostatic Confinement: Innovation for Electric Propulsion and Plasma Systems*, The 35th International Electric Propulsion Conference, Georgia Institute of Technology, USA (2017).
- [CHA18] Chan, Y.-A.; Herdrich, G.: *Breakthrough of Inertial Electrostatic Confinement Concept for Advanced Space Propulsion*, 69th International Astronautical Congress (IAC), Bremen, Germany (2018).
- [CHA19a] Chan, Y.-A.; Herdrich, G.: *Influence of Cathode Dimension on Discharge Characteristics of Inertial Electrostatic Confinement Thruster*, The 36th International Electric Propulsion Conference, University of Vienna, Austria (2019).
- [CHA19b] Chan, Y.-A.; Herdrich, G.: *Back-vacuum Retarding Potential Analyzer for Investigation of Plasma Properties from Inertial Electrostatic Confinement Thruster*, The 36th International Electric Propulsion Conference, University of Vienna, Austria (2019).
- [CHA19c] Chan, Y.-A.; Herdrich, G.: *Jet extraction and characterization in an inertial electrostatic confinement device*, Vacuum (2019), S.482–489. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2018.07.053>.
- [CHE01] Chen, F. F.; Arnush, D.: *The floating potential of cylindrical Langmuir probes*, Physics of Plasmas. 11 (2001), S.5051–5052. <https://doi.org/10.1063/1.1409346>.

- [CHO06] Choe, J.-M.; Woo, J.-H.; Kim, D.-G.; Kim, G.-H.: *Analysis of Electron Energy Distribution Function from a Langmuir Probe Data Using the Bi-orthogonal Wavelet Transform* (2006), S.604–607. <https://doi.org/10.1109/DEIV.2006.357374>.
- [CON00] Conrads, H.; Schmidt, M.: *Plasma generation and plasma sources*, Plasma Sources Science and Technology. 4 (2000), S.441–454. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/9/4/301>.
- [CON87] Conrad, J. R.: *Sheath thickness and potential profiles of ion-matrix sheaths for cylindrical and spherical electrodes*, Journal of Applied Physics. 3 (1987), S.777–779. <https://doi.org/10.1063/1.339858>.
- [D’C01] D’Couto, G. C.; Tkach, G.; Ashtiani, K. A.; Hartsough, L.; Kim, E.; Mulpuri, R.; Lee, D. B.; Levy, K.; Fissel, M.; Choi, S. et al.: *In situ physical vapor deposition of ionized Ti and TiN thin films using hollow cathode magnetron plasma source*, Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures. 1 (2001), S.244. <https://doi.org/10.1116/1.1339012>.
- [DEP08] Depla, D.; Mahieu, S.: *Reactive sputter deposition*, Springer, Berlin, Heidelberg (2008). ISBN: 9783540766629.
- [DEU15] Deutsche Edelstahlwerke: *Werkstoffdatenblatt C5CrNi18-10 1.4301*, Acidur 4301. https://www.dew-stahl.com/fileadmin/files/dew-stahl.com/documents/Publikationen/Werkstoffdatenblaetter/RSH/1.4301_de.pdf, 05.09.2023.
- [DÖB95] Döbele, H. F.; Frey, H.; Möller, W.; Taglauer, E.: *Vakuumbeschichtung I*, VDI-Verl., Düsseldorf, 1995. ISBN: 3-18-401311-1.
- [DRU30] Druyvesteyn, M. J.: *Der Niedervoltbogen*, Zeitschrift für Physik. 11-12 (1930), S.781–798. <https://doi.org/10.1007/BF01773007>.
- [DUL11] Dulkan, A.; Ko, E.; Wu, L.; Karim, I.; Leeser, K.; Park, K. J.; Meng, L.; Ruzic, D. N.: *Improving the quality of barrier/seed interface by optimizing physical vapor deposition of Cu Film in hollow cathode magnetron*, Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. 4 (2011), S.41514. <https://doi.org/10.1116/1.3602079>.
- [EDM22] Edmund Optics Inc.: *1λ Quarzglasfenster, 5 mm Durchmesser, 1 mm Dicke, unbeschichtet*. <https://www.edmundoptics.de/p/5mm-dia-uncoated-1lambda-fused-silica-window/5907/>, 03.05.2022.
- [EGL07] Egle, B. J.; Santarius, J. F.; Kulcinski, G. L.: *Comparison of Spherical and Cylindrical Cathode Geometries in Inertial Electrostatic Confinement Devices*, Fusion Science and Technology. 4 (2007), S.1110–1113. <https://doi.org/10.13182/FST07-A1646>.

- [EMM08] Emmerlich, J.; Mráz, S.; Snyders, R.; Jiang, K.; Schneider, J. M.: *The physical reason for the apparently low deposition rate during high-power pulsed magnetron sputtering*, Vacuum. 8 (2008), S.867–870. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2007.10.011>.
- [FIE09] Fietzke, F.; Morgner, H.; Günther, S.: *Magnetically enhanced hollow cathode—a new plasma source for high-rate deposition processes*, Plasma Processes and Polymers. S1 (2009), S242-S246. <https://doi.org/10.1002/ppap.200930607>.
- [FIE10] Fietzke, F.; Zimmermann, B.: *Plasma characterization and technological application of a hollow cathode plasma source with an axial magnetic field*, Surface and Coatings Technology. 5 (2010), S.1491–1496. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2010.08.033>.
- [FIE14] Fietzke, F.; Krätzschar, B.-G.: *Ionized sputtering with a pulsed hollow cathode magnetron*, Thin Solid Films (2014), S.147–152. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2014.07.060>.
- [FOR12] Foroughi-Abari, A.; Xu, C.; Cadien, K. C.: *The effect of argon pressure, residual oxygen and exposure to air on the electrical and microstructural properties of sputtered chromium thin films*, Thin Solid Films. 6 (2012), S.1762–1767. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2011.08.063>.
- [GEW65] Gewartowski, J. W.; Watson, H. A.; Espersen, G. A.: *Principles of electron tubes including grid-controlled tubes, microwave tubes and gas tubes*, Van Nostrand Reinhold Inc., U.S., 1965. ISBN: 9780442026509.
- [GON17] Gonzalez, L. A.; Angelucci, M.; Larciprete, R.; Cimino, R.: *The secondary electron yield of noble metal surfaces*, AIP Advances. 11 (2017), S.115203. <https://doi.org/10.1063/1.5000118>.
- [GUD02] Gudmundsson, J. T.: *Notes on the electron excitation rate coefficients for argon and oxygen discharge*. <https://raunvisindastofnun.hi.is/>, 05.09.2023.
- [GUD08] Gudmundsson, J. T.: *Ionized physical vapor deposition (IPVD): magnetron sputtering discharges*, Journal of Physics: Conference Series. 8 (2008), S.82002. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/100/8/082002>.
- [GUD12] Gudmundsson, J. T.; Brenning, N.; Lundin, D.; Helmersson, U.: *High power impulse magnetron sputtering discharge*, Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. 3 (2012), S.30801. <https://doi.org/10.1116/1.3691832>.
- [HAG56] Hagstrum, H. D.: *Auger Ejection of Electrons from Molybdenum by Noble Gas Ions*, Physical Review. Volume 104, Number 3 (1956). <https://doi.org/10.1103/PhysRev.104.672>.

- [HAR06] Harsha, K. S. S.: *Principles of Vapor Deposition of Thin Films*, Elsevier, Burlington, 2006. ISBN: 9780080480312.
- [HAR19] Hardiment, T.; Bowden, M. D.: *Mode Structure of a Transparent Cathode Discharge*, IEEE Transactions on Plasma Science. 7 (2019), S.3124–3133. <https://doi.org/10.1109/TPS.2019.2919908>.
- [HAR20] Hardiment, T.; Bowden, M. D.: *Influence of cathode grid geometry upon mode structure of a transparent cathode discharge*, Physics of Plasmas. 4 (2020), S.43506. <https://doi.org/10.1063/1.5143310>.
- [HAR21] Hardiment, T.; Bowden, M. D.: *Optical emission from a ‘beam mode’ transparent cathode glow discharge*, Plasma Sources Science and Technology. 7 (2021), S.75010. <https://doi.org/10.1088/1361-6595/ac0b57>.
- [HEC16] Hecimovic, A.; Maszl, C.; Schulz-von der Gathen, V.; Böke, M.; Keudell, A. von: *Spoke rotation reversal in magnetron discharges of aluminium, chromium and titanium*, Plasma Sources Science and Technology. 3 (2016), S.35001. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/25/3/035001>.
- [HEL06] Helmersson, U.; Lattemann, M.; Bohlmark, J.; Ehiasarian, A. P.; Gudmundsson, J. T.: *Ionized physical vapor deposition (IPVD): A review of technology and applications*, A review of technology and applications, Thin Solid Films. 1-2 (2006), S.1–24. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2006.03.033>.
- [HER13] Herdrich, G.; Bauder, U.; Boxberger, A.; Gabrielli, R. A.; Lau, M.; Petkow, D.; Pfeiffer, M.; Syring, C.; Fasoulas, S.: *Advanced plasma (propulsion) concepts at IRS*, Vacuum (2013), S.36–41. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2012.02.032>.
- [HER17] Herdrich, G.; Binder T.; Chadwick, A.; Chan, Y.-A.: *Research and Development on Electric and Advanced Propulsion at IRS*, The 35th International Electric Propulsion Conference, Georgia Institute of Technology, USA (2017).
- [HIR67] Hirsch, R. L.: *Inertial-Electrostatic Confinement of Ionized Fusion Gases*, Journal of Applied Physics. 11 (1967), S.4522–4534. <https://doi.org/10.1063/1.1709162>.
- [HOF22] Hofmann, P.; Gryga, R.; Müller, M.; Stüber, M.; Ulrich, S.: *Multiscale simulation of hollow cathode assisted internal plasma treatment process*, Surface and Coatings Technology (2022), S.128422. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2022.128422>.
- [HOP00] Hopwood, J. A.: *Ionized physical vapor deposition*, Acad. Press, San Diego, Calif., 2000. ISBN: 0125330278.
- [HOP98] Hopwood, J.: *Ionized physical vapor deposition of integrated circuit interconnects*, Physics of Plasmas. 5 (1998), S.1624–1631. <https://doi.org/10.1063/1.872829>.

- [HUB13] Hubička, Z.; Kment, Š.; Olejníček, J.; Čada, M.; Kubart, T.; Brunclíková, M.; Kšírová, P.; Adámek, P.; Remeš, Z.: *Deposition of hematite Fe₂O₃ thin film by DC pulsed magnetron and DC pulsed hollow cathode sputtering system*, Thin Solid Films (2013), S.184–191. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2013.09.031>.
- [JIN12] Jing, F. J.; Yin, T. L.; Yukimura, K.; Sun, H.; Leng, Y. X.; Huang, N.: *Titanium film deposition by high-power impulse magnetron sputtering*, Influence of pulse duration, Vacuum. 12 (2012), S.2114–2119. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2012.06.003>.
- [JUN03] Jung, S. J.; Lee, K. H.; Lee, J. J.; joo, J. H.: *Study of chromium and chromium nitride coatings deposited by inductively coupled plasma-assisted evaporation*, Surface and Coatings Technology (2003), S.363–366. [https://doi.org/10.1016/S0257-8972\(03\)00035-5](https://doi.org/10.1016/S0257-8972(03)00035-5).
- [KAR09] Karl Jousten; Jousten, K.: *Wutz Handbuch Vakuumtechnik*, Mit 124 Tabellen und 102 Beispielen, Vieweg-Teubner Verlag; Vieweg + Teubner, Wiesbaden (2009). ISBN: 9783834806956.
- [KAT19] Kateb, M.; Hajihoseini, H.; Gudmundsson, J. T.; Ingvarsson, S.: *Role of ionization fraction on the surface roughness, density, and interface mixing of the films deposited by thermal evaporation, dc magnetron sputtering, and HiPIMS: An atomistic simulation*, Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. 3 (2019), S.31306. <https://doi.org/10.1116/1.5094429>.
- [KEI18] Keidar, M.; Beilis, I. I.: *Plasma Engineering*, Elsevier Ltd. Academic Press, London, 2018. ISBN: 9780128137024.
- [KER91] Kern, W.; Vossen, J. L.: *Thin Film Processes II // Thin film processes II*, Elsevier, Boston, 1991. ISBN: 978-0-08-052421-4.
- [KEU12] Keutelian, P. A.; Krishnamurthy, A.; Chen, G.; Ulmen, B.; Miley, G.: *Progress in Numerical Simulation of HIIPER Space Propulsion Device*. https://www.comsol.com/paper/download/150651/keutelian_paper.pdf, 05.09.2023.
- [KIE13] Kienel, G.; Röhl, K.: *Vakuumbeschichtung 2*, Springer, Berlin, Heidelberg (2013). ISBN: 978-3-642-63398-0.
- [KIE93] Kienel, G.: *Vakuumbeschichtung 4, Anwendungen; Teil 1 Vergleich der verwendeten Verfahren - elektrische Widerstandsschichten - supraleitende Schichten - dünne Schichten für Optik, Mikroelektronik, Optoelektronik, Mikromechanik - Solarzellen*, VDI-Verl., Düsseldorf (1993). ISBN: 3-18-401314-6.

- [KLA00] Klawuhn, E.; D’Couto, G. C.; Ashtiani, K. A.; Rymer, P.; Biberger, M. A.; Levy, K. B.: *Ionized physical-vapor deposition using a hollow-cathode magnetron source for advanced metallization*, Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. 4 (2000), S.1546–1549. <https://doi.org/10.1116/1.582382>.
- [KLO09] Klostermann, H.; Fietzke, F.; Labitzke, R.; Modes, T.; Zywitzki, O.: *Zr–Nb–N hard coatings deposited by high power pulsed sputtering using different pulse modes*, Surface and Coatings Technology. 6-7 (2009), S.1076–1080. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2009.09.012>.
- [KNA15] Knapp, D. R.: *Planar geometry inertial electrostatic confinement fusion device*, Journal of Physics: Conference Series (2015), S.12018. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/591/1/012018>.
- [KRA99] Kramida, A.; Ralchenko, Y.: *NIST Atomic Spectra Database, NIST Standard Reference Database 78*, National Institute of Standards and Technology, 1999.
- [KUB17] Kubart, T.; Aijaz, A.: *Evolution of sputtering target surface composition in reactive high power impulse magnetron sputtering*, Journal of Applied Physics. 17 (2017), S.171903. <https://doi.org/10.1063/1.4977814>.
- [LAR15] Larciprete, R.; Grosso, D. R.; Di Trolio, A.; Cimino, R.: *Evolution of the secondary electron emission during the graphitization of thin C films*, Applied Surface Science (2015), S.356–360. <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2014.12.046>.
- [LEE05] Lee, J. J.: *Application of inductively coupled plasma to CVD and PVD*, Surface and Coatings Technology. 1-4 (2005), S.31–34. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2005.02.113>.
- [LEE20] Lee, S.; Shon, Y.; Kim, D.; Kwon, D.-C.; Choe, H.: *Inductively Coupled Plasma Simulation Based on Electron Energy Distribution Function and Process Pressure*, Applied Science and Convergence Technology. 6 (2020), S.157–161. <https://doi.org/10.5757/ASCT.2020.29.6.157>.
- [LEN88] Lennon, M. A.; Bell, K. L.; Gilbody, H. B.; Hughes, J. G.; Kingston, A. E.; Murray, M. J.; Smith, F. J.: *Recommended Data on the Electron Impact Ionization of Atoms and Ions: Fluorine to Nickel*, Journal of Physical and Chemical Reference Data. 3 (1988), S.1285–1363. <https://doi.org/10.1063/1.555809>.
- [LIE05] Lieberman, M. A.; Lichtenberg, A. J.: *Principles of plasma discharges and materials processing*, Wiley-Interscience, Hoboken N.J., 2005. ISBN: 0471720011.

- [LIN09] Lin, J.; Wu, Z. L.; Zhang, X. H.; Mishra, B.; Moore, J. J.; Sproul, W. D.: *A comparative study of CrNx coatings Synthesized by dc and pulsed dc magnetron sputtering*, Thin Solid Films. 6 (2009), S.1887–1894. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2008.09.093>.
- [LIN10] Lin, J.; Moore, J. J.; Sproul, W. D.; Mishra, B.; Wu, Z.; Wang, J.: *The structure and properties of chromium nitride coatings deposited using dc, pulsed dc and modulated pulse power magnetron sputtering*, Surface and Coatings Technology. 14 (2010), S.2230–2239. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2009.12.013>.
- [LIN12] Lin, J.; Sproul, W. D.; Moore, J. J.: *Tribological behavior of thick CrN coatings deposited by modulated pulsed power magnetron sputtering*, Surface and Coatings Technology. 8-9 (2012), S.2474–2483. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2011.10.053>.
- [LUN12] Lundin, D.; Sarakinos, K.: *An introduction to thin film processing using high-power impulse magnetron sputtering*, Journal of Materials Research. 05 (2012), S.780–792. <https://doi.org/10.1557/jmr.2012.8>.
- [MAG11] Magnus, F.; Ingason, A. S.; Sveinsson, O. B.; Olafsson, S.; Gudmundsson, J. T.: *Morphology of TiN thin films grown on SiO2 by reactive high power impulse magnetron sputtering*, Thin Solid Films. 5 (2011), S.1621–1624. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2011.07.041>.
- [MAS17] Masuda, K.; Mizutani, T.; Yoshikawa, K.; Nagasaki, K.; Takiyama, K.; Toku, H.; Hashimoto, H.; Nagafuchi, A.: *Measurement of the energy distribution of fast excited atoms by Doppler shift spectroscopy in an inertial-electrostatic confinement fusion device (2017)*, S.434–437. <https://doi.org/10.1109/FUSION.2002.1027730>.
- [MAT09] Mattox, D. M.: *Handbook of physical vapor deposition (PVD) processing*, William Andrew; Oxford Elsevier Science [distributor], Norwich, N.Y., 2009. ISBN: 978-0-8155-2037-5.
- [MAY16] Mayer, M.; Reynvaan, J.; Gruenwald, J.; Krenn, K.; Schoeberl, T.; Surnev, S.; Knoll, P.: *Diamond Like Carbon Deposition by Inverted Fireballs*, Materials Today: Proceedings (2016), S184-S189. <https://doi.org/10.1016/j.matpr.2016.02.031>.
- [MEE73] Meeker, D. J.; Verdeyen, J. T.; Cherrington, B. E.: *Measurement of electron density in a cylindrical inertial electrostatic plasma confinement device*, Journal of Applied Physics. 12 (1973), S.5347–5355. <https://doi.org/10.1063/1.1662154>.
- [MEL14] Melzig, T.; Siemers, M.; Pflug, A.; Rank, R.: *3D PIC-MC simulation of anode effects in dual magnetron discharges*, Surface and Coatings Technology (2014), S.30–32. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2013.10.024>.

- [MES01] Messier, R.; Trolier-McKinstry, S.: *Thin-film Processes*, Science and technology / edited by K.H. Jürgen Buschow ... [et al.]. Vol. 1, A-B, Elsevier, Amsterdam, London (2001). ISBN: 978-0-08-043152-9.
- [MEY08] Meyer, R. M.; Smith, Z. M.; Prelas, M. A.; Loyalka, S. K.: *Ion flow convergence in spherical inertial electrostatic confinement devices*, Physics of Plasmas. 2 (2008), S.22105. <https://doi.org/10.1063/1.2837517>.
- [MIL00] Miley, G. H.; Sved, J.: *The IEC star-mode fusion neutron source for NAA — status and next-step designs*, Applied Radiation and Isotopes. 4-5 (2000), S.779–783. [https://doi.org/10.1016/s0969-8043\(00\)00215-3](https://doi.org/10.1016/s0969-8043(00)00215-3).
- [MIL09] Miley, G. H.; Momota, H.; Wu, L.; Reilly, M. P.; Burton, R.; Teofilo, V. L.; Dell, D.; Dell, R.; Hargus, W. A.: *Space Probe Application of IEC Thrusters*, Fusion Science and Technology. 1 (2009), S.533–539. <https://doi.org/10.13182/FST09-A8958>.
- [MIL11] Miley, G.; Reilly, M. P.; Ulmen, B.; Keutelian, P. A.; Orcutt, J.: *HIIPER Space Propulsion for Future Space Missions* (2011), <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:124313028>.
- [MIL14] Miley, G. H.; Murali, S. K.: *Inertial Electrostatic Confinement (IEC) Fusion*, Springer New York, New York, NY, 2014. ISBN: 978-1-4614-9337-2.
- [MIL97] Miley, G.; Gu, Y.; DeMora, J.; Stubbers, R.; Hochberg, T. A.; Nadler, J.; Anderl, R. A.: *Discharge Characteristics Of The Spherical Inertial Electrostatic Confinement (IEC) Device - Plasma Science*, IEEE Transactions on (1997).
- [MIL98] Miley, G.; Bromley, B.; Jurczyk, B.; Stubbers, R.; DeMora, J.; Chacon, L.; Gu, Y.: *Scaling of the Inertial Electrostatic Confinement (IEC) for near-term thrusters and future fusion propulsion*, AIP Conference Proceedings (1998), S.1373–1376. <https://doi.org/10.1063/1.54762>.
- [MIL99] Miley, G. H.; Miley, G. H.: *A portable neutron/tunable X-ray source based on inertial electrostatic confinement*, Nuclear Instruments and Methods in Physical Research A 422. 1-3 (1999), S.16–200. [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(98\)01108-5](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(98)01108-5).
- [MIS10] Mishra, A.; Kelly, P. J.; Bradley, J. W.: *The evolution of the plasma potential in a HiPIMS discharge and its relationship to deposition rate*, Plasma Sources Science and Technology. 4 (2010), S.45014. <https://doi.org/10.1088/0963-0252/19/4/045014>.
- [MUH15] Muhl, S.; Pérez, A.: *The use of hollow cathodes in deposition processes: A critical review*, Thin Solid Films (2015), S.174–198. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2015.02.066>.

- [NAD98] Nadler, J.; Yoder, E.; Hunsicker, C.; Miley, G.: *Experimental investigation of unique plasma jets for use as ion thrusters*, American Institute of Aeronautics and Astronautics (1998). <https://doi.org/10.2514/6.1998-2570>.
- [NAD99] Nadler, J.: *Inertial-Electrostatic confinement (IEC) Fusion for space propulsion*. <https://ntrs.nasa.gov/citations/19990103080>, 06.09.2023.
- [NIK03] Nikiforov, S. A.; Kim, G.-H.; Rim, G.-H.: *Dynamics of high-voltage pulsed cylindrical sheath*, IEEE Transactions on Plasma Science. 1 (2003), S.94–103. <https://doi.org/10.1109/TPS.2003.808870>.
- [OCE22] Ocean Insight. <https://www.oceaninsight.com/products/fibers-and-probes/fibers/patch-cords/solarization-resistant-fibers/>, 03.05.2022.
- [OHN98] Ohnishi, M.; Yamamoto, Y.; Hasegawa, M.; Yoshikawa, K.; Miley, G. H.: *Study on an inertial electrostatic confinement fusion as a portable neutron source*, Fusion Engineering and Design. 1-4 (1998), S.207–211. [https://doi.org/10.1016/S0920-3796\(97\)00199-3](https://doi.org/10.1016/S0920-3796(97)00199-3).
- [OKS07] Oks, E.: *Plasma Cathode Electron Sources*, Physics, Technology, Applications, Wiley-VCH, Weinheim, 2007. ISBN: 9783527609246.
- [PAU10a] Paulitsch, J.; Schenkel, M.; Zufraß, T.; Mayrhofer, P. H.; Münz, W.-D.: *Structure and properties of high power impulse magnetron sputtering and DC magnetron sputtering CrN and TiN films deposited in an industrial scale unit*, Thin Solid Films. 19 (2010), S.5558–5564. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2010.05.062>.
- [PAU10b] Paulitsch, J.; Schenkel, M.; Schintlmeister, A.; Hutter, H.; Mayrhofer, P. H.: *Low friction CrN/TiN multilayer coatings prepared by a hybrid high power impulse magnetron sputtering/DC magnetron sputtering deposition technique*, Thin Solid Films. 19 (2010), S.5553–5557. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2010.05.061>.
- [PET13] Petrov, G. M.; Ferreira, C. M.: *Numerical modelling of Ar glow discharge at intermediate and high pressures*, arXiv (2013). <https://doi.org/10.48550/arXiv.1308.2593>.
- [PET17] Petkow, D.; Rouwette S.: *Apparatus for generating a plasma jet, in particular for space propulsion*, European Patent Office, LU20160093056, EP3242534 (A1), 2017.
- [PFL15] Pflug, A.; Höfer, M.; Harig, T.; Armgardt, M.; Britze, C.; Siemers, M.; Melzig, T.; Schäfer, L.: *Modeling of gas flow and deposition profile in HWCVD processes*, Thin Solid Films (2015), S.266–271. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2015.08.004>.
- [PHE83] Phelps; Yamabe; Buckman, ETHZ Datenbank, The LXCat project, Phys. Rev. 27, 1345, (1983). www.lxcats.net, 06.09.2023.

- [POM46] Pomerantz, M. A.: *The Temperature Dependence of Secondary Electron Emission from Oxide-Coated Cathodes*, Vol. 70, Num. 1 and 2, Physical Review. 1-2 (1946), S.33–40. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.70.33>.
- [POP95] Popov, O. A.: *High density plasma sources, Design, physics and performance* / edited by Oleg A. Popov, Noyes Publications, Park Ridge, N.J., 1995. ISBN: 978-0-8155-1377-3.
- [RAD07] Radel, R. F.; Kulcinski, G. L.: *Implantation of He⁺ in candidate fusion first wall materials*, Journal of Nuclear Materials (2007), S.434–439. <https://doi.org/10.1016/j.jnucmat.2007.03.119>.
- [RAM21] Ramsauer, C.: *Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegenüber langsamen Elektronen*, Annalen der Physik. 64 (1921), S.513–540. <https://doi.org/10.1002/andp.19213690603>.
- [ROB02] Robertson, J.: *Diamond-like amorphous carbon*, Materials Science and Engineering: R: Reports. 4-6 (2002), S.129–281. [https://doi.org/10.1016/S0927-796X\(02\)00005-0](https://doi.org/10.1016/S0927-796X(02)00005-0).
- [SCH04] Schunk, R. W.; Nagy, A.: *Ionospheres*, Physics, plasma physics, and chemistry, Cambridge University Press, Cambridge, New York, 2004. ISBN: 9780521607704.
- [SCH17a] Schrittwieser, R. W.; Ionita, C.; Teodorescu-Soare, C. T.; Vasilovici, O.; Gurlui, S.; Irimiciuc, S. A.; Dimitriu, D. G.: *Spectral and electrical diagnosis of complex space-charge structures excited by a spherical grid cathode with orifice*, Physica Scripta. 4 (2017), S.44001. <https://doi.org/10.1088/1402-4896/aa5edd>.
- [SCH17b] Schulze, M.; Seidel, P.: *Verdampfungsgleichgewicht und Dampfdruck*, Grundlagen, Methoden und Anwendungen / Mathias Schulze, Peter Seidel, Springer Spektrum, Wiesbaden, 2017. ISBN: 978-3-658-19862-6.
- [SCH96] Schoenbach, K. H.; Verhappen, R.; Tessnow, T.; Peterkin, F. E.; Byszewski, W. W.: *Microhollow cathode discharges*, Applied Physics Letters. 1 (1996), S.13–15. <https://doi.org/10.1063/1.116739>.
- [SHR06] Shrier, O.; Khachan, J.; Bosi, S.; Fitzgerald, M.; Evans, N.: *Diverging ion motion in an inertial electrostatic confinement discharge*, Physics of Plasmas. 1 (2006), S.12703. <https://doi.org/10.1063/1.2167584>.
- [SKR92] Skriver; Rosengaard: *Ab initio work function of elemental metals*, Physical review. B, Condensed matter. 16 (1992), S.9410–9412. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.45.9410>.
- [STE57] Sternglass, E. J.: *Theory of Secondary Electron Emission by High-Speed Ions*, Physical Review. Vol. 108, No. 1 (1957). <https://doi.org/10.1103/PhysRev.108.1>.
- [STR18] Stroth, U.: *Plasmaphysik*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2018. ISBN: 978-3-662-55235-3.

- [SYR13a] Syring, C.; Herdrich, G.: *Discharge and Operational Conditions of an Inertial Electrostatic Confinement Device*, 49th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference (2013), S.4025.
- [SYR13b] Syring, C.; Herdrich, G.: *Experimental Discharge Characterization and Scaling of IEC Plasma Devices*, The 33rd International Electric Propulsion Conference, The George Washington University, USA (2013).
- [SYR14] Syring, C.; Herdrich, G.; Zürn, M.: *Thrust Model and Analytical Assessment of Losses in IEC Devices*, 5th Russian German Conference on Electric Propulsion (2014).
- [SYR17] Syring, C.; Herdrich, G.: *Jet extraction modes of inertial electrostatic confinement devices for electric propulsion applications*, *Vacuum* (2017), S.177–183.
<https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2016.10.018>.
- [SZA89] Szapiro, B.; Rocca, J. J.: *Electron emission from glow-discharge cathode materials due to neon and argon ion bombardment*, *Journal of Applied Physics*. 9 (1989), S.3713–3716.
<https://doi.org/10.1063/1.342600>.
- [TAK06] Takamatsu, T.; Masuda, K.; Kyunai, T.; Toku, H.; Yoshikawa, K.: *Inertial electrostatic confinement fusion device with an ion source using a magnetron discharge*, *Nuclear Fusion*. 1 (2006), S.142–148. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/46/1/016>.
- [THO74] Thornton, J. A.: *Influence of apparatus geometry and deposition conditions on the structure and topography of thick sputtered coatings*, *Journal of Vacuum Science and Technology*. 4 (1974), S.666–670. <https://doi.org/10.1116/1.1312732>.
- [THO97] Thorson, T. A.; Durst, R. D.; Fonck, R. J.; Wainwright, L. P.: *Convergence, electrostatic potential, and density measurements in a spherically convergent ion focus*, *Physics of Plasmas*. 1 (1997), S.4–15. <https://doi.org/10.1063/1.872110>.
- [TIE21] Tiedemann, D.; Hofmann, P.; Emmerlich, J.; Chan, Y.-A.; Ulrich, S.; Herdrich, G.; Müller, M.: *Cylindrical inertial electrostatic confinement plasma source for surface treatment*, *Vacuum* (2021), S.110502. <https://doi.org/10.1016/j.vacuum.2021.110502>.
- [TIE23a] Tiedemann, D.; Emmerlich, J.; Hofmann, P., et al.: *Optimized cylindrical electrostatic confinement plasma source for thin film applications*, *Plathinium 2023 Plasma Thin Film International Union Meeting*, Paris (2023). ISBN: 978-2-918641-23-0.
- [TIE23b] Tiedemann, D.; Hofmann, P.; Gryga, R.; Emmerlich, J.; Müller, M.; Herdrich, G.; Ulrich, S.: *Influence of cathode grid geometry on the operation behaviour of cylindrical inertial electrostatic confinement plasma sources in jet mode*, *V2023 - Vacuum Plasma Surface Coating*, International Conference & Exhibition, Internationales Congress Center Dresden, Research Poster (2023).

- [TUR15] Turowski, M.; Jupé, M.; Melzig, T.; Moskovkin, P.; Daniel, A.; Pflug, A.; Lucas, S.; Ristau, D.: *Practice-oriented optical thin film growth simulation via multiple scale approach*, Thin Solid Films (2015), S.240–247. <https://doi.org/10.1016/j.tsf.2015.04.015>.
- [VAC21] Vacom GmbH. http://www.vacom-shop.de/epages/VacomShop.sf/de_DE/?ObjectPath=/Shops/Store.VacomShop/Products/334820, 01.12.2021.
- [VER05] Verboncoeur, J. P.: *Particle simulation of plasmas: review and advances*, Plasma Physics and Controlled Fusion. 5A (2005), A231-A260. <https://doi.org/10.1088/0741-3335/47/5A/017>.
- [WAN99] Wang, Z.; Cohen, S. A.: *Hollow cathode magnetron*, Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films. 1 (1999), S.77–82. <https://doi.org/10.1116/1.581553>.
- [WIL66] Wilson, R. G.: *Vacuum Thermionic Work Functions of Polycrystalline Be, Ti, Cr, Fe, Ni, Cu, Pt, and Type 304 Stainless Steel*, Journal of Applied Physics. 6 (1966), S.2261–2267. <https://doi.org/10.1063/1.1708797>.
- [WIN17] Winter, M.; Koch, H.: *Inertial electrostatic confinement plasma devices- Potential thruster technology for very accurate attitude control systems*, The 35th International Electric Propulsion Conference, Georgia Institute of Technology, USA (2017).
- [WIN19] Winter, M.; Koch, H.; Green, R. W.: *Direct Inertial Electrostatic Confinement Propulsion at Low Power Levels*, 36th International Electric Propulsion Conference (2019).
- [YAM01] Yamauchi, K.; Takeuchi, Y.; Ogino, Y.; Watanabe, M.; Okino, A.; Sunaga, Y.; Hotta, E.: *Neutron production rate and plasma characteristics of spherically convergent beam fusion*, Electrical Engineering in Japan. 2 (2001), S.1–8. <https://doi.org/10.1002/eej.1>.
- [YAM05] Yamauchi, K.; Sonoe Ohura, Atsushi Tashiro, Masato Watanabe, Akitoshi Okino, Toshiyuki Kohno, Eiki Hotta, and Morimasa Yuura*: *Improvement of Proton Source Based on Cylindrical Inertial Electrostatic Confinement Fusion with Ion Source* (2005), S.99–104.
- [YAM06] Yamauchi, K.; Ohura, S.; Watanabe, M.; Okino, A.; Kohno, T.; Hotta, E.; Yuura, M.: *Performance of Neutron/Proton Source Based on Ion-Source-Assisted Cylindrical Radially Convergent Beam Fusion*, IEEEJ Transactions on Fundamentals and Materials. 11 (2006), S.1177–1182. <https://doi.org/10.1541/ieejfms.126.1177>.
- [YAM83] Yamauchi, Y.; Shimizu, R.: *Secondary Electron Emission from Aluminum by Argon and Oxygen Ion Bombardment below 3 keV*, Japanese Journal of Applied Physics (1983), L229-L229.

- [YAM98] Yamamoto Y.; Hasegawa, M.; Ohnishi M.; Yoshikawa, K.; Inoue, N.: *Preliminary studies of potential well measurement-Inertial-Electrostatic Confinement Fusion experiments*, San Diego, California, October 6-10, 1997, IEEE, Piscataway, NJ, 1998. ISBN: 9780780342262.
- [YAT18] Yates, J.: *The New Principia*, Part 1, Notion Press, Chennai, 2018. ISBN: 9781644297018.
- [YOS01] Yoshikawa, K.; Takiyama, K.; Koyama, T.; Taruya, K.; Masuda, K.; Yamamoto, Y.; Toku, T.; Kii, T.; Hashimoto, H.; Inoue, N. et al.: *Measurements of strongly localized potential well profiles in an inertial electrostatic fusion neutron source*, Nuclear Fusion. 6 (2001), S.717–720. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/41/6/306>.
- [ZHA09] Zhang, L.; Shi, L. Q.; He, Z. J.; Zhang, B.; Lu, Y. F.; Liu, A.; Wang, B. Y.: *Deposition of dense and smooth Ti films using ECR plasma-assisted magnetron sputtering*, Surface and Coatings Technology. 22 (2009), S.3356–3360. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2009.04.022>.
- [ZHO16] Zhou, H.; Deng, Z.; Xia, Y.; Fu, M.: *A new sampling method in particle filter based on Pearson correlation coefficient*, Neurocomputing (2016), S.208–215. <https://doi.org/10.1016/j.neucom.2016.07.036>.
- [ZIM12] Zimmermann, B.; Fietzke, F.; Klostermann, H.; Lehmann, J.; Munnik, F.; Möller, W.: *High rate deposition of amorphous hydrogenated carbon films by hollow cathode arc PECVD*, Surface and Coatings Technology (2012), S.67–71. <https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2012.09.020>.

Anhang

Anhang zu Kapitel 5.3.1: Optische Emissionsspektroskopie

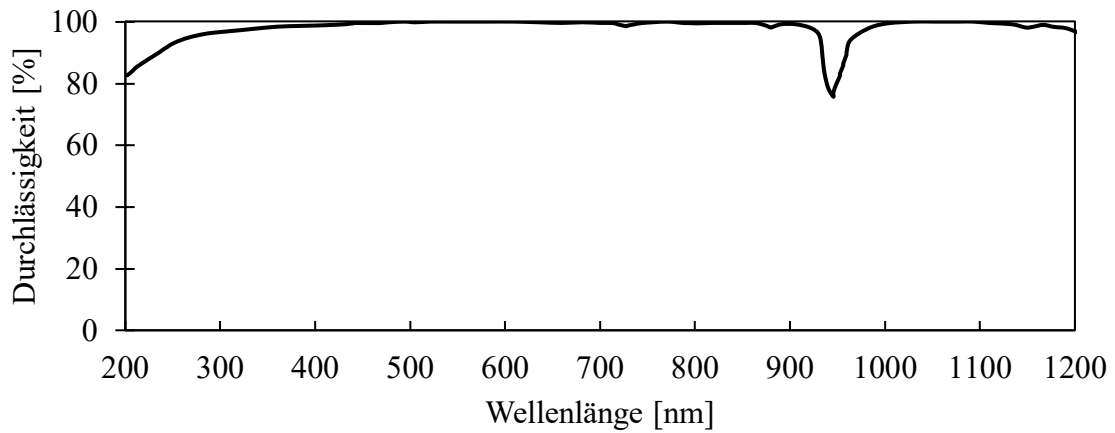


Abbildung 12.1 Durchlässigkeit von UV-VIS-Fasern der Vakuumdurchführung im Bereich von 200 nm bis 1200 nm [VAC21]

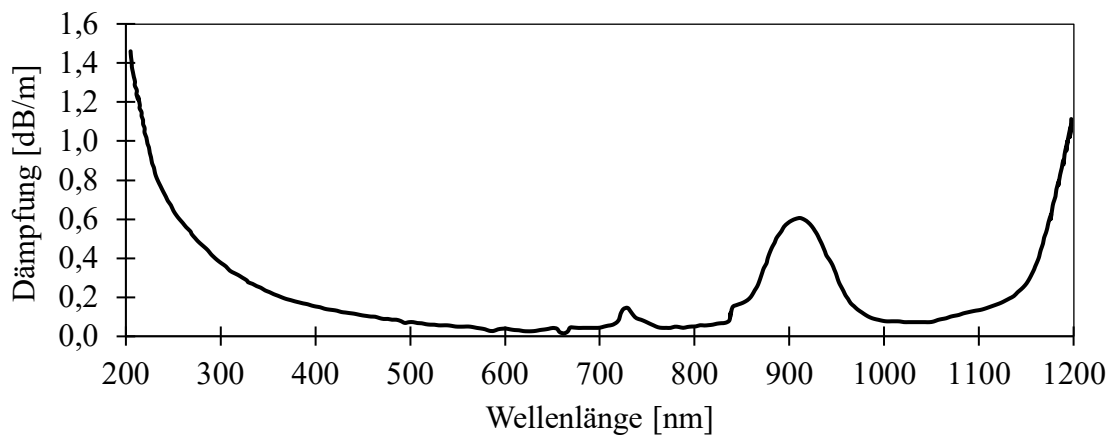


Abbildung 12.2 Dämpfung der UV/SR-VIS-Lichtleiter zwischen Messgerät und Vakuumdurchführung sowie von Vakuumdurchführung und IEC-Quelle im Bereich von 200 nm bis 1200 nm [OCE22]

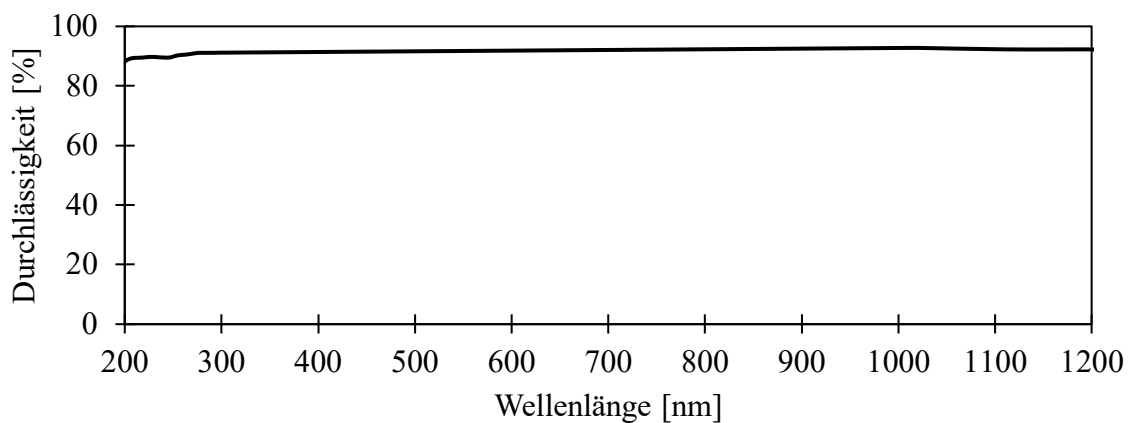


Abbildung 12.3 Durchlässigkeit des Glasplättchens an der IEC-Quelle als Beschichtungsschutz des Lichtleiters im Bereich zwischen 200 nm bis-1200 nm [EDM22]

Anhang zu Kapitel 5.3.1: Langmuir-Sonde

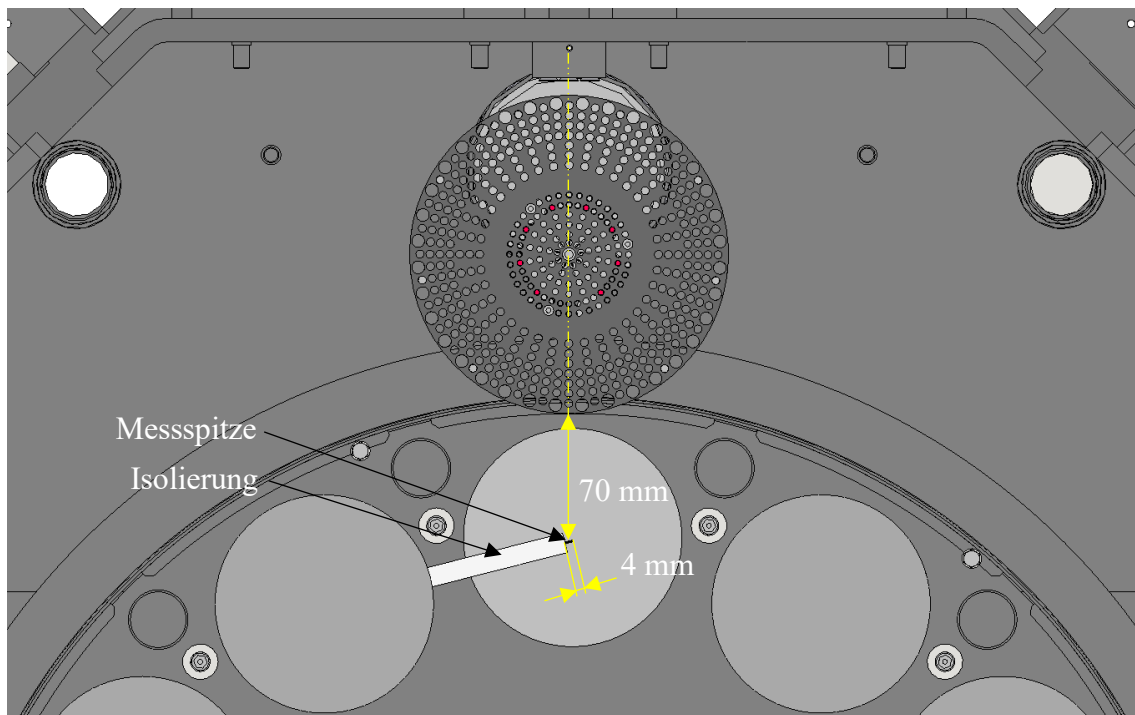


Abbildung 12.4 Positionierung der Langmuir-Sonden innerhalb der Kammer und Ausrichtung in verlängerter Austrittsrichtung der IEC-Quelle mit Ansicht von oben.

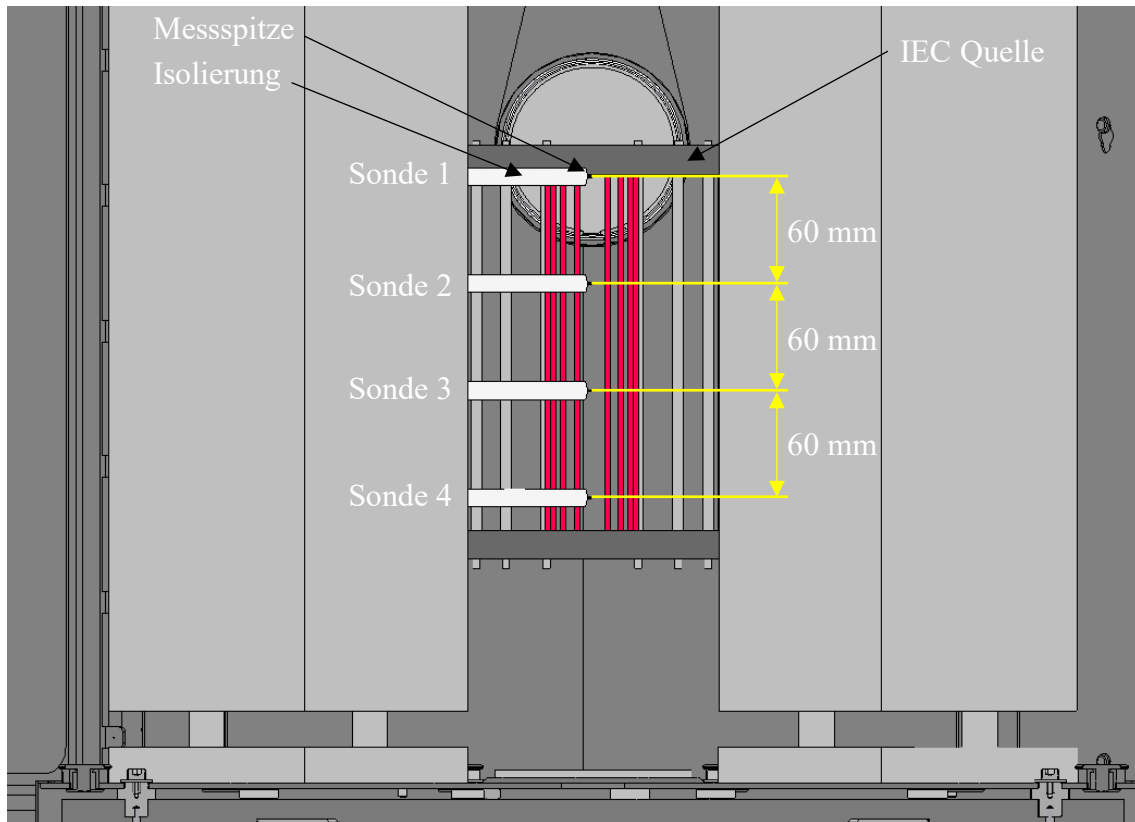


Abbildung 12.5 Positionierung der vier Langmuir-Sonden innerhalb der Kammer und Ausrichtung über die Austrittsfläche der IEC-Quelle aus der Seitenansicht.

Anhang zu Kapitel 6.1: Anforderungen an die Konstruktion

Seite 1/2		Anforderungsliste für zylinderförmige IEC-Quelle für die Voruntersuchungen	
Hauptmerkmale	Merkmale	Anforderungen	W/F
1. Geometrie	Konfigurationsmöglichkeiten	Sowohl Anode als auch Kathode: Veränderung des Öffnungswinkels, Durchmesser, Transparenz, Anoden-Kathodenabstand, Symmetrie/Asymmetrie, Quellenhöhe	F
	Positionierbarkeit und Ausrichtung in der Anlage	Flexible Positionierbarkeit der Quelle im vorgegebenen Bauraum tangential zum Substrattisch. Einstellbarkeit des Austrittswinkels im Bauraum	F
	Bauraum	165 mm x 340 mm x 1000 mm	F
	Höhenverstellbarkeit	Höhenverstellbarkeit der Quelle im Bezug zum Substratträger	F
	Anschluss	Hochspannungsanschluss an der Quelle bis 20 kV und 500 mA	F
	Konstruktionselemente	Sacklöcher und weitere Einschlussbereiche mit Entlüftungszugängen versehen	F
	Form	Zylinderform mit axial austretendem Plasma	F
2. Elektrik / Elektronik	Nennspannung	Spannungen bis zu 20 kV	F
	Nennströme	Ströme bis zu 500 mA	F
	Sicherung	Sicherung vor Lichtbögenüberschlägen minimaler Schutz von 2000 Lichtbögen/Sekunde	F
	Schirmung	Kabelschirmung der Steuerleitung sowie IEC-Leitung vor Quereinflüssen	F
	Anschluss	Hochspannungsanschluss berücksichtigen	F
	Verdrahtung	Innerhalb des vorgegebenen Schaltschranks mit geschütztem Zugang	F
	Isolation	Isolation zwischen Anode und Kathode sowie bei den Anschlüssen innerhalb der Kammer müssen derart ausgelegt werden, dass ein Kurzschluss bei 20 kV verhindert wird/ Mögliche Kurzschlüsse durch das vorhandene Plasma und durch eine metallische Beschichtung sind zu berücksichtigen	F
	Stecker	Standardstecker verwenden	F
	Kabel etc.	Vakuum- und Luftseitige Hochspannungstaugliche (bis 20 kV) Kabel verwenden	F
Durchführungen	Vakuumtaugliche Hochspannungsdurchführungen	F	
3. Software	Integration	Integrierbar in die aktuelle Anlagentechnik	F
	Schnittstelle	SPS Schnittstelle	W
	Hardware	Verwenden einer 20 kV, 500 mA DC Hochspannungsversorgung mit negativem Ausgang gepolt gegen Erde	F
	Testbarkeit	Trendaufzeichnungen der Ist- und Sollwerte der Spannungsversorgung (Strom und Spannung)	W

Seite 2/2		Anforderungsliste für zylinderförmige IEC-Quelle für die Voruntersuchungen	
Hauptmerkmale	Merkmale	Anforderungen	W/F
4. Stoff	Ein- und Ausgangsprodukte	Vakuumtaugliche Materialien bis zu Drücken von 10^{-6} mbar	F
	Hilfsstoffe	Vorzugsweise Keramiken und Verzicht auf Polymere	W
	Vorzuziehende Werkstoffe	Hauptsächlich Edelstahl, keine porösen Materialien	W
5. Energie	Druck	Auslegung für Vakuumumgebung/Drücke zwischen $1 \cdot 10^{-2}$ mPa bis $1 \cdot 10^5$ Pa	F
	Erwärmung	Auslegung für Erwärmungen bis zu 500°C	F
6. Ergonomie	Bedienungsart	Über HMI Ansteuerung	W
	Gewicht	Maximalgewicht von 50 kg	F
7. Fertigung	Mögliche Qualität und Toleranzen	Standardtoleranzen verwenden	W
	Auszuschließendes Fertigungsverfahren	Kein 3D Druck/ kein Lötverfahren	W
8. Montage/ Demontage	Zusammenbau	Möglichst leichte Verstellung der Anoden- und Kathodengeometrie für die Versuche	W
	Einbau	Möglichst Werkzeugfreier Einbau in die Kammer (Steckverbindungen)	W
	Werkzeuge	Möglichst auf Schrauben- und Inbusschlüssel beschränken	W
9. Gebrauch	Verschleiß	Möglichst hohe Langlebigkeit der Kathode unter Ionenbeschuss/ Kostengünstige Verschleißelemente der Kathode	W
10. Sicherheit	Unmittelbare Sicherheitstechnik	Einbeziehen des Netzgerätes in die vorgegebene Sicherheitsanforderung der Anlage	F
	Mittelbare Sicherheitstechnik	Lichtbogenzählverfahren und Abschaltung bei kritischer Anzahl an Lichtbögen	W
	Hinweisende Sicherheitstechnik	Fehlermeldungen auf HMI	W
11. Zugänglichkeit	Plasmadiagnostik	Messmöglichkeiten des Plasmas innerhalb der Kathode durch optische Emissionsspektroskopie berücksichtigen. Ebenfalls müssen Montagemöglichkeiten für Langmuir-Sonden außerhalb der Kathode berücksichtigt werden.	F
	Sichtkontrolle	Sichtkontrolle während der Plasmagenerierung ermöglichen	F

Anhang zu Kapitel 7.3: Wiederholgenauigkeit der Versuchsdurchführung

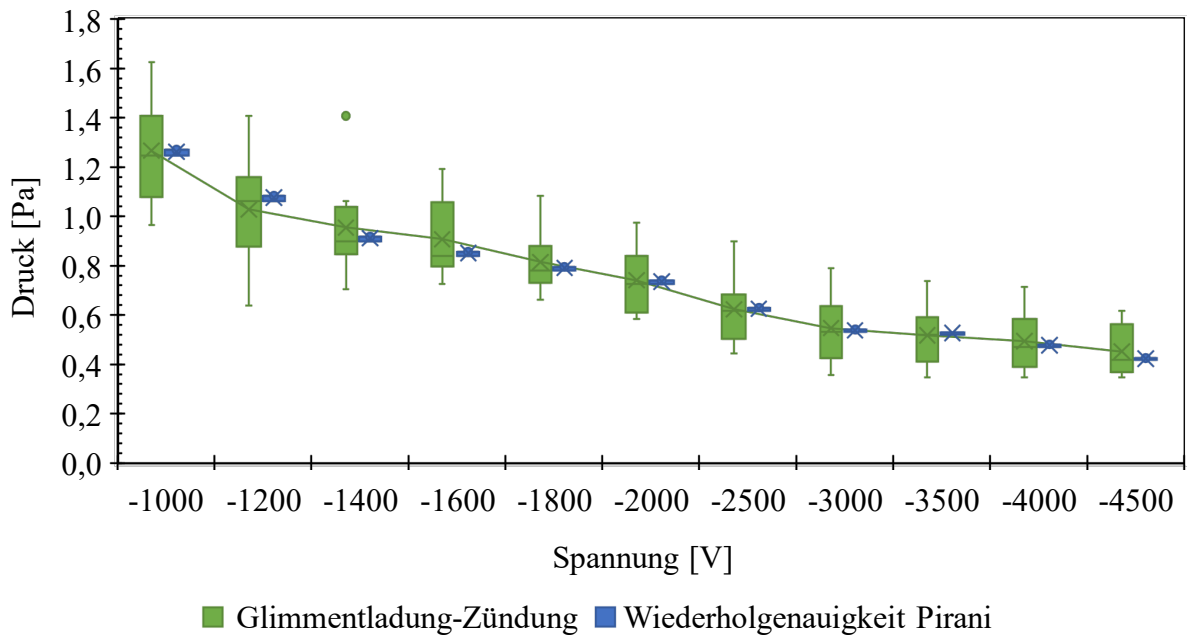


Abbildung 12.6 Kastengrafiken vom notwendigen Druck zum Zünden der Glimmentladung bei unterschiedlichen angelegten Kathodenspannungen.

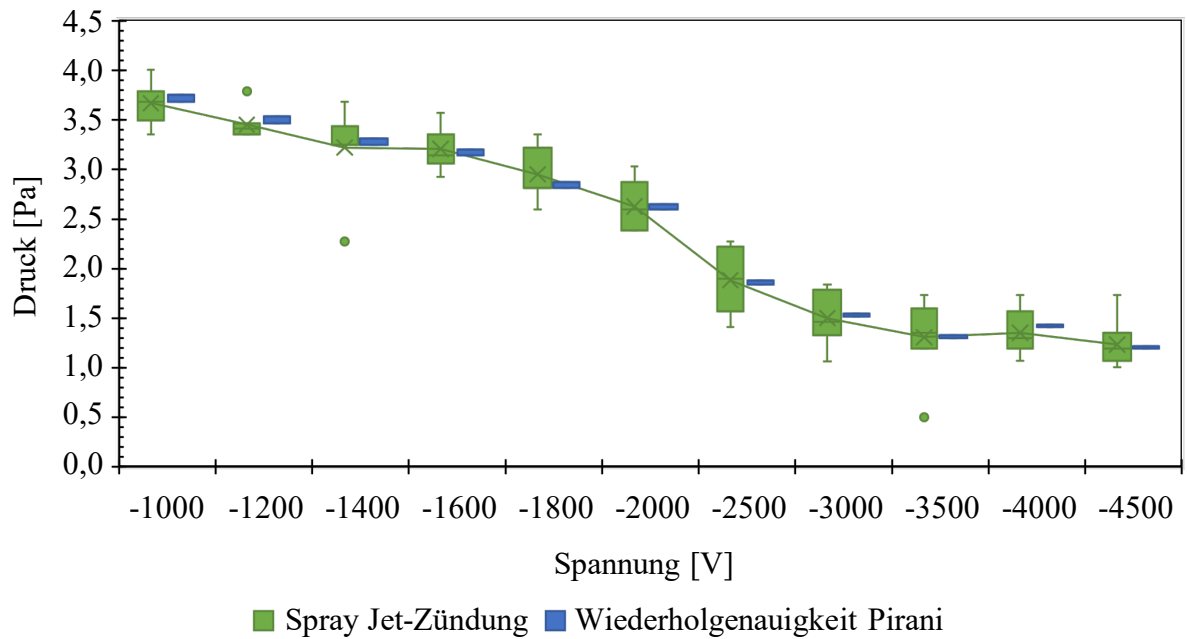


Abbildung 12.7 Kastengrafiken vom notwendigen Druck zum Zünden des Spray Jet-Modus bei unterschiedlichen angelegten Kathodenspannungen.

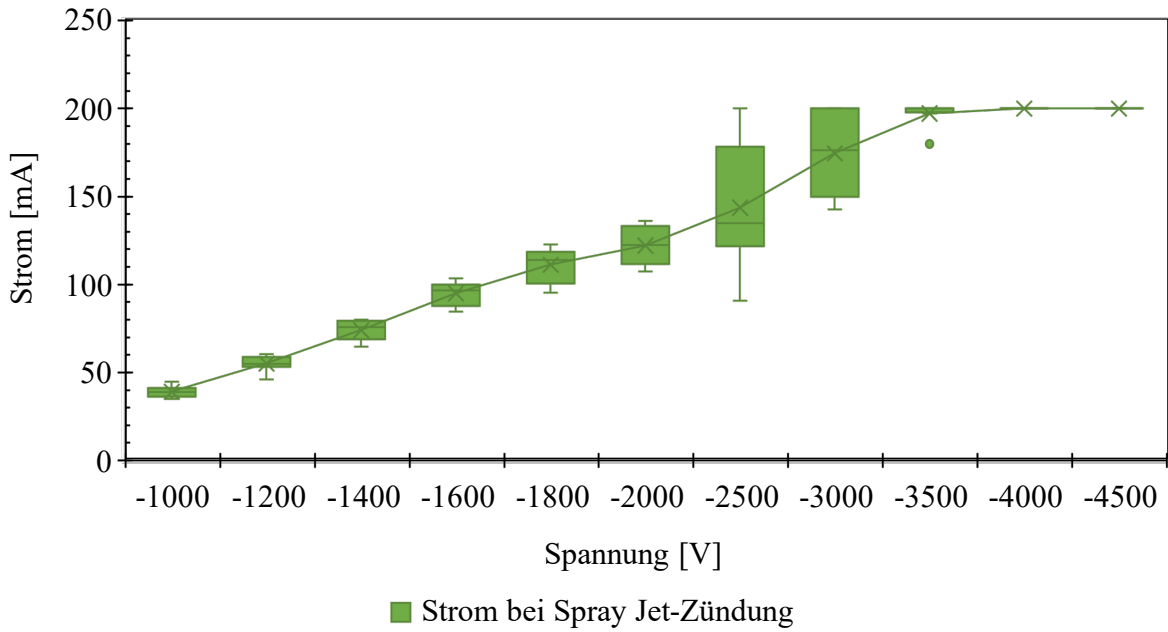


Abbildung 12.8 Kastengrafiken vom gemessenen Strom bei der Spray Jet-Zündung bei unterschiedlichen angelegten Kathodenspannungen.

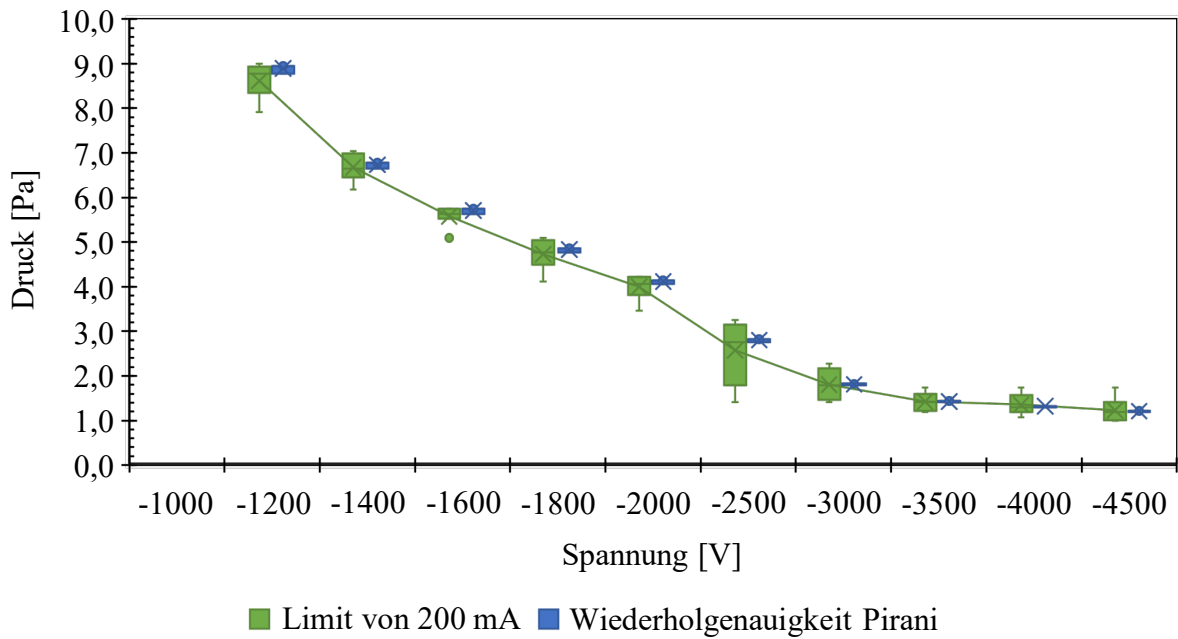


Abbildung 12.9 Kastengrafiken vom Druck bei Erreichung der Strombegrenzung des Hochspannungs-Netzgeräts von 200 mA bei unterschiedlichen angelegten Kathodenspannungen.

Anhang zu Kapitel 8.2: Plasmaeigenschaften der IEC-Quelle im Spray Jet-Modus

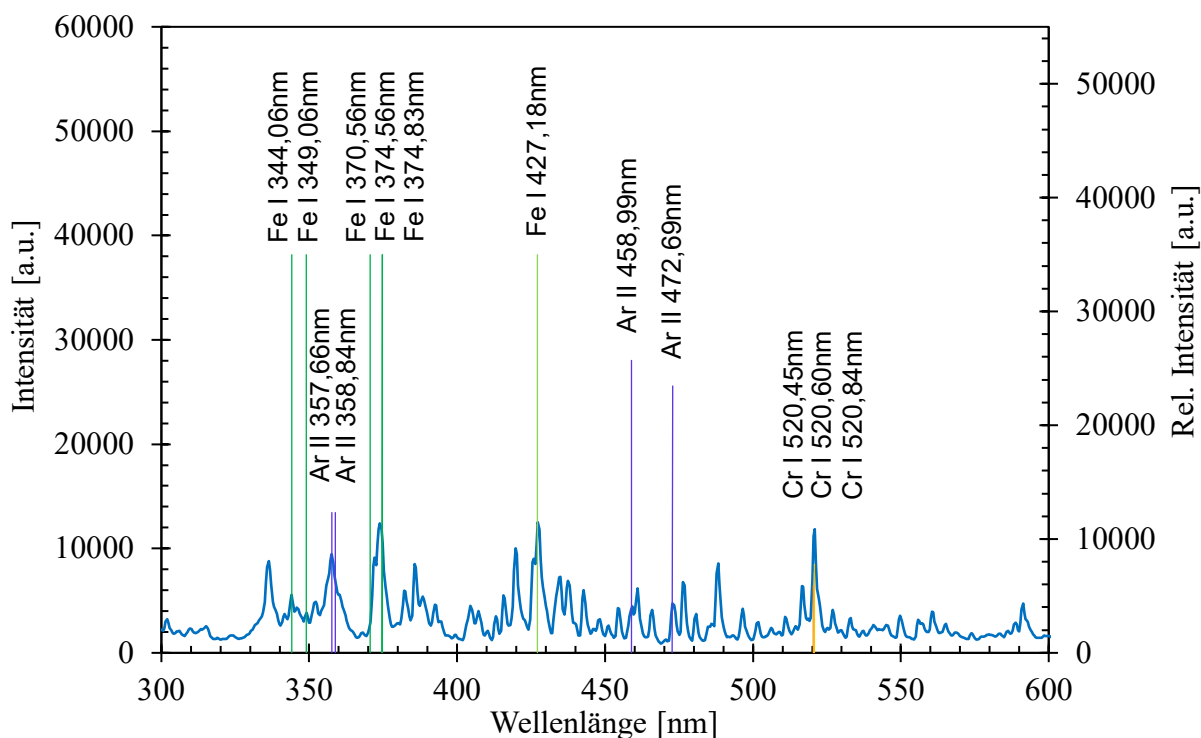


Abbildung 12.10 Gemessenes Spektrum entlang der symmetrischen Zylinderachse bei 12 Pa und -1400V angelegter Kathodenspannung zwischen 300 nm und 600 nm.

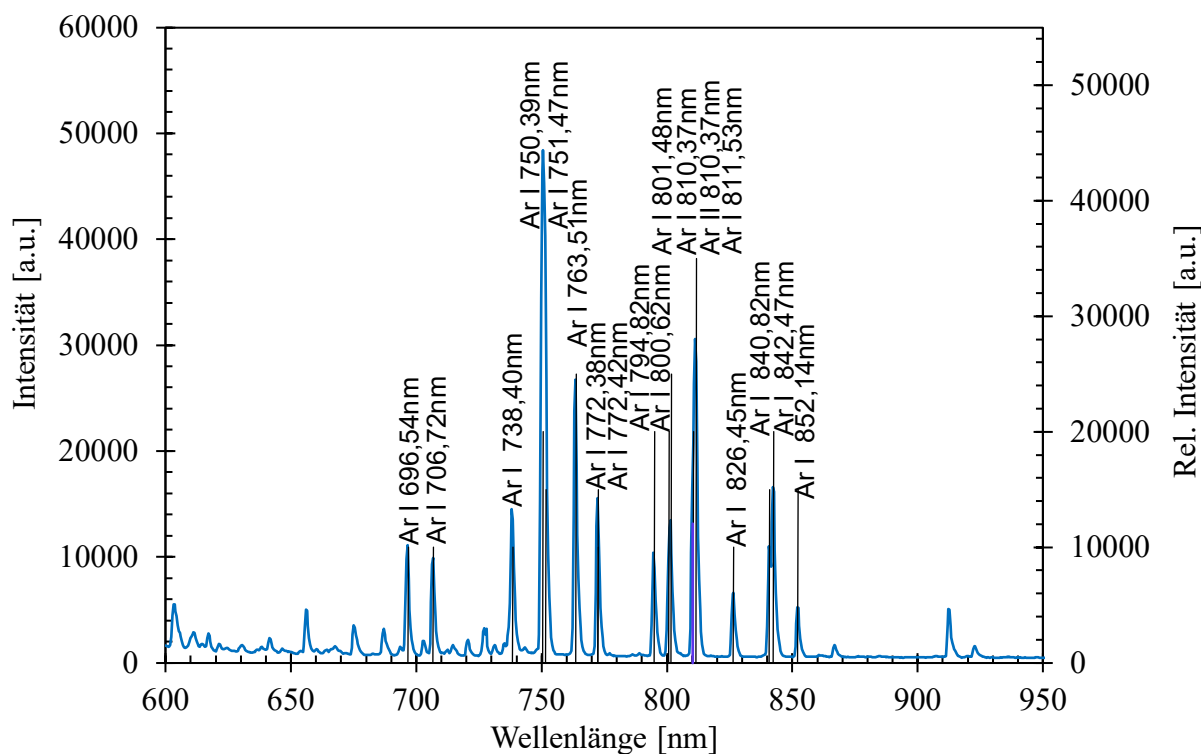


Abbildung 12.11 Gemessenes Spektrum entlang der symmetrischen Zylinderachse bei 12 Pa und -1400V angelegter Kathodenspannung zwischen 600 nm und 950 nm.

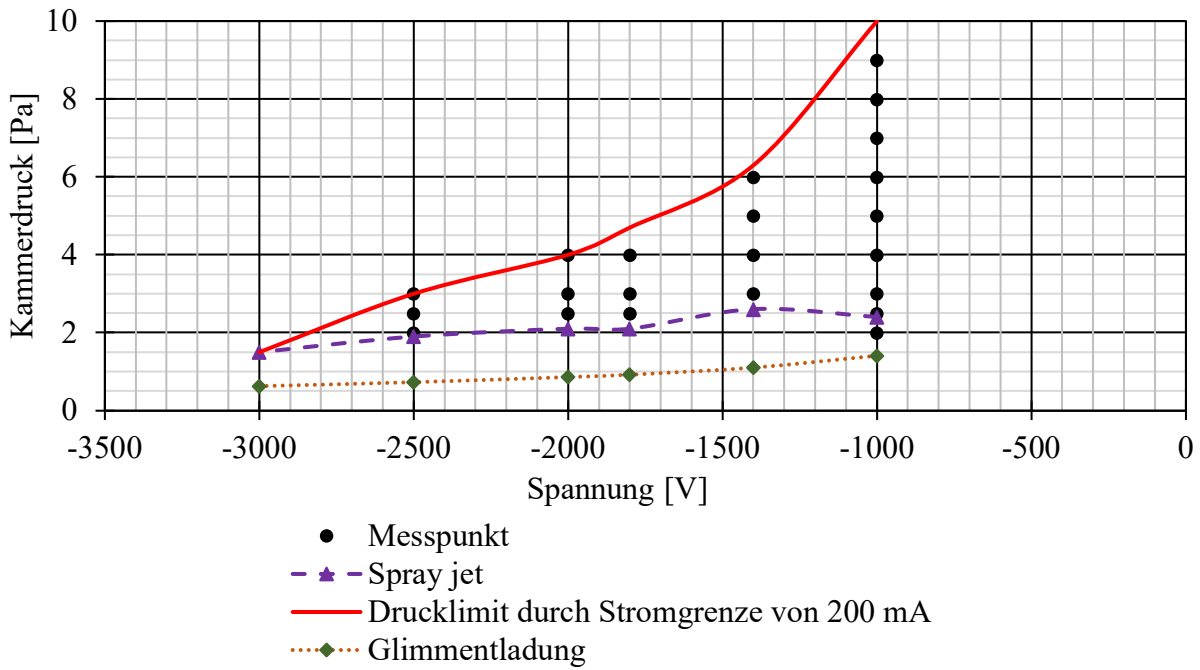


Abbildung 12.12 Gewählte Messpunkte der Langmuir-Sonden bei ausgewählten Kammerdrücken und angelegten negativen elektrischen Spannungen von Position C4.

Anhang zu Kapitel 8.3.2: Kathodentransparenz

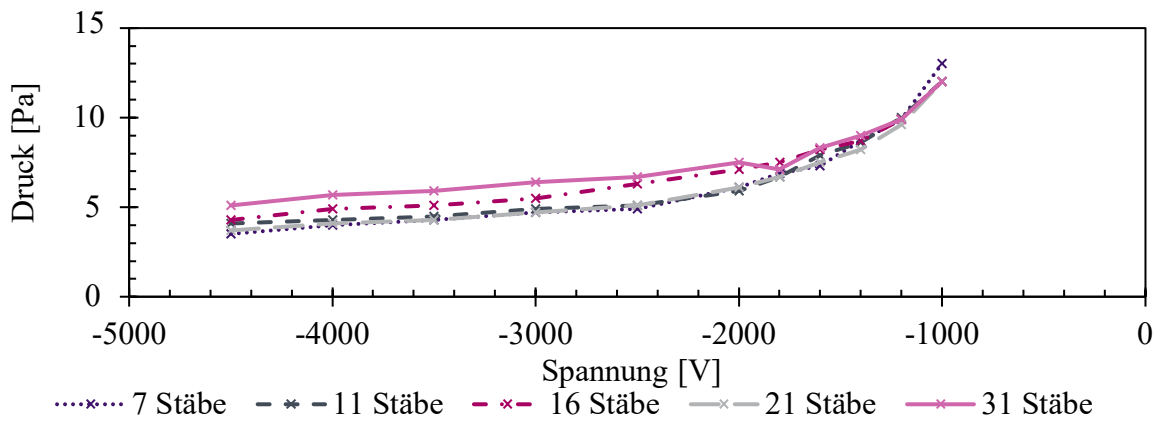


Abbildung 12.13 Vergleich der Glimmentladungszündung der Transparenzen 26,6% (31 Stäbe), 51,1% (21 Stäbe), 63,3% (16 Stäbe), 75,5% (11 Stäbe) und 85,3% (7 Stäbe) im Druck-Spannung-Diagramm.

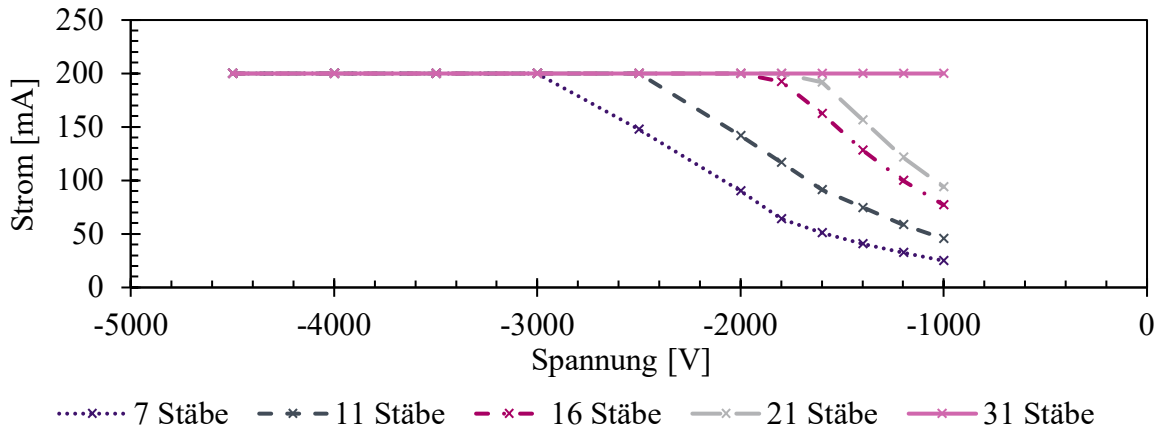


Abbildung 12.14 Vergleich des Kathodenstroms am niedrigsten Betriebsdrucks des Spray Jet-Modus der Transparenzen 26,6% (31 Stäbe), 51,1% (21 Stäbe), 63,3% (16 Stäbe), 75,5% (11 Stäbe) und 85,3% (7 Stäbe) im Druck-Spannung-Diagramm.

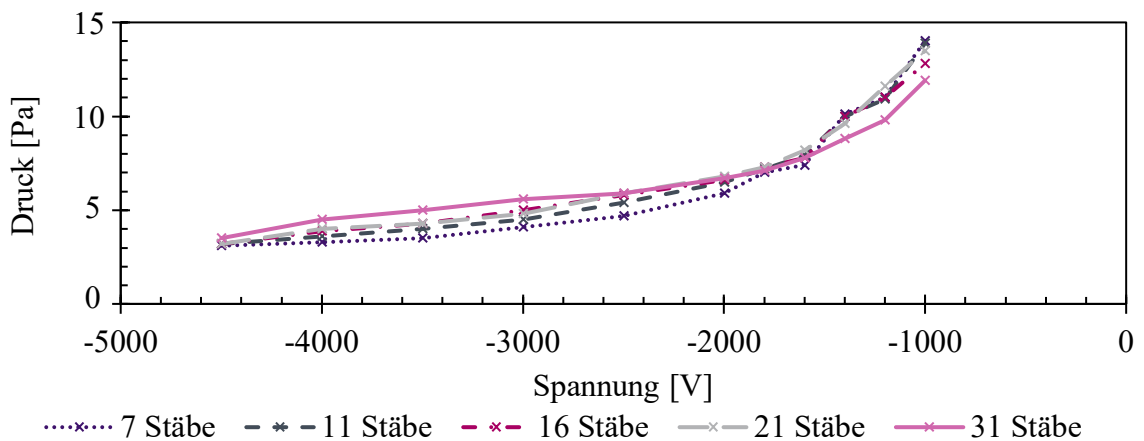


Abbildung 12.15 Vergleich der Spray Jet-Modus-Zündung der Transparenzen 26,6% (31 Stäbe), 51,1% (21 Stäbe), 63,3% (16 Stäbe), 75,5% (11 Stäbe) und 85,3% (7 Stäbe) im Druck-Spannung-Diagramm.

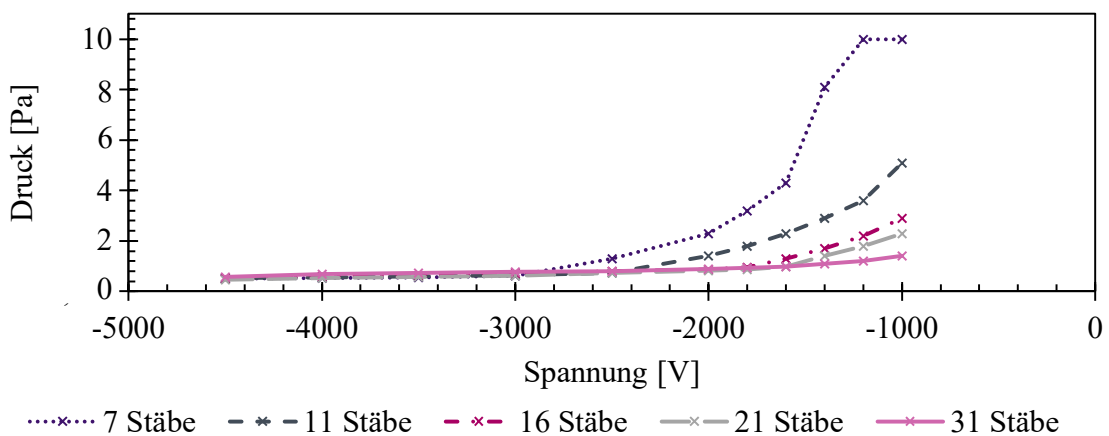


Abbildung 12.16 Vergleich des höchsten Betriebsdruckes im Spray Jet-Modus der Transparenzen 26,6% (31 Stäbe), 51,1% (21 Stäbe), 63,3% (16 Stäbe), 75,5% (11 Stäbe) und 85,3% (7 Stäbe) im Druck-Spannung-Diagramm.

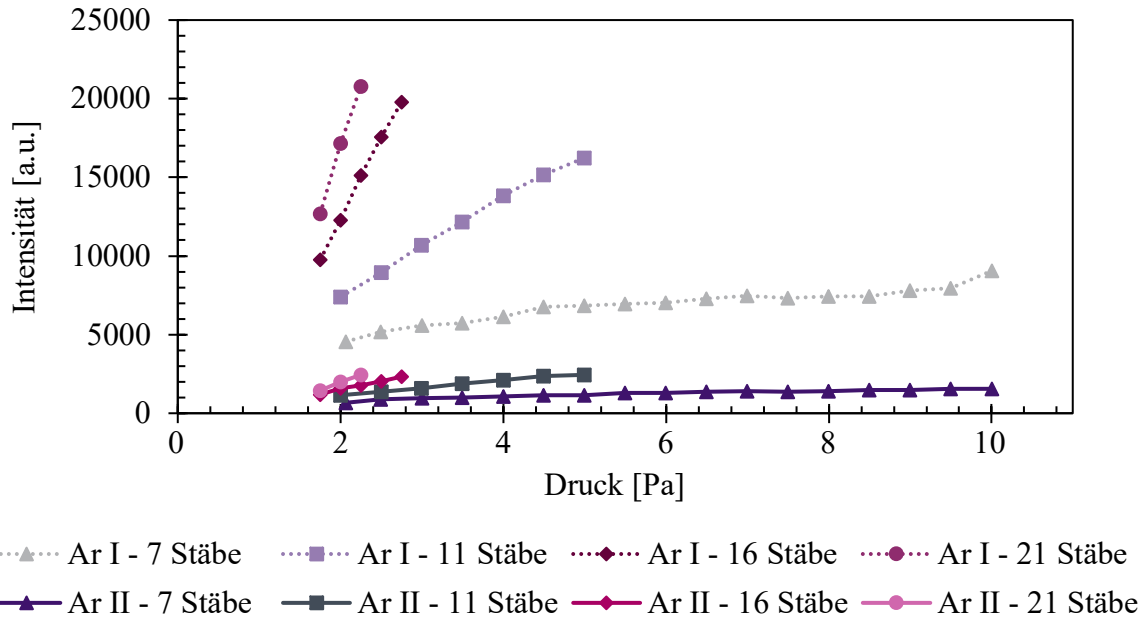


Abbildung 12.17 Verlauf der Emissionslinien von Ar I und Ar II über den Druck im Spray Jet-Modus der Transparenzen 26,6% (31 Stäbe), 51,1% (21 Stäbe), 63,3% (16 Stäbe), 75,5% (11 Stäbe) und 85,3% (7 Stäbe) bei einer Kathodenspannung von -1,6 kV.

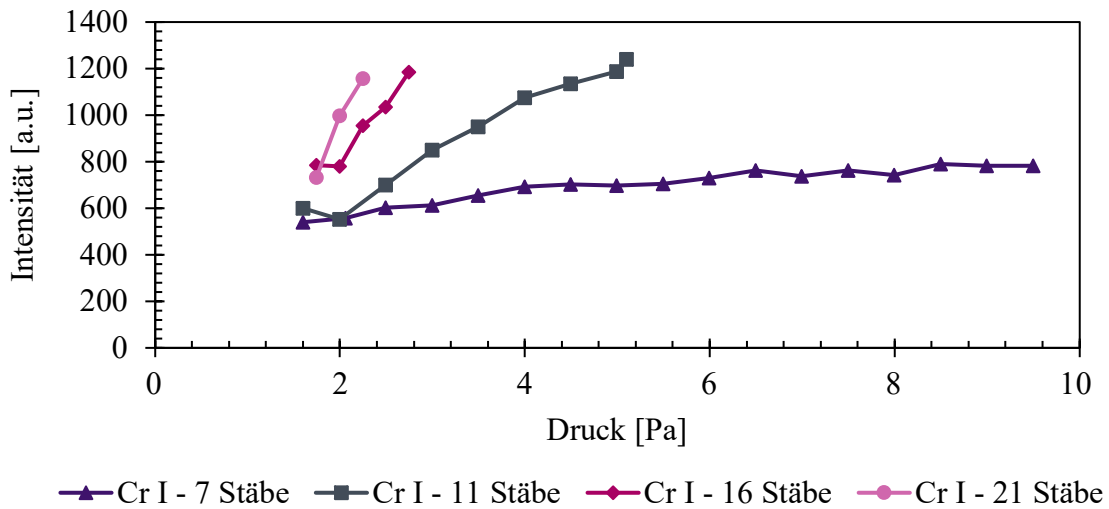


Abbildung 12.18 Verlauf der Emissionslinien von Cr I über den Druck im Spray Jet-Modus der Transparenzen 26,6% (31 Stäbe), 51,1% (21 Stäbe), 63,3% (16 Stäbe), 75,5% (11 Stäbe) und 85,3% (7 Stäbe) bei einer Kathodenspannung von -1,6 kV.

Anhang zu Kapitel 8.3.3: Kathodenöffnungswinkel

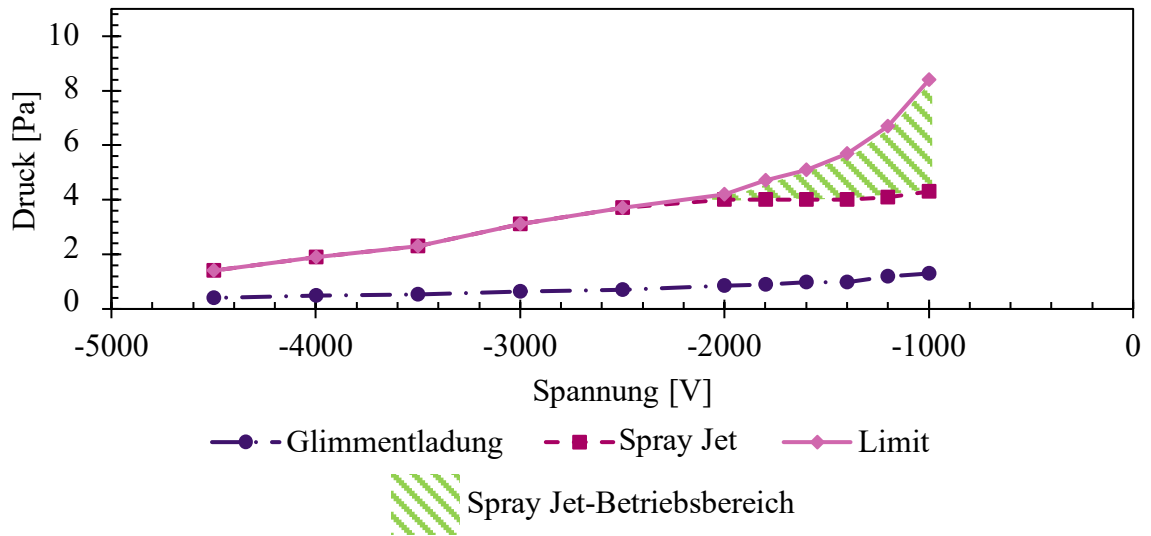


Abbildung 12.19 Druck-Spannungs-Kennlinie einer Kathode aus 13 Stäben (120° Öffnung) mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb.

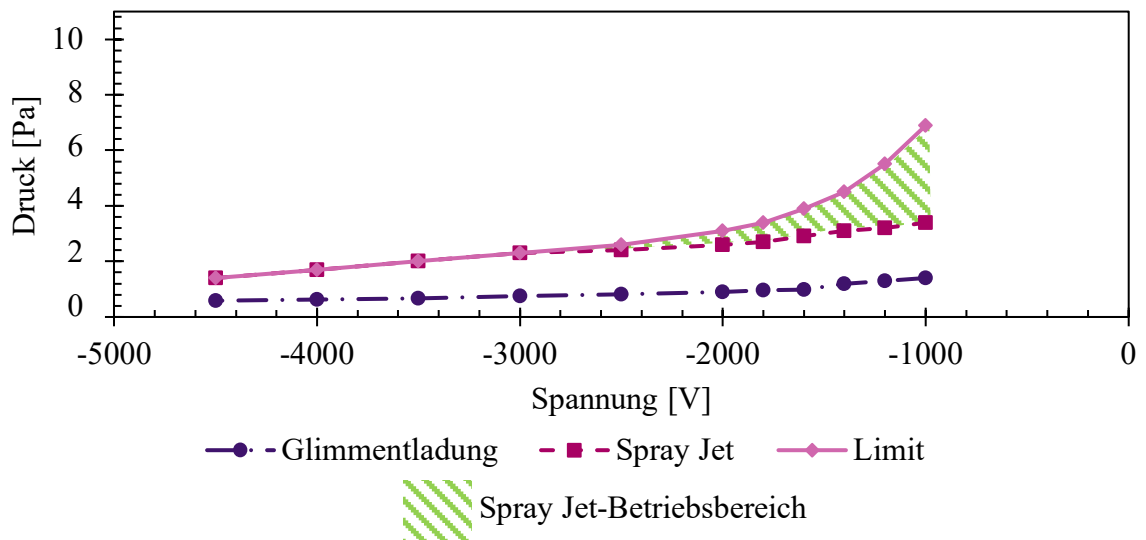


Abbildung 12.20 Druck-Spannungs-Kennlinie einer Kathode aus 14 Stäben (100° Öffnung) mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb.

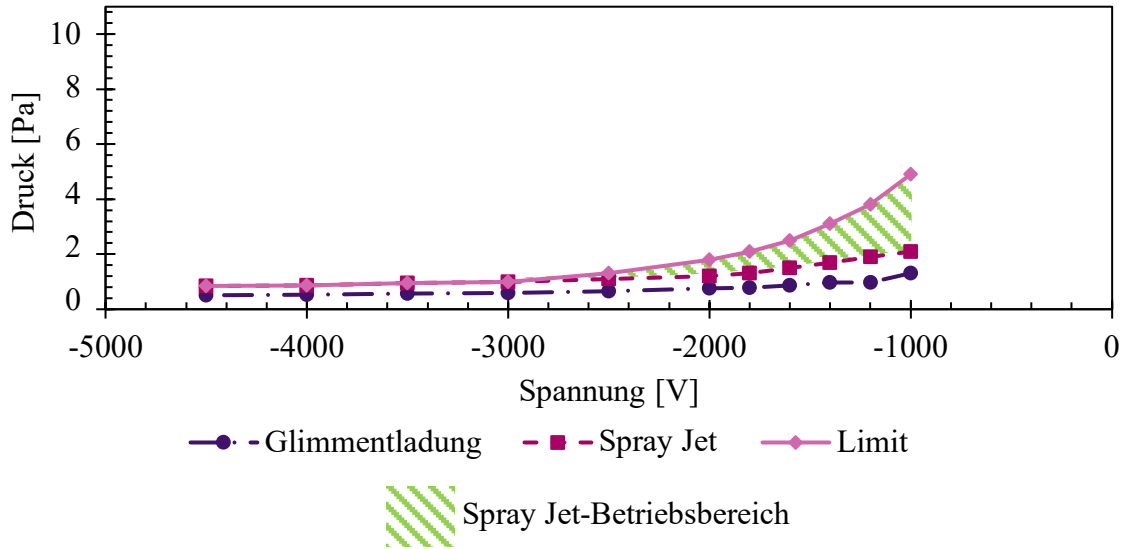


Abbildung 12.21 Druck-Spannungs-Kennlinie einer Kathode aus 15 Stäben (80° Öffnung) mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb.

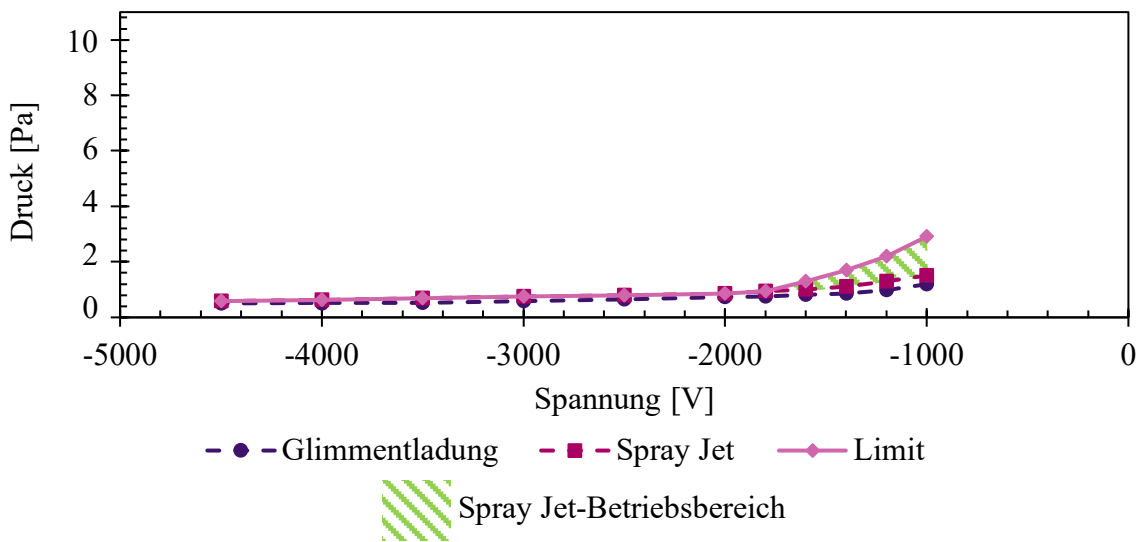


Abbildung 12.22 Druck-Spannungs-Kennlinie einer Kathode aus 16 Stäben (60° Öffnung) mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb.

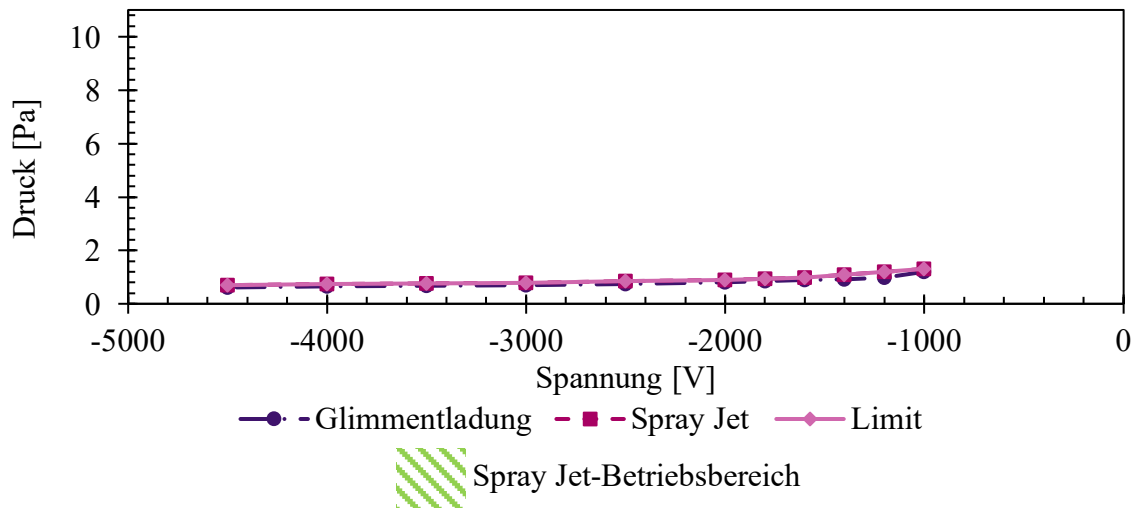


Abbildung 12.23 Druck-Spannungs-Kennlinie einer Kathode aus 17 Stäben (40° Öffnung) mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb.

Anhang zu Kapitel 8.3.4: Kathodendurchmesser

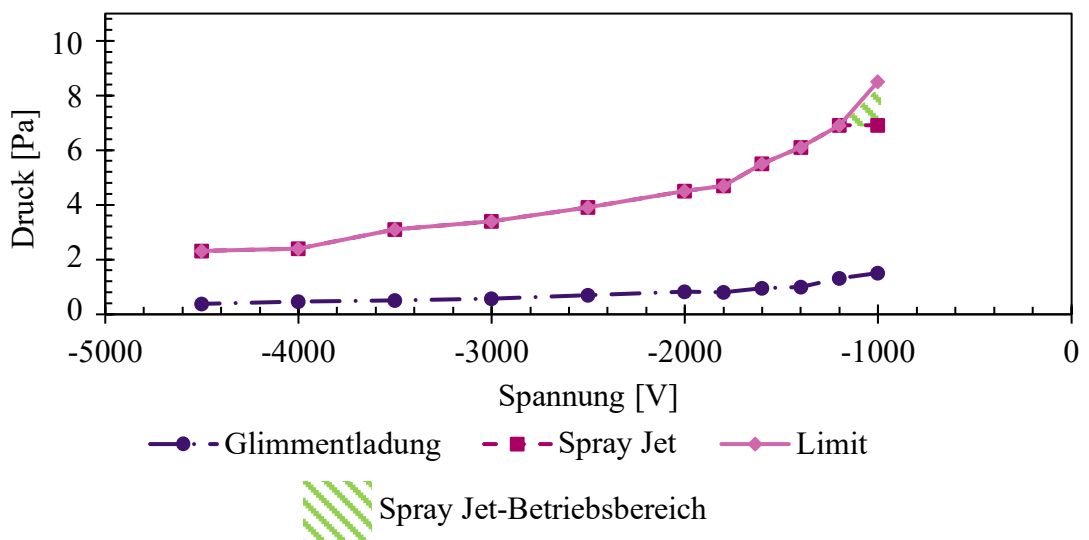


Abbildung 12.24 Druck-Spannungs-Kennlinie einer Kathode in Position C2 mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb.

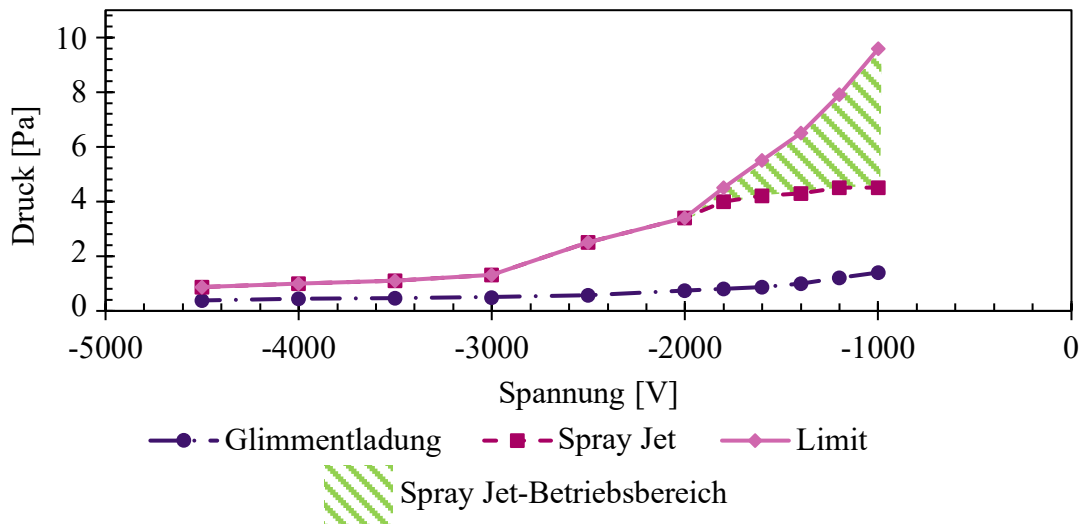


Abbildung 12.25 Druck-Spannungs-Kennlinie einer Kathode in Position C3 mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb.

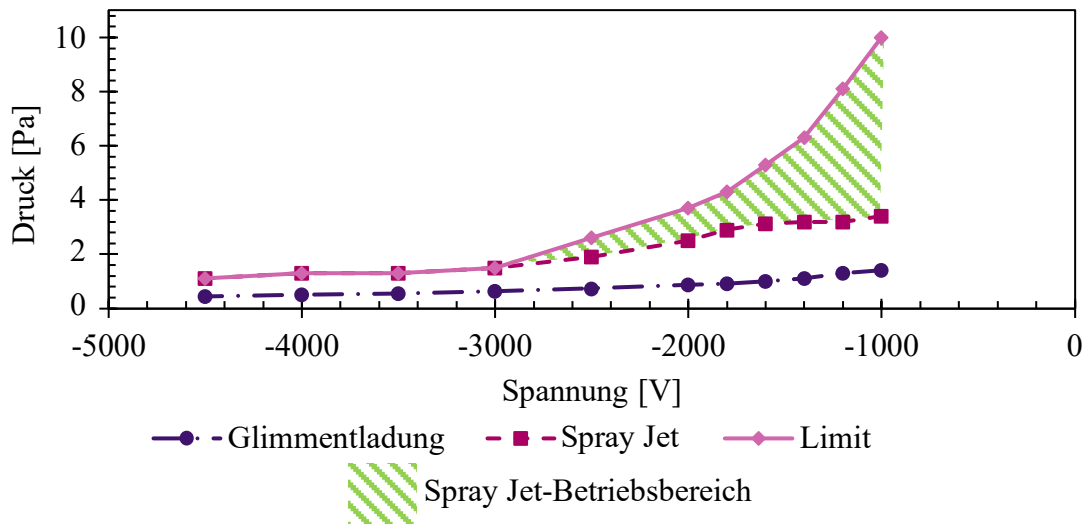


Abbildung 12.26 Druck-Spannungs-Kennlinie einer Kathode in Position C4 mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb.

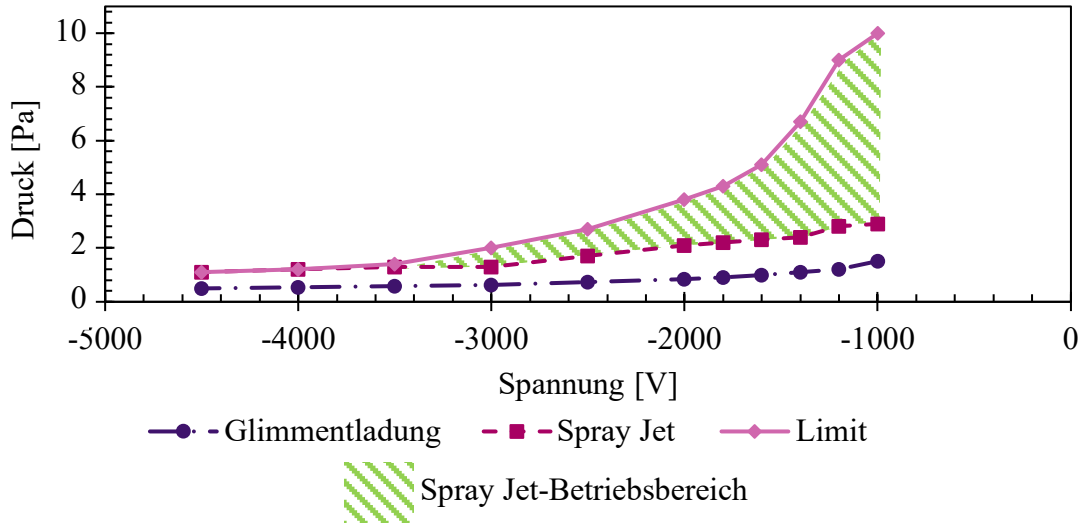


Abbildung 12.27 Druck-Spannungs-Kennlinie einer Kathode in Position C5 mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb.

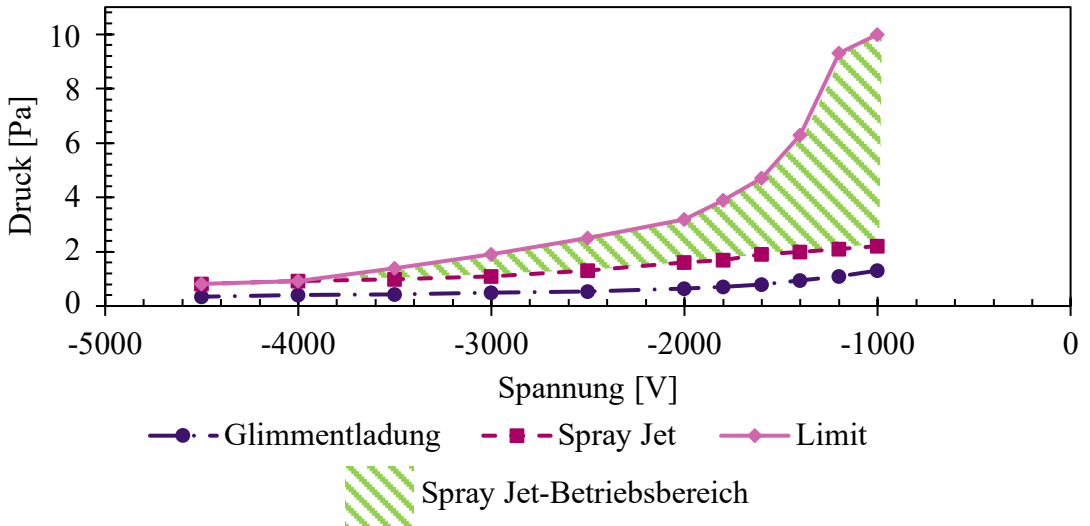


Abbildung 12.28 Druck-Spannungs-Kennlinie einer Kathode in Position C6 mit eingezeichneter Druckgrenze für die Glimmentladung und den Spray Jet und dem maximalen Druck für den Betrieb.

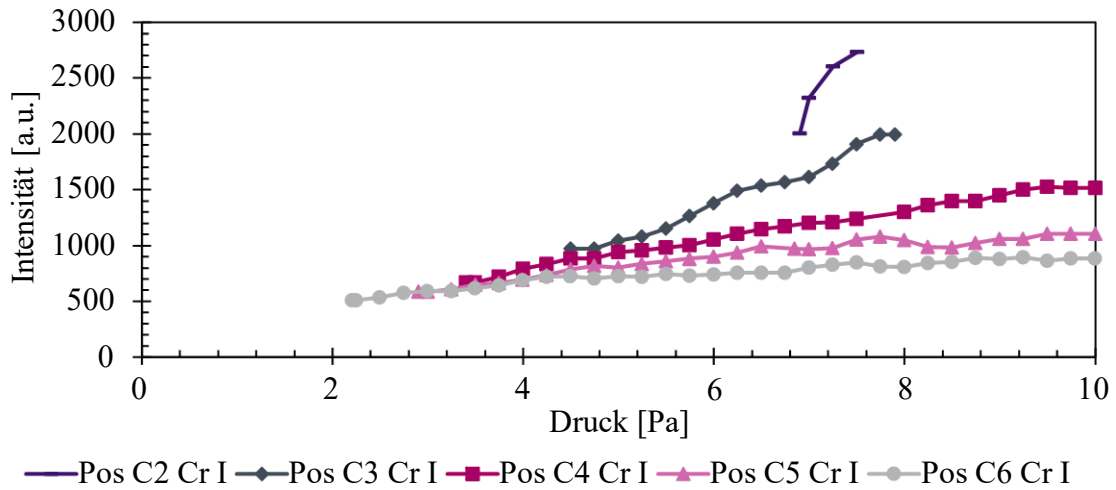


Abbildung 12.29 Gemessene Emissionsintensität von Cr I bei 520,46 nm bei -1000V Kathodenspannung über die untersuchten Durchmesser im Spray Jet-Betrieb.

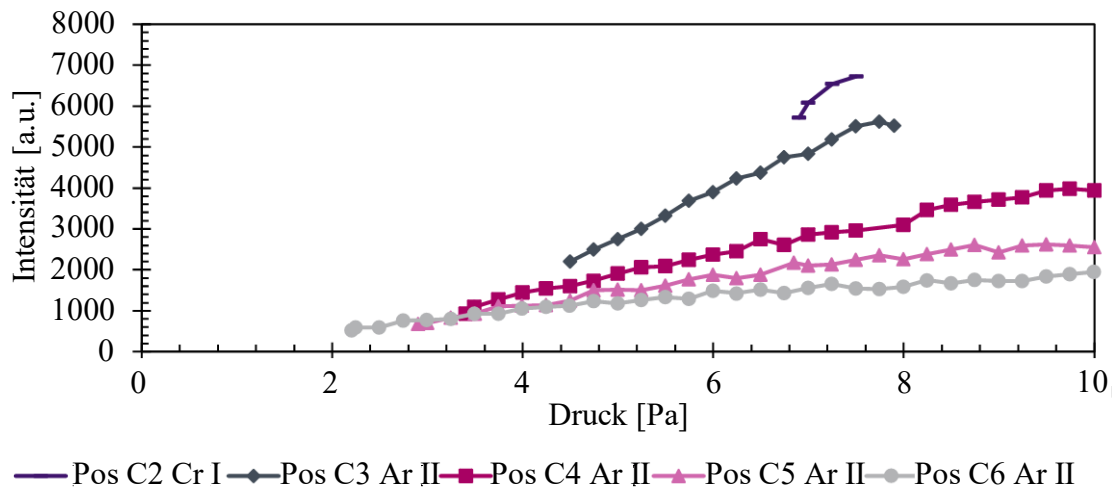


Abbildung 12.30 Gemessene Emissionsintensität von Ar II bei 458,99 nm bei -1000V Kathodenspannung über die untersuchten Durchmesser im Spray Jet-Betrieb.

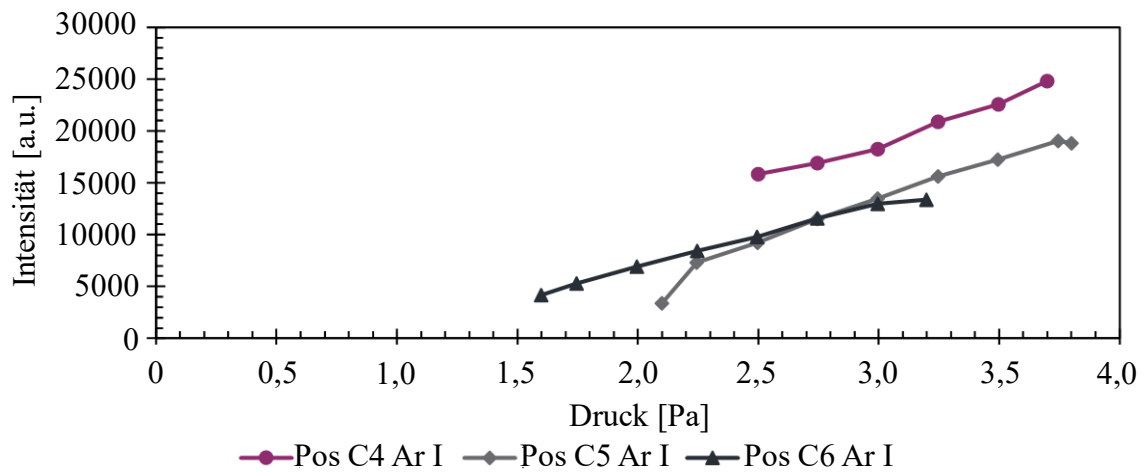


Abbildung 12.31 Gemessene Emissionsintensität von Ar I bei 750,22 nm bei -2000V Kathodenspannung über die untersuchten Durchmesser im Spray Jet-Betrieb.

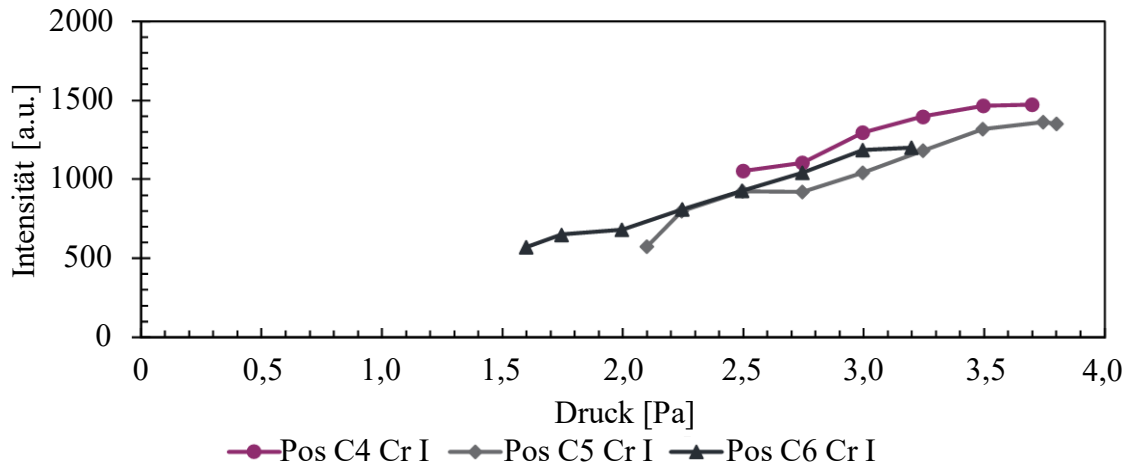


Abbildung 12.32 Gemessene Emissionsintensität von Cr I bei 520,46 nm bei -2000V Kathodenspannung über die untersuchten Durchmesser im Spray Jet-Betrieb.

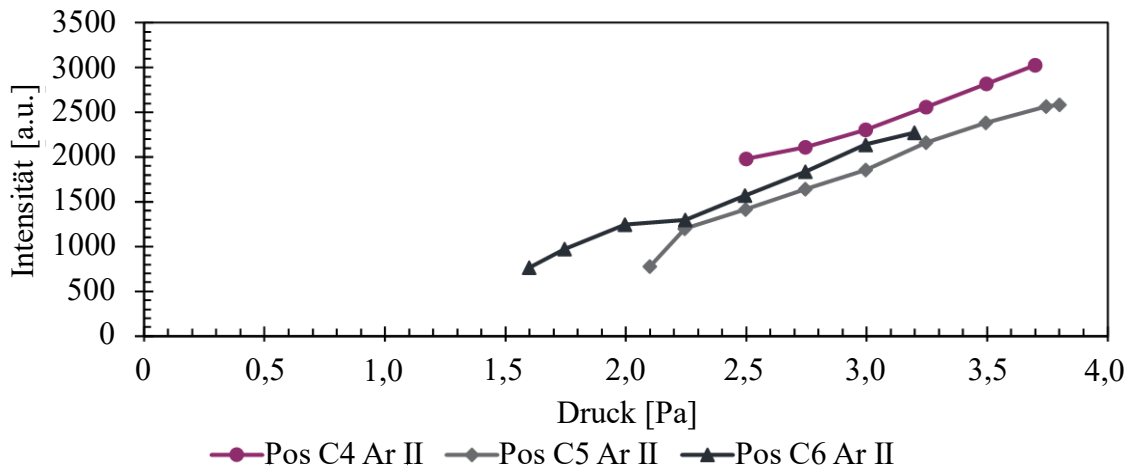


Abbildung 12.33 Gemessene Emissionsintensität von Ar II bei 458,99 nm bei -2000V Kathodenspannung über die untersuchten Durchmesser im Spray Jet-Betrieb.

Anhang zu Kapitel 9.2: Konzeptioneller Beweis über die Schichtabscheidung

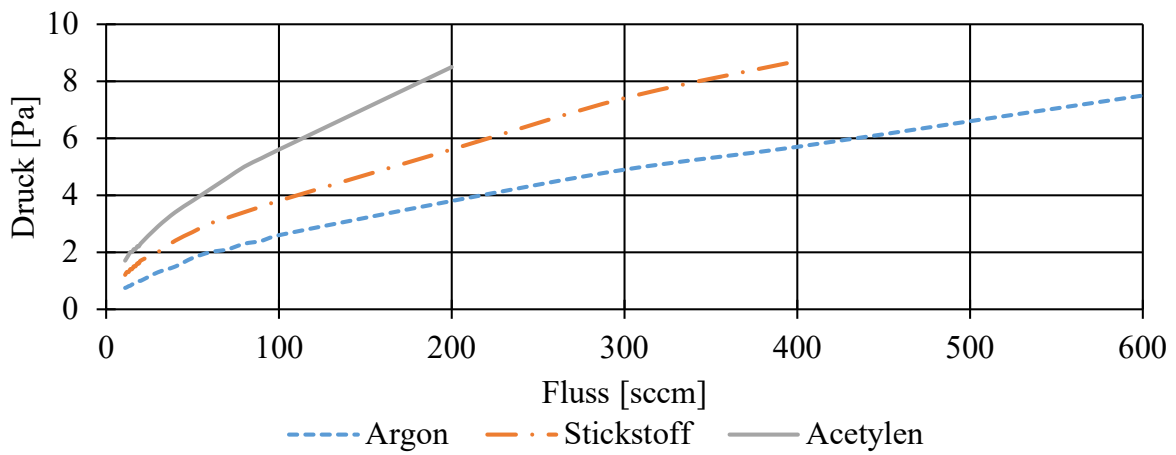


Abbildung 12.34 Druckkurven der Vorpumpen mit Argon, Stickstoff und Acetylen vom Gasfluss [sccm] zu Druck.