

Entwicklung einer ionenoptischen Säule mit Booster-Prinzip zur Erzeugung einer niederenergetischen Rasterionensonde

Dissertation

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Eberhard Karls Universität Tübingen
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt von
Karin Marianowski
aus Reutlingen

Tübingen
2013

Tag der mündlichen Qualifikation:

Dekan:

1. Berichterstatter:

2. Berichterstatter:

3. Berichterstatter:

08.07.2014

Prof. Dr. Wolfgang Rosenstiel

Prof. Dr. Erich Plies

Prof. Dr. Dieter Kern

Prof. Dr. Harald Rose

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Status und Aufgabenstellung	3
2.1	Stand der Technik zur Erzeugung niederenergetischer Rasterionensonden	3
2.2	Aufgabenstellung	5
3	Theoretische Grundlagen	9
3.1	Grundlagen der Ionenoptik	9
3.1.1	Bewegungsgleichung	9
3.1.2	Paraxiale Näherung	10
3.1.3	Bildfehler	12
3.2	Betriebsmodi	13
3.3	Elektrostatische Ablenker	15
3.4	Bestimmung des Auflösungsvermögens	16
3.5	Coulomb-Wechselwirkung	17
4	Software	21
4.1	OPTICS	21
4.2	IMAGE	22
4.2.1	Verwendete Parameter	26
4.2.2	Nachbearbeitung	29
4.3	EO-3D	30
5	Simulation	31
5.1	Zielsetzung	31
5.2	Grundlegende Betrachtungen	32
5.2.1	Vorgehensweise	34
5.2.2	Ergebnis	35
5.3	Optimierung des Simulationsansatzes	37
5.4	Optimale Position der Aperturblende	48
5.5	Festlegung der freien Komponenten	48

5.5.1	Rasterablenker	48
5.5.2	Objektivlinse	59
5.5.3	Sekundärelektronenweg	69
5.6	Simulation des endgültigen Systems	76
5.6.1	Simulationsmodelle der beiden Linsen	76
5.6.2	Simulationen mit OPTICS	82
5.6.3	Simulationen mit IMAGE ohne Aperturblende	85
5.6.4	Simulationen mit IMAGE mit Aperturblende	86
5.6.5	Abschließende Bemerkungen	102
6	Konstruktion	105
6.1	Materialwahl	105
6.2	Allgemeine Designregeln	106
6.3	Strahlkopf	107
6.4	Strahlerlinse	108
6.5	Ventil- und Aperturblendeneinheit	114
6.6	Rasterdoppelablenker	116
6.7	Objektivlinse	117
6.8	Probenhalter und Faraday-Becher	124
6.9	Zusätzlicher Justageablenker	126
7	Elektronik	129
7.1	Potentialverlauf	129
7.2	Emitter und Extraktor	129
7.3	Rasterdoppelablenker	130
7.4	Rastereinheit	132
7.5	Erdungskonzept	134
7.6	Stabilität und tatsächliche Spannung	138
7.7	Justage	139
8	Experimenteller Aufbau	141
8.1	Aufbau	141
8.2	Vakuum	143
8.3	Hochspannung	144
8.4	Flüssigmetallionenquelle	145
8.5	Systemjustage	146
8.6	Charakterisierung der Probe	147
9	Experimentelle Ergebnisse	151
9.1	Allgemeines	151
9.2	Rasterdoppelablenker	151

9.3	Auflösungsvermögen	153
9.3.1	Vorgehensweise	153
9.3.2	Mittleres kinetisches Potential des Strahlführungsrohrs	155
9.3.3	Hohes kinetisches Potential des Strahlführungsrohrs	158
9.4	Weitere Beobachtungen	161
9.4.1	Aperturblende	161
9.4.2	Beschichtung	161
9.4.3	Sputtern	163
9.5	Diskussion	163
10	Zusammenfassung und Ausblick	167
A	Abkürzungen und Symbole	169
A.1	Liste der verwendeten Abkürzungen	169
A.2	Liste der verwendeten Bezeichnungen	169
A.3	Liste der verwendeten Symbole	170
B	Zur Wahl der Simulationsparameter für IMAGE	177
B.1	Gesamtteilchenzahl	178
B.2	Teilchenzahl pro Bunch	179
B.3	Treecode-Algorithmus	180
B.4	Güte der modellierten Verteilung	180
C	Detaillierte Simulationsergebnisse	185
C.1	Grundlegende Betrachtungen	185
C.2	Simulationen mit OPTICS	192
C.3	Simulationen mit IMAGE ohne Aperturblende	200
C.4	Simulationen mit IMAGE mit Aperturblende	213
	Literaturverzeichnis	239

Abbildungsverzeichnis

2.1	Potentialverlauf des bisher besten Systems mit geerdeter Probe	6
5.1	Simulationsmodelle für die abschätzenden Rechnungen	33
5.2	Hybridsystem: Sondendurchmesser für $E_i = 1.0$ keV	36
5.3	Hybridsystem: Sondendurchmesser für $E_i = 2.0$ keV	36
5.4	Hybridsystem: Sondendurchmesser für $E_i = 3.0$ keV	37
5.5	Strahlstrom in Abhängigkeit der Aperturblende	39
5.6	Sondendurchmesser in Abhängigkeit des Sprayblendendurchmessers . .	40
5.7	Sondendurchmesser bei angepasster Vergrößerung	40
5.8	Sondendurchmesser und Strahlstrom für $d_{Apertur} = 40$ μm	41
5.9	Sondendurchmesser und Strahlstrom für $d_{Apertur} = 50$ μm	42
5.10	Sondendurchmesser und Strahlstrom für $d_{Apertur} = 60$ μm	43
5.11	Sondendurchmesser und Strahlstrom für $d_{Apertur} = 70$ μm	44
5.12	Sondendurchmesser und Strahlstrom für $d_{Apertur} = 80$ μm	45
5.13	Sondendurchmesser und Strahlstrom für $d_{Apertur} = 90$ μm	46
5.14	Sondendurchmesser und Strahlstrom für $d_{Apertur} = 100$ μm	47
5.15	Zur Position der Aperturblende	49
5.16	Simulationsmodell der Objektivlinse für den Postlens-Ablenker	51
5.17	Dipolkomponente für unterschiedlich lange Ablenker	52
5.18	Simulationsmodell der Objektivlinse für den Inlens-Ablenker	52
5.19	Ausgabe von PLOTS für den Praelens-Ablenker ($d_w = 15.0$ mm)	55
5.20	Ausgabe von PLOTS für den Inlens-Ablenker ($d_w = 15.0$ mm)	56
5.21	Ausgabe von PLOTS für den Postlens-Ablenker ($d_w = 15.0$ mm)	56
5.22	Relativer Sondenzuwachs ($d_w = 15.0$ mm)	57
5.23	Ausgabe von PLOTS für den Praelens-Ablenker ($d_w = 5.0$ mm)	58
5.24	Relativer Sondenzuwachs ($d_w = 5.0$ mm)	58
5.25	Für EO3D verwendetes Gitter	61
5.26	Äquipotentiallinienverlauf für zwei verschiedene Arbeitsabstände	62
5.27	Simulationsmodelle der Objektivlinsengeometrien 3 und 5	63
5.28	Φ_{OL2} für die Objektivlinsengeometrien 1 bis 5	64
5.29	C_{ci} für die Objektivlinsengeometrien 1 bis 5	64

5.30	C_{si} für die Objektivlinsengeometrien 1 bis 5	65
5.31	Φ_{OL2} für die Objektivlinsengeometrien 5a bis 5e	66
5.32	C_{ci} für die Objektivlinsengeometrien 5a bis 5e	66
5.33	C_{si} für die Objektivlinsengeometrien 5a bis 5e	67
5.34	Φ_{OL2} für ausgesuchte Objektivlinsen	67
5.35	C_{ci} für ausgesuchte Objektivlinsen	68
5.36	C_{si} für ausgesuchte Objektivlinsen	68
5.37	Optimierter Äquipotentiallinienverlauf für kleinen Arbeitsabstand	69
5.38	Äquipotentiallinienverlauf für zwei modifizierte Anordnungen	70
5.39	Geometrie des Halters des Absaugnetzchens	72
5.40	Äquipotentiallinienverlauf für ein zweistufiges Absaugsystem	73
5.41	Äquipotentiallinienverlauf für eine seitlich versetzte Probe	74
5.42	Abschätzung der Ablenkung für $d_{w,f} = 4.8$ mm	75
5.43	Simulationsmodell der Strahlerlinse	77
5.44	Simulationsmodell der Objektivlinse	78
5.45	Einheitspotentiale V_1 und V_2 der Strahlerlinse	79
5.46	Einheitspotentiale V_3 und V_4 der Strahlerlinse	80
5.47	Einheitspotentiale V_1 und V_2 der Objektivlinse	81
5.48	Einheitspotential V_3 der Objektivlinse	82
5.49	Zwei Beispiele für den wesentlichen Verlauf von $d_{FW50}(M)$	87
5.50	Zwei Beispiele für einen begrenzten Ausschnitt von $d_{FW50}(M)$	88
5.51	Sondendurchmesser für $L_{System} = 403.7$ mm und $E_i = 1.0$ keV	89
5.52	Sondendurchmesser für $L_{System} = 403.7$ mm und $E_i = 2.0$ keV	90
5.53	Sondendurchmesser für $L_{System} = 403.7$ mm und $E_i = 3.0$ keV	90
5.54	Sondendurchmesser für $L_{System} = 528.7$ mm und $E_i = 1.0$ keV	91
5.55	Sondendurchmesser für $L_{System} = 528.7$ mm und $E_i = 2.0$ keV	91
5.56	Sondendurchmesser für $L_{System} = 528.7$ mm und $E_i = 3.0$ keV	92
5.57	Sondendurchmesser für $E_i = 2.0$ keV und $M = -0.500$	95
5.58	Sondendurchmesser für $E_i = 1.0$ keV und $I_{Strahl} = 125$ pA	96
5.59	Sondendurchmesser für $E_i = 2.0$ keV und $I_{Strahl} = 125$ pA	96
5.60	Sondendurchmesser für $E_i = 3.0$ keV und $I_{Strahl} = 125$ pA	97
5.61	Energieverteilungen für $E_i = 1.0$ keV	99
5.62	Energieverteilungen für $E_i = 2.0$ keV	100
5.63	Energieverteilungen für $E_i = 3.0$ keV	101
5.64	Fundamentalbahn r_α für $E_i = 1.0$ keV	103
5.65	Fundamentalbahn r_α für $E_i = 2.0$ keV	103
5.66	Fundamentalbahn r_α für $E_i = 3.0$ keV	104
6.1	Emitter ohne Extraktoreinheit	108
6.2	0 °-Schnitt des Strahlerlinsenbereichs	110
6.3	90 °-Schnitt des Strahlerlinsenbereichs	111

6.4	Äquipotentiallinienverlauf für unterschiedliche Entlüftungslöcher	112
6.5	Details zur Kontaktierung der Strahlerlinse	113
6.6	Ventilbasis	113
6.7	Aperturblende und Ventil	114
6.8	Kontaktierung der Aperturblende	115
6.9	Siebenfach-Durchführung	117
6.10	Rasterdoppelablenker	118
6.11	0 °-Schnitt des Objektivlinsenbereichs	119
6.12	90 °-Schnitt des Objektivlinsenbereichs	120
6.13	Ansicht der Objektivlinse von unten	121
6.14	Montierte Objektivlinseneinheit	121
6.15	Kontaktierung der Fokuselektrode der Objektivlinse	122
6.16	Verkabelung des Rasterdoppelablenkers	123
6.17	Absaugnetzchen	123
6.18	Bestandteile des Faraday-Bechers	125
6.19	Bestückter Probenhalter	126
6.20	Justageablenker	127
6.21	Montierter Justageablenker	128
7.1	Potentialverlauf der ionenoptischen Säule	130
7.2	Eingang „Netzsynchro“	133
7.3	Kalibrierung der ADDA II	134
7.4	Verkabelungsplan Teil 1	136
7.5	Verkabelungsplan Teil 2	137
7.6	Verkabelung für das Wobbeln	139
7.7	Eingang „Wobbeln“	140
8.1	Frontansicht des Laboraufbaus	141
8.2	Rückenansicht des Laboraufbaus	142
8.3	Sekundärelektronenweg	143
8.4	Vermessung des 400er Gitters	148
8.5	Vermessung des Quantifoil [®] -Netzchens	149
9.1	Schräger Einfall in den Rasterdoppelablenker	152
9.2	Wirkung nur einer Rasterablenketape	152
9.3	Aufnahmen für $E_i = 2.0$ keV, $\Phi_{SFR} = 6.98$ kV, $d_w = 9.6$ mm	153
9.4	Linescans für $E_i = 2.0$ keV, $\Phi_{SFR} = 6.98$ kV, $d_w = 9.6$ mm	154
9.5	Fit an Linescan 1 für $E_i = 2.0$ keV, $\Phi_{SFR} = 6.98$ kV, $d_w = 9.6$ mm	155
9.6	Aufnahmen für $E_i = 2.0$ keV, $\Phi_{SFR} = 6.98$ kV, $d_w = 13.2$ mm	156
9.7	Aufnahmen für $E_i = 3.0$ keV, $\Phi_{SFR} = 7.98$ kV, $d_w = 9.6$ mm	156
9.8	Aufnahmen für $E_i = 3.0$ keV, $\Phi_{SFR} = 7.98$ kV, $d_w = 13.2$ mm	157

9.9	Aufnahmen für $E_i = 2.0$ keV, $\Phi_{SFR} = 12.00$ kV, $d_w = 5.0$ mm	159
9.10	SE-Aufnahme für $E_i = 1.0$ keV, $\Phi_{SFR} = 11.00$ kV, $d_w = 5.0$ mm	159
9.11	SE-Aufnahme für $E_i = 3.0$ keV, $\Phi_{SFR} = 13.00$ kV, $d_w = 5.0$ mm	160
9.12	Aufnahmen für $d_{Apertur} = 70$ μm und $d_{Apertur} = 100$ μm	162
9.13	Beschichtung der Probe mit Gallium	162
9.14	Abtragen von Zinnkugeln	163
9.15	Bearbeitung der Probe	164
9.16	Zerstörung des Quantifoil [©] -Netzchens	164
B.1	Mittelung über 10 Mikrozustände	178
B.2	Mittelung über 20 Mikrozustände	179
B.3	Variation der Teilchenzahl pro Bunch für $I_{Strahl} = 100$ pA	180
B.4	Variation der Teilchenzahl pro Bunch für Treecode-Parameter = 1	181
B.5	Variation der Teilchenzahl pro Bunch für $I_{Strahl} = 200$ pA	181
B.6	Variation der Teilchenzahl pro Bunch für $I_{Strahl} = 300$ pA	182
B.7	Vergleich der Ergebnisse für $I_{Strahl} = 100$ pA	182
B.8	Schwankung der anfänglichen Energiebreite	183
B.9	Variation des Seeds	184
C.1	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 1.0$ keV und $d_{Apertur} = 40$ μm	214
C.2	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 1.0$ keV und $d_{Apertur} = 50$ μm	215
C.3	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 1.0$ keV und $d_{Apertur} = 60$ μm	216
C.4	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 1.0$ keV und $d_{Apertur} = 70$ μm	217
C.5	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 1.0$ keV und $d_{Apertur} = 80$ μm	218
C.6	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 1.0$ keV und $d_{Apertur} = 90$ μm	219
C.7	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 1.0$ keV und $d_{Apertur} = 100$ μm	220
C.8	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 1.0$ keV und $d_{Apertur} = 200$ μm	221
C.9	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 2.0$ keV und $d_{Apertur} = 40$ μm	222
C.10	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 2.0$ keV und $d_{Apertur} = 50$ μm	223
C.11	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 2.0$ keV und $d_{Apertur} = 60$ μm	224
C.12	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 2.0$ keV und $d_{Apertur} = 70$ μm	225
C.13	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 2.0$ keV und $d_{Apertur} = 80$ μm	226
C.14	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 2.0$ keV und $d_{Apertur} = 90$ μm	227
C.15	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 2.0$ keV und $d_{Apertur} = 100$ μm	228
C.16	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 2.0$ keV und $d_{Apertur} = 200$ μm	229
C.17	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 3.0$ keV und $d_{Apertur} = 40$ μm	230
C.18	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 3.0$ keV und $d_{Apertur} = 50$ μm	231
C.19	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 3.0$ keV und $d_{Apertur} = 60$ μm	232
C.20	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 3.0$ keV und $d_{Apertur} = 70$ μm	233
C.21	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 3.0$ keV und $d_{Apertur} = 80$ μm	234
C.22	Ergebnis von IMAGE für $E_i = 3.0$ keV und $d_{Apertur} = 90$ μm	235

C.23 Ergebnis von IMAGE für $E_i = 3.0$ keV und $d_{Apertur} = 100$ μm	236
C.24 Ergebnis von IMAGE für $E_i = 3.0$ keV und $d_{Apertur} = 200$ μm	237

Tabellenverzeichnis

2.1	Systeme ohne feldfreie Probe	4
2.2	Systeme mit feldfreier Probe	5
4.1	Simulationsparameter für IMAGE: Quelle	27
4.2	Simulationsparameter für IMAGE: Strahlteilchen	27
4.3	Simulationsparameter für IMAGE: Statistik	28
5.1	Sondendurchmesser in Abhängigkeit des Aperturblendendurchmessers	48
5.2	Geometriedaten der betrachteten Praelens-Ablenker	53
5.3	Notwendige Ablenkspannungen für ein Rasterfeld von $2.0 \times 2.0 \text{ mm}^2$	55
5.4	Geometrien der letzten Objektivlinsenelektrode	60
5.5	Ergebnisse von OPTICS	84
5.6	Strahldurchmesser am Ort der Aperturblende	84
5.7	Ausfüllung der feldbegrenzenden Blende	85
5.8	Zwischenergebnisse von IMAGE	89
5.9	Ergebnisse von IMAGE für $E_i = 1.0 \text{ keV}$	93
5.10	Ergebnisse von IMAGE für $E_i = 2.0 \text{ keV}$	94
5.11	Ergebnisse von IMAGE für $E_i = 3.0 \text{ keV}$	94
5.12	Ergebnisse von IMAGE für $I_{Strahl} = 125 \text{ pA}$	97
5.13	Fitparameter für die Energieverteilungen	98
6.1	Sputter-Raten für die verwendeten Materialien	106
7.1	Spannungsbelegung des Rasterdoppelablenkers	131
7.2	Verwendete Hochspannungsmodule	138
8.1	Nachgewiesene Spannungsfestigkeit.	145
8.2	Charakterisierung der Probe	150
9.1	Experimentelle Ergebnisse für $U_{SFR} = -5.0 \text{ kV}$	157
9.2	Theoretische Ergebnisse für $U_{SFR} = -5.0 \text{ kV}$	158
9.3	Experimentelle Ergebnisse für $U_{SFR} = -10.0 \text{ kV}$	160

9.4	Theoretische Ergebnisse für $U_{SFR} = -10.0$ kV	161
10.1	Zusammenfassung der experimentellen Ergebnisse	168
C.1	Hybridsystem: Ergebnisse von OPTICS für $E_i = 1.0$ keV	186
C.2	Hybridsystem: Ergebnisse von OPTICS für $E_i = 2.0$ keV	187
C.3	Hybridsystem: Ergebnisse von OPTICS für $E_i = 3.0$ keV	188
C.4	Hybridsystem: Ergebnisse von IMAGE für $E_i = 1.0$ keV	189
C.5	Hybridsystem: Ergebnisse von IMAGE für $E_i = 2.0$ keV	190
C.6	Hybridsystem: Ergebnisse von IMAGE für $E_i = 3.0$ keV	191
C.7	Ergebnisse von OPTICS für $L_{System} = 403.7$ mm	193
C.8	Ergebnisse von OPTICS für $L_{System} = 408.7$ mm	194
C.9	Ergebnisse von OPTICS für $L_{System} = 413.7$ mm	195
C.10	Ergebnisse von OPTICS für $L_{System} = 528.7$ mm	196
C.11	Ergebnisse von OPTICS für $L_{System} = 533.7$ mm	197
C.12	Ergebnisse von OPTICS für $L_{System} = 538.7$ mm	198
C.13	Eigenschaften der beiden Immersionslinsen nach OPTICS	199
C.14	Zwischenergebnisse von IMAGE für $L_{System} = 403.7$ mm	201
C.15	Zwischenergebnisse von IMAGE für $L_{System} = 408.7$ mm	202
C.16	Zwischenergebnisse von IMAGE für $L_{System} = 413.7$ mm	203
C.17	Zwischenergebnisse von IMAGE für $L_{System} = 528.7$ mm	204
C.18	Zwischenergebnisse von IMAGE für $L_{System} = 533.7$ mm	205
C.19	Zwischenergebnisse von IMAGE für $L_{System} = 538.7$ mm	206
C.20	Fitparameter für $L_{System} = 403.7$ mm	207
C.21	Fitparameter für $L_{System} = 408.7$ mm	208
C.22	Fitparameter für $L_{System} = 413.7$ mm	209
C.23	Fitparameter für $L_{System} = 528.7$ mm	210
C.24	Fitparameter für $L_{System} = 533.7$ mm	211
C.25	Fitparameter für $L_{System} = 538.7$ mm	212
C.26	Eigenschaften der beiden Immersionslinsen nach IMAGE	238

Kapitel 1

Einleitung

Bereits im Jahr 1959 schlug Feynman die Verwendung von Ionenstrahlen für die Deposition sehr kleiner Strukturen vor [1]. Doch erst als Krohn und Ringo im Jahr 1975 eine Ionenquelle mit sehr hohem Richtstrahlwert entwickelten [2], rückten Ionenstrahlen wieder in den Blickpunkt der Wissenschaft. 1978 stellten Seliger et al. die erste Rasterionen-sonde mit einer derartigen Ionenquelle vor [3]. Mittlerweile sind Systeme mit fokussiertem Ionenstrahl (FIB) kommerziell erhältlich und seit der Entwicklung der Zweistrahlgeräte, die den fokussierten Ionenstrahl mit einem konventionellen Rasterelektronenmikroskop (SEM) vereinen, nicht mehr aus der Industrie- und Forschungslandschaft wegzudenken.

Die meisten Geräte sind mit einer Flüssigmetallionenquelle (LMIS) ausgestattet und arbeiten mit positiv geladenen Gallium-Ionen bei Landeenergien von typischerweise 3 bis 30 keV. Aber auch die etwas schwieriger zu handhabenden Legierungsquellen kommen zum Einsatz und bieten im Zusammenspiel mit einem Massenseparator die Möglichkeit, Ionen anderer Gattungen wie zum Beispiel Gold oder Silizium zu verwenden [4]. Im Hochauflösungsmodus bei einem Sondenstrom von wenigen Picoampere werden mittlerweile Sondengrößen von bis zu 5 nm erreicht, beim Abtragen von Material mit Strömen von einigen Nanoampere und Stromdichten größer 10 A/cm^2 immerhin noch Sondengrößen von wenigen hundert Nanometern.

Einen Überblick über die Vielzahl an Einsatzmöglichkeiten findet sich zum Beispiel in [5], [6] und [7]. Sie umfassen unter anderem die Inspektion, Reparatur und Veränderung von integrierten Schaltkreisen, die Reparatur bestehender Lithographie-Masken, die maskenlose Lithographie (und damit auch die Prototypen-Entwicklung zukünftiger Belichtungsmasken), die Implantation, (in Kombination mit einem Precursor-Gas) die ortsgenaue Deposition, die Probenpräparation für die Transmissionselektronenmikroskopie, das Herauslösen von Sekundärionen aus einer Probe für die Sekundärionen-Massenspektrometrie (SIMS), die sehr genaue Materialbearbeitung sowie das Gas unterstützte Ätzen (GAE). Bei letzterem löst der Ionenstrahl eine chemische Reaktion zwischen dem Probenmaterial und einem Gas aus, das etwa 30 bis

500 μm über der Probe vorbeigeführt wird. Die Abtragsrate kann so deutlich erhöht und die Redeposition erheblich verringert werden [8].

Trotz der vielen Methoden, die für die Verwendung des fokussierten Ionenstrahls entwickelt wurden (Verkippen der Probe während der Bearbeitung, schrittweise Reduktion des Strahlstroms, Optimierung des Schreibmusters und des Überlapps von einer Strahlposition zur nächsten, Aufbringung einer Schutzschicht vor der Bearbeitung oder auch raffinierte Kombinationen von Probenmaterial und unterstützendem Gas), kann das Abtragen und die Implantation von Material nur bedingt kontrolliert werden, so dass je nach Anwendung ein Teil des deponierten Materials wieder entfernt oder die Oberfläche des verbleibenden Materials geschädigt wird. Bei der Probenpräparation für die Transmissionselektronenmikroskopie beispielsweise entsteht bei der Verwendung von Gallium-Ionen mit einer Landeenergie von 30.0 keV eine 20.0 nm dicke amorphe Schicht am Rand der nur 200 nm dünnen Silizium-Lamelle [9]. Reduziert man die Landeenergie im letzten Polierschritt auf Kosten sowohl des Sondendurchmessers als auch des Strahlstroms auf 5.0 oder sogar 2.0 keV, beträgt die Dicke der amorphen Schicht nur noch 2.0 bzw. 0.5 bis 1.5 nm [10]. Auch das Abtragen des deponierten Materials nimmt mit kleiner werdender Landeenergie ab und verschwindet für Landeenergien kleiner 0.2 keV sogar vollständig [11]. Für einige Anwendungen (zum Beispiel das direkte Schreiben ohne Precursor-Gas) ist es deshalb unabdingbar, dass auch niederenergetische Rasterionensonden mit Landeenergien kleiner 3.0 keV, ausreichend hohen Stromdichten und kleinen Sondendurchmessern zur Verfügung stehen.

Kapitel 2

Status und Aufgabenstellung

2.1 Stand der Technik zur Erzeugung niederenergetischer Rasterionensonden

Die bislang realisierten Laboraufbauten zur Erzeugung niederenergetischer Rasterionensonden mit Landeenergien $E_i \leq 5$ keV können prinzipiell zwei Ansätzen zugeordnet werden [12]: In dem einen Fall wird zwischen Probe und letzter Elektrode der Objektivlinse ein starkes Gegenfeld angelegt, so dass die Probe (in der Regel) nicht geerdet, dafür aber Teil des ionenoptischen Systems ist. In dem anderen Fall wird der Ionenstrahl innerhalb der ionenoptischen Säule abgebremst. Die Probe ist geerdet und feldfrei.

Systeme mit Gegenfeld können verhältnismäßig einfach durch die Kombination einer kommerziellen Ionensäule mit einer Probe auf hohem massebezogenem Potential realisiert werden und ermöglichen sehr niedrige Landeenergien von einigen wenigen Elektronenvolt. Die Tatsache, dass die Probe als potentialtragende Elektrode dient, bringt allerdings einige Nachteile mit sich:

- Bei positiv geladenen Ionen ist das massebezogene Potential der Probe im Vergleich zu dem massebezogenen Potential der letzten Elektrode der Objektivlinse ebenfalls positiv, so dass die Sekundärelektronen, die normalerweise für die Bildgebung verwendet werden, die Probe nicht verlassen können. Für die Bildgebung ist man damit auf positiv geladene Sekundärionen angewiesen, deren Ausbeute sehr viel kleiner ist als die von Sekundärelektronen. Alternativ kann man sich auf die Abbildung sehr dünner Proben beschränken und das System im rasternen Transmissionsmodus betreiben. Für die Bearbeitung ist dieser Modus jedoch nicht geeignet.
- Proben sind in der Regel weder homogen noch eben, so dass lokal sehr hohe Feldstärken und im schlimmsten Fall kleine Überschläge auftreten können, die

die Probe schädigen.

- Da der Bereich zwischen letzter Elektrode der Objektivlinse und Probe nicht feldfrei ist, ist nicht nur die Probe Teil des optischen Systems, sondern je nach Anwendung zum Beispiel auch der Probenhalter, das Gasinjektionssystem oder der der Probe zugewandte Teil eines Sekundärionen-Massenspektrometers. Diese verändern das Abbremsfeld und führen somit zu zusätzlichen Bildfehlern, beispielsweise einer parasitären Verzeichnung.
- Systeme, bei denen die Probe Teil des optischen Systems ist, können nicht mit einem kommerziellen Rasterelektronenmikroskop kombiniert werden.

Systeme von diesem Typ werden zum Beispiel in [13], [14], [15], [16], [17] und [18] vorgestellt. Die mit diesen Systemen erreichten Sondendurchmesser sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

System	E_i [eV]	I_{Strahl} [pA]	d_{Sonde} [nm]	Methode zur Bestimmung des Sondendurchmessers	Ionensorte
[13]	1000 3000	1000 1000	650 550	Kantenmethode (10 % - 90 %)	Gallium
[14]	1000	100	250	Sekundärionenbild (Micro-Channel-Plate-Detektor)	Gallium
[15]	1000	45	300	Sekundärelektronenbild (Micro-Channel-Plate-Detektor)	Gallium
[16]	54	40	500	Breite der deponierten Linien	Gold
[17]	100	100	500	Transmittiertes Ionenbild (Nickel-Gitter)	Gold/Silizium
[18]	200	200	1000	Transmittiertes Ionenbild (Kupfer-Gitter)	Gold/Silizium

Tabelle 2.1: Experimentell bestimmtes Auflösungsvermögen d_{Sonde} von Systemen, bei denen zwischen Probe und letzter Elektrode der Objektivlinse ein starkes Gegenfeld anliegt. Die Probe ist in diesem Fall Teil des ionenoptischen Systems.

Systeme, bei denen der Ionenstrahl schon vor der Probe abgebremst wird, unterliegen zwar nicht den oben genannten Einschränkungen, erfordern in der Regel aber erheblich mehr Entwicklungsarbeit, da nur sehr begrenzt auf Standardkomponenten zurückgegriffen werden kann. Systeme von diesem Typ werden zum Beispiel in [19], [20], [21], [22] und [23] vorgestellt. Die mit diesen Systemen erreichten Sondendurchmesser sind in Tabelle 2.2 zusammengefasst.

System	E_i [eV]	I_{Strahl} [pA]	d_{Sonde} [nm]	Methode zur Bestimmung des Sondendurchmessers	Ionensorte
[19]	5000	250 1000 4000	281 480 691	Kantenmethode (12 % - 88 %)	Gallium
[20]	3000	60 1600	200 600	Kantenmethode (10 % - 90 %)	Gallium
[21]	100	1000	5000	Breite der deponierten Linien	Gallium
[22]	5000	1000	1000	Kantenmethode (12 % - 88 %)	Gallium
[23]	2000 3000	100	550 350	Sekundärelektronenbild (Szintillator)	Gallium

Tabelle 2.2: Experimentell bestimmtes Auflösungsvermögen d_{Sonde} von Systemen, bei denen der Ionenstrahl innerhalb der ionenoptischen Säule abgebremst wird. Die Probe ist in diesem Fall geerdet und feldfrei.

Die beste Voraussetzung, eine niederenergetische Rasterionensonde mit kleinem Sondendurchmesser und hohem Sondenstrom zu erzeugen, ohne dass die Probe Teil des optischen Systems ist, weist das in [23] vorgestellte System auf. Das Konzept basiert auf zwei elektrostatischen Immersionslinsen, wobei die jeweils niederenergetische Seite dem Emitter bzw. der Probe zugewandt ist, und einer dazwischen liegenden Freiflugstrecke, deren kinetisches Potential höher ist als das am Ort des Emitters bzw. am Ort der Probe (Booster-Prinzip). Ein vereinfachter Potential- und Spannungsverlauf sowie eine schematische Zeichnung sind in Abbildung 2.1 dargestellt, wobei sich das kinetische Potential auf das Potential des Emitters und die Spannung auf die zentrale Masse bezieht. Der Strahlengang ist nahezu quasitelezentrisch, das heißt die Ionen bewegen sich innerhalb der Freiflugstrecke in etwa parallel zur optischen Achse.

2.2 Aufgabenstellung

Der vielversprechende Ansatz, der in [23] vorgestellt wird, soll in der vorliegenden Arbeit konsequent weiterverfolgt und so ein System entwickelt werden, das die Erzeugung einer niederenergetischen Rasterionensonde ermöglicht, die bei höherem Sondenstrom einen noch kleineren Sondendurchmesser aufweist.

Folgende Punkte sollen bei der Entwicklung beachtet werden:

- Um rentable Bearbeitungszeiten und ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu realisieren, ist ein möglichst großer Richtstrahlwert unumgänglich, so dass eben-

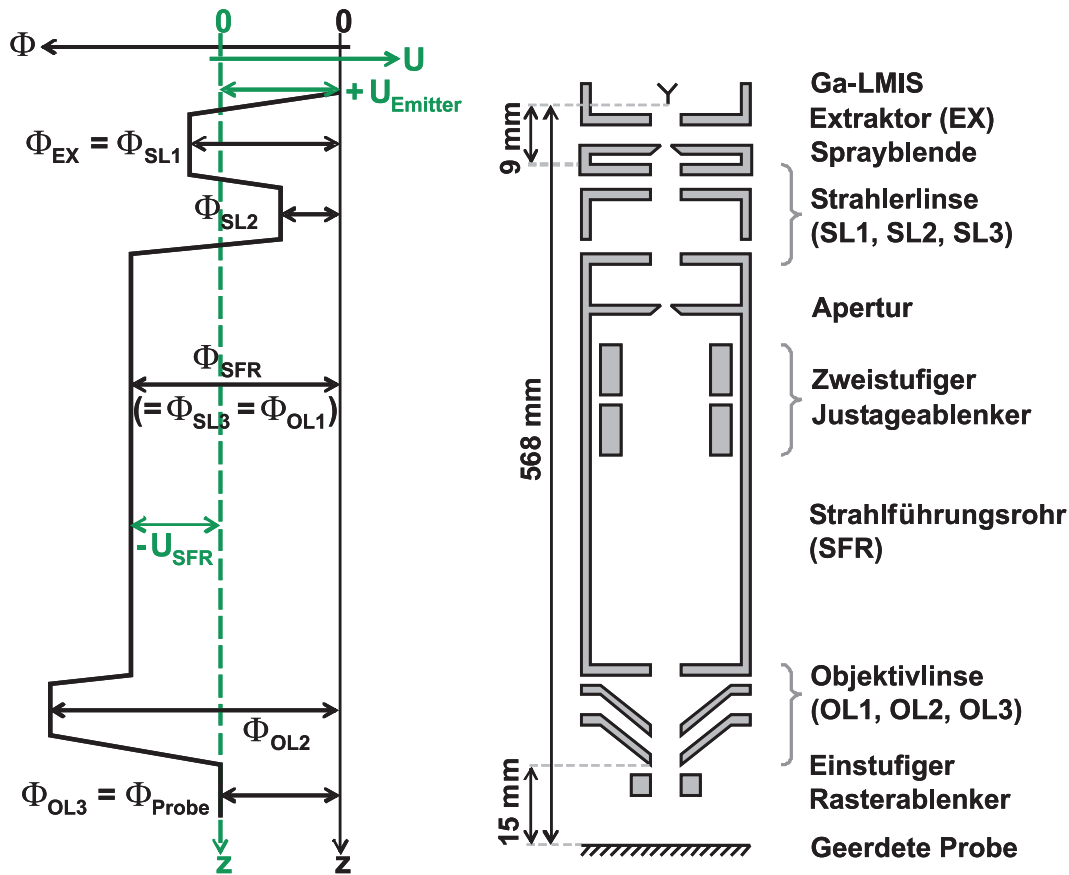


Abbildung 2.1: Vereinfachter Potential- und Spannungsverlauf für das in [23] vorgestellte System. Die Strahlerlinse wird im internen Verzögerungsmodus, die Objektivlinse im internen Beschleunigungsmodus betrieben. Das kinetische Potential des Extraktors und der ersten Elektrode der Strahlerlinse beträgt $\Phi_{EX} = \Phi_{SL1} = 4.5$ kV, das massebezogene Potential des Strahlführungsrohrs minimal $U_{SFR} = -5.0$ kV und das massebezogene Potential der Fokuselektrode der Objektivlinse typischerweise $U_{OL2} = -7.5$ kV. Die Probe ist geerdet und feldfrei. Der Durchmesser der Sprayblende beträgt $1000 \mu\text{m}$, der der festen Aperturblende $100 \mu\text{m}$.

falls eine Ga-LMIS zum Einsatz kommen soll.

- Um den Einfluss der Coulomb-Wechselwirkung auf den Sondendurchmesser zu reduzieren, soll ein massebezogenes Potential des Strahlführungsrohrs von -10.0 kV realisiert werden.
- Damit das System im optimalen Modus betrieben werden kann, müssen beide Immersionslinsen für den internen Beschleunigungsmodus ausgelegt sein.

- Der Strahlkopf und das Design der Strahlerlinse soll von [24] übernommen werden.
- Die Aperturblende soll justierbar sein und während des Betriebs gewechselt werden können.
- Es soll mit Landeenergien zwischen 1.0 und 3.0 keV gearbeitet werden.
- Die in [23] vorgestellten experimentellen Ergebnisse für den Sondendurchmesser sind um einen Faktor 2 bis 3 größer als die mittels Simulationssoftware erhaltenen Werte. Der Ursache soll nachgegangen und der Simulationsansatz weiter verfeinert werden.

In den Kapiteln 3, 4 und 5 werden die benötigten theoretischen Grundlagen, die verwendete Software und die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen präsentiert, die notwendig sind, um alle relevanten Designentscheidungen zu treffen. In den Kapiteln 6, 7 und 8 wird die Realisierung der getroffenen Entscheidungen in Form des neuen Systems vorgestellt. In Kapitel 9 werden erste experimentelle Ergebnisse gezeigt.

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

3.1 Grundlagen der Ionenoptik

Die Grundlagen der Elektronen- und Ionenoptik werden zum Beispiel in [25], [26], [27] und [28] ausführlich dargestellt, so dass die für diese Arbeit wichtigen Gleichungen und Annahmen an dieser Stelle nur kurz erläutert werden.

3.1.1 Bewegungsgleichung

Die Bewegung eines geladenen Teilchens in elektrischen und magnetischen Feldern wird mit Hilfe der Lorentzgleichung beschrieben

$$\frac{d}{dt} (m \vec{v}(\vec{r}, t)) = q \left(\vec{E}(\vec{r}, t) + \vec{v}(\vec{r}, t) \times \vec{B}(\vec{r}, t) \right), \quad (3.1)$$

wobei m die Masse, $\vec{v} = \frac{d}{dt} \vec{r}$ die Geschwindigkeit und q die Ladung des Teilchens ist. Beschränkt man sich auf die Betrachtung positiv geladener Gallium-Ionen mit einer Energie von maximal 30 keV, können relativistische Effekte vernachlässigt werden. In der ionenoptischen Säule dieser Arbeit werden aufgrund der relativ geringen Geschwindigkeit der Gallium-Ionen für die Fokussierung und die Ablenkung ausschließlich elektrostatische Elemente eingesetzt, so dass der Einfluss magnetischer Felder vernachlässigt werden kann. Gleichung (3.1) reduziert sich damit zu

$$m \frac{d}{dt} \vec{v}(\vec{r}, t) = q \vec{E}(\vec{r}, t). \quad (3.2)$$

Da das betrachtete System an einem bestimmten Ort, zum Beispiel in der Bildebene, beschrieben werden soll und nicht zu einem bestimmten Zeitpunkt, ersetzt man in Gleichung (3.2) die Zeitabhängigkeit durch die Abhängigkeit von z , der Koordinate entlang der optischen Achse. Zur Vereinfachung der mathematischen Beschreibung werden die beiden Koordinaten senkrecht zur optischen Achse in der komplexen Notation

$w = x + iy$ zusammengefasst. Beachtet man, dass das räumliche elektrische Potential $\varphi(w, \bar{w}, z)$ für positiv geladene Ionen negativ ist, ergibt sich die an das Problem angepasste Bahngleichung

$$\frac{d}{dz} \left(\sqrt{\frac{-\varphi(w, \bar{w}, z)}{1 + w'\bar{w}'}} w' \right) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1 + w'\bar{w}'}{-\varphi(w, \bar{w}, z)}} E_w(w, \bar{w}, z) , \quad (3.3)$$

wobei $\bar{w} = x - iy$, $w' = \frac{dw}{dz}$ und $E_w = E_x + iE_y$.

Die Frequenz des Rasterablenkfelds ist klein gegenüber der reziproken Verweildauer der Ionen in diesen Feldern. Dementsprechend können alle elektrischen Felder der ionenoptischen Säule dieser Arbeit als statisch angesehen werden. Raumladungen können ebenfalls vernachlässigt werden. Die Maxwell-Gleichungen reduzieren sich daher auf die sehr einfache Form

$$\vec{\nabla} \vec{E} = 0, \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{0}. \quad (3.4)$$

Verwendet man die Definition des elektrischen Potentials $\vec{E} = -\vec{\nabla}\varphi$, erhält man aus den Maxwell-Gleichungen die Laplace-Gleichung

$$\Delta_L[\varphi(w, \bar{w}, z)] = 4 \Re \left[\frac{\partial^2}{\partial w \partial \bar{w}} \varphi(w, \bar{w}, z) \right] + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \varphi(w, \bar{w}, z) = 0. \quad (3.5)$$

Abhängig von den gegebenen Rand- und Nebenbedingungen kann die Lösung der Laplace-Gleichung meist nicht analytisch, sondern nur numerisch ermittelt werden.

3.1.2 Paraxiale Näherung

Das räumliche elektrische Potential eines teilchenoptischen Systems mit gerader optischer Achse kann gemäß [29] nach ebenen Multipolen um die z -Achse entwickelt werden:

$$\begin{aligned} \varphi(w, \bar{w}, z) &= \sum_{m=0}^{\infty} \varphi_m(w, \bar{w}, z) \\ &= \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{m!}{k!(m+k)!} \left(\frac{w\bar{w}}{4} \right)^k \Re \left[\bar{w}^m \frac{\partial^{2k}}{\partial z^{2k}} \Phi_m(z) \right], \end{aligned} \quad (3.6)$$

wobei $\Phi_m = \Phi_{mC} + i\Phi_{mS}$ und $\Phi_0 = \Phi_{0C}$.

Die Multipolentwicklung der elektrischen Feldkomponente E_w ergibt sich aus

$$E_w(w, \bar{w}, z) = -2 \frac{\partial}{\partial \bar{w}} \varphi(w, \bar{w}, z). \quad (3.7)$$

Beschränkt man sich auf achsennahe Bahnen mit kleinen Ablenkungswinkeln, sind $w, \bar{w}, w', \bar{w}', w'', \bar{w}''$, Φ_1 und $\bar{\Phi}_1$ kleine Größen und man kann, nachdem man die Entwicklung für

das Potential und die elektrische Feldkomponente in die Bahngleichung (3.3) eingesetzt hat, eine Taylor-Entwicklung des Wurzelterms durchführen und die Gleichung nach Potenzen in den kleinen Größen sortieren. Als Ergebnis erhält man die Bahngleichung in einer für die näherungsweise Lösung geeigneten Form [30]

$$w'' + \frac{\Phi'_0}{2\Phi_0} w' + \frac{\Phi''_0}{4\Phi_0} w - \frac{\Phi_2}{\Phi_0} \bar{w} = \frac{\Phi_1}{2\Phi_0} + \Sigma, \quad (3.8)$$

wobei $\Phi_1/(2\Phi_0)$ die lineare Ablenkung des Strahls beschreibt und $\Sigma = \Sigma_3 + \Sigma_5 + \dots$ die nichtlinearen Glieder höherer Seidelscher Ordnung beinhaltet.

Wird die Bahnstörung Σ vernachlässigt und die Betrachtung auf rotationssymmetrische Felder beschränkt, ergibt sich die paraxiale Bahngleichung

$$w'' + \frac{\Phi'_0}{2\Phi_0} w' + \frac{\Phi''_0}{4\Phi_0} w = 0. \quad (3.9)$$

Für positiv geladene Ionen ist das axiale kinetische Potential durch $\Phi = -\Phi_0$ gegeben. Die paraxiale Bahngleichung in Abhängigkeit des kinetischen Potentials lautet damit

$$w'' + \frac{\Phi'}{2\Phi} w' + \frac{\Phi''}{4\Phi} w = 0. \quad (3.10)$$

Die Lösung einer linearen, homogenen Differentialgleichung zweiter Ordnung besteht ganz allgemein aus einer Linearkombination zweier Fundamentallösungen. Die in der Teilchenoptik üblicherweise verwendeten Fundamentalbahnen sind derart definiert, dass in der Objektebene z_o und in der Aperturblende ebene z_a gilt

$$w_\alpha(z_o) = 0, \quad w'_\alpha(z_o) = 1, \quad w_\gamma(z_o) = 1, \quad w_\gamma(z_a) = 0. \quad (3.11)$$

Für rotationssymmetrische Systeme ist $x_\alpha(z) = y_\beta(z) \equiv r_\alpha(z)$ und $x_\gamma(z) = y_\delta(z) \equiv r_\gamma(z)$. Befinden sich die Objekt- und die Bildebene im feldfreien Raum, ergeben sich die optischen Eigenschaften erster Ordnung (die bildseitige asymptotische Brennweite, die Winkel- und die Lateralvergrößerung) aus den Funktionswerten der Fundamentalbahnen in der Bildebene z_i

$$f_i = -\frac{1}{r'_\pi(z_i)}, \quad M_\alpha = r'_\alpha(z_i), \quad M = r_\gamma(z_i) = r_\pi(z_i), \quad (3.12)$$

wobei $r_\pi(z)$ mit $r_\pi(z_o) = 1$ und $r'_\pi(z_o) = 0$ die außeraxiale Fundamentalbahn eines Systems ohne Aperturblende ist.

Gemäß Lagrange und Helmholtz sind die Winkelvergrößerung und die Lateralvergrößerung über die kinetischen Potentiale in der Objektebene z_o und in der Bildebene z_i verknüpft

$$M_\alpha M = \sqrt{\frac{\Phi(z_o)}{\Phi(z_i)}}. \quad (3.13)$$

Für die objektseitige und die bildseitige Brennweite gilt die analoge Beziehung

$$f_o = f_i \sqrt{\frac{\Phi(z_o)}{\Phi(z_i)}}. \quad (3.14)$$

3.1.3 Bildfehler

Durch Variation der Konstanten kann man Gleichung (3.8) in eine Integralgleichung umwandeln [30]

$$w(z) = \alpha w_\alpha(z) + \gamma w_\gamma(z) + \frac{w_\alpha(z)}{\sqrt{\Phi(z_o)}} \int_{z_o}^z \sqrt{\Phi(z)} \Sigma(w, \bar{w}, w', \bar{w}', w'', \bar{w}'', z) \bar{w}_\gamma(z) dz \\ - \frac{w_\gamma(z)}{\sqrt{\Phi(z_o)}} \int_{z_o}^z \sqrt{\Phi(z)} \Sigma(w, \bar{w}, w', \bar{w}', w'', \bar{w}'', z) \bar{w}_\alpha(z) dz. \quad (3.15)$$

Mit $w_\alpha(z_i) = 0$ erhält man daraus den Bildfehler in der Gaußschen Bildebene [30]

$$\Delta w(z_i) = w(z_i) - \alpha w_\alpha(z_i) - \gamma w_\gamma(z_i) \\ = - \frac{w_\gamma(z_i)}{\sqrt{\Phi(z_o)}} \int_{z_o}^{z_i} \sqrt{\Phi(z)} \Sigma(w, \bar{w}, w', \bar{w}', w'', \bar{w}'', z) \bar{w}_\alpha(z) dz. \quad (3.16)$$

Für $\Sigma = \Sigma_3$ ergibt sich das Bildfehlerintegral dritter Ordnung. Durch Sortieren nach gleichen Abhängigkeiten in α und γ kann man das Bildfehlerintegral in einzelne Bildfehler unterteilen. Wählt man beispielsweise $w(z) = \alpha w_\alpha(z)$, reduziert sich Gleichung (3.16) für rotationssymmetrische Systeme auf den bildseitigen sphärischen Aberrationskoeffizienten dritter Ordnung

$$C_{si} = \frac{1}{16 (r'_\alpha(z_i))^4 \sqrt{\Phi(z_i)}} \int_{z_o}^{z_i} \left\{ \left(\frac{5}{4} \left(\frac{\Phi''(z)}{\Phi(z)} \right)^2 + \frac{5}{24} \left(\frac{\Phi'(z)}{\Phi(z)} \right)^4 \right) r_\alpha(z)^2 \right. \\ \left. + \frac{14}{3} \left(\frac{\Phi'(z)}{\Phi(z)} \right)^3 r'_\alpha(z) r_\alpha(z) - \frac{3}{2} \left(\frac{\Phi'(z)}{\Phi(z)} \right)^2 r'_\alpha(z)^2 \right\} r_\alpha(z)^2 \sqrt{\Phi(z)} dz. \quad (3.17)$$

Auch die Energieabweichung der Ionen von der mittleren Strahlenergie ist eine kleine Größe, so dass man durch analoges Vorgehen den bildseitigen chromatischen Aberrationskoeffizienten erster Ordnung ersten Grads erhält

$$C_{ci} = \frac{\sqrt{\Phi(z_i)}}{(r'_\alpha(z_i))^2} \int_{z_o}^{z_i} \left(\frac{\Phi'(z)}{2\Phi(z)} r'_\alpha(z) + \frac{\Phi''(z)}{4\Phi(z)} r_\alpha(z) \right) \frac{r_\alpha(z)}{\sqrt{\Phi(z)}} dz. \quad (3.18)$$

Die objektseitigen Aberrationskoeffizienten ergeben sich gemäß der Beziehung von Lagrange und Helmholtz zu

$$C_{so} = \frac{1}{M^4} \left(\frac{\Phi(z_i)}{\Phi(z_o)} \right)^{-3/2} C_{si}, \quad C_{co} = \frac{1}{M^2} \left(\frac{\Phi(z_i)}{\Phi(z_o)} \right)^{-3/2} C_{ci}. \quad (3.19)$$

In der Praxis ist die Form der Verteilung, der die Ionen im Allgemeinen, insbesondere aber am Ort der Probe folgen, meist nicht bekannt. Als Sondendurchmesser definiert man deshalb den Strahldurchmesser, der 50 % des Strahlstroms enthält. Wellenoptische Betrachtungen [31] liefern für diesen Fall den Durchmesser des sphärischen Fehlerscheibchens

$$d_s = 2^{-5/2} C_{si} (\alpha_o M_\alpha)^3 \quad (3.20)$$

und den Durchmesser des chromatischen Fehlerscheibchens

$$d_c = 0.34 C_{ci} (\alpha_o M_\alpha) \left(\frac{\Delta E_{FWHM}}{E_i} \right), \quad (3.21)$$

wobei ΔE_{FWHM} die volle Energiebreite der Ionen, E_i die Landeenergie und α_o der objektseitige halbe Öffnungswinkel ist. Letzterer ergibt sich für einen bestimmten Strahlstrom aus der Winkelstromdichte $\frac{dI}{d\Omega}$ des Emitters

$$\alpha_o = \sqrt{\frac{I_{Strahl}}{\frac{dI}{d\Omega} \pi}}. \quad (3.22)$$

Das vergrößerte Bild der virtuellen Quelle ist gegeben durch

$$d_{geo} = d_{Quelle} M, \quad (3.23)$$

wobei d_{Quelle} die Größe der virtuellen Quelle ist. Beugungseffekte können für Ionen vernachlässigt werden. Den Sondendurchmesser in der Bildebene erhält man durch Addition der einzelnen Beiträge gemäß dem Root-Power-Sum-Algorithmus oder kurz RPS-Algorithmus [31]

$$d_{RPS} = \sqrt{\left(d_s^{4/3} + d_{geo}^{4/3} \right)^{3/2} + d_c^2}. \quad (3.24)$$

Die Optimierung eines gegebenen Systems entspricht damit der Optimierung der Vergrößerung M und, sofern kein bestimmter Strahlstrom gefordert ist, des objektseitigen halben Öffnungswinkels α_o .

3.2 Betriebsmodi

Es gibt verschiedene Möglichkeiten für die Potentialbelegung einer elektrostatischen Linse bestehend aus drei Elektroden [32]. Allen gemeinsam ist, dass die Fokussierung des Strahls über das Potential der mittleren Elektrode, der Fokuselektrode, eingestellt wird.

Sind die Potentiale der ersten und letzten Elektrode identisch, handelt es sich um eine Einzellinse. Ist das kinetische Potential der Fokuselektrode größer als das der anderen

beiden Elektroden, haben die Ionen innerhalb der Linse eine höhere Energie und man spricht vom internen Beschleunigungsmodus (Accel Mode). Ist das kinetische Potential kleiner, spricht man vom internen Verzögerungsmodus (Decel Mode). Linsen, die im internen Beschleunigungsmodus betrieben werden, weisen in der Regel bessere optische Eigenschaften auf als Linsen, die im internen Verzögerungsmodus betrieben werden. Allerdings sind die technischen Anforderungen hinsichtlich Spannungsversorgung und Isolation im Fall des internen Beschleunigungsmodus deutlich höher.

Unterscheidet sich das Potential der ersten Elektrode von dem der letzten, liegt eine Immersionslinse vor. Übersteigt das kinetische Potential der Fokuselektrode die kinetischen Potentiale der anderen beiden Elektroden, handelt es sich wie schon im Fall der Einzellinse um den internen Beschleunigungsmodus (Accel Mode). Ist mindestens eines der anderen beiden kinetischen Potentiale größer als das der Fokuselektrode, handelt es sich um den internen Verzögerungsmodus (Decel Mode).

Unabhängig vom gewählten Betriebsmodus wird eine Immersionslinse durch das Immersionsverhältnis K charakterisiert

$$K = \frac{n_i^2}{n_o^2} = \frac{\Phi(+\infty)}{\Phi(-\infty)}, \quad (3.25)$$

wobei n_i der bildseitige und n_o der objektseitige Brechungsindex ist.

Baut man ein System aus zwei Immersionslinsen auf, kann man das kinetische Potential in dem Bereich zwischen den Linsen unabhängig von dem kinetischen Potential in der Objektebene und dem in der Bildebene wählen. Durch das Vergrößern des kinetischen Potentials in dem Zwischenbereich werden die effektiven Linsenebenen zu der jeweils niederenergetischen Seite der Linse verschoben und die Aberrationskoeffizienten verkleinert. Durch die Verkürzung der Flugzeit wird außerdem der Einfluss der Coulomb-Wechselwirkung reduziert [33].

Die erste Linse eines Systems bestehend aus zwei Immersionslinsen heißt Strahlerlinse, die zweite Objektivlinse. Gibt man die Fokusspannung der Strahlerlinse vor, gibt es abhängig von Immersionsverhältnis und Arbeitsabstand für eine bestimmte Position der Bildebene mindestens zwei, im Höchstfall sogar vier mögliche Einstellungen der Objektivlinse. Ist das kinetische Potential der Fokuselektrode größer als das größere der beiden anderen kinetischen Potentiale, handelt es sich um den internen Beschleunigungsmodus (Absolute Accel). Abhängig von dem Betriebsmodus der Strahlerlinse (intern beschleunigend oder intern verzögernd) wird der zugehörige Betriebsmodus des Systems mit AaA oder DaA bezeichnet. Ist das kinetische Potential der Fokuselektrode größer als das kleinere der beiden anderen kinetischen Potentiale, aber nicht größer als beide kinetischen Potentiale, handelt es sich um einen der zwei Zwischenmodi. Liegt das kinetische Potential näher an dem größeren als an dem kleineren der beiden anderen kinetischen Potentiale, handelt es sich um den internen beschleunigenden Zwischenmodus (Intermediate Accel Mode). Die entsprechenden Betriebsmodi des Gesamtsystems sind AiA und DiA . Liegt das kinetische Potential näher an dem kleineren, handelt

es sich um den internen verzögernden Zwischenmodus (Intermediate Decel Mode) und die entsprechenden Betriebsmodi des Gesamtsystems sind AiD und DiD . Ist das kinetische Potential der Fokuselektrode kleiner als die kinetischen Potentiale der beiden anderen Elektroden, handelt es sich um den internen Verzögerungsmodus (Absolute Decel). Die zugehörigen Betriebsmodi des Gesamtsystems sind AaD und DaD . Unabhängig von den Randbedingungen können immer mindestens ein Verzögerungs- und mindestens ein Beschleunigungsmodus gefunden werden.

3.3 Elektrostatische Ablenker

Das ideale Ablenkefeld ist ein reines Dipolfeld, so dass die Optimierung einer Elektrodenanordnung gleichzusetzen ist mit der Minimierung der von ihr erzeugten höheren Multipolanteile. Im Fall eines langen Ablenkers mit $L_{Ablenker} > 2 r_{Ablenker}$ ist das Feld im Inneren des Ablenkers näherungsweise konstant, das Potential also unabhängig von z , und Gleichung (3.6) vereinfacht sich zu

$$\varphi(r, \theta) = \Re \left[\sum_{m=0}^{\infty} \Phi_m r^m \exp(-i m \theta) \right]. \quad (3.26)$$

Die Koeffizienten $\Phi_m r^m$ berechnen sich aus

$$\Phi_m r^m = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \varphi(r, \theta) \exp(i m \theta) d\theta. \quad (3.27)$$

Unter der Annahme eines linearen Potentialverlaufs zwischen den Elektroden ist das Potential auf dem Innenradius $r_{Ablenker}$ des Ablenkers bekannt und man kann die Multipolkoeffizienten analytisch berechnen.

Wählt man im Fall eines Vierpols mit Elektroden in Form von Zylindersegmenten für die Elektrode auf der positiven x -Achse das Potential $U_1 = U_x$, ergeben sich für die anderen drei Elektroden die Potentiale

$$U_k = U_x \cos \left(\frac{2\pi}{4} (k-1) \right), \quad (3.28)$$

wobei $k = 2, 3, 4$. Die ersten beiden nicht verschwindenden Multipolkoeffizienten ergeben sich aus

$$\Phi_{1C} r_{Ablenker} = \frac{4\sqrt{2}}{\pi} \sin \left(\frac{\gamma_S}{2} \right) \frac{U_x}{\gamma_S} \quad (3.29)$$

und

$$\Phi_{3C} r_{Ablenker}^3 = \frac{4\sqrt{2}}{9\pi} \sin \left(\frac{3\gamma_S}{2} \right) \frac{U_x}{\gamma_S}, \quad (3.30)$$

wobei γ_S der Spaltwinkel zwischen zwei Elektroden ist.

Wählt man im Fall eines Achtpols mit Elektroden in Form von Zylindersegmenten für die Elektrode auf der positiven x -Achse das Potential $U_1 = U_x$, ergeben sich für die anderen sieben Elektroden die Potentiale

$$U_k = U_x \cos \left(\frac{2\pi}{8} (k-1) \right), \quad (3.31)$$

wobei $k = 2, \dots, 8$. Die ersten beiden nicht verschwindenden Multipolkoeffizienten ergeben sich gemäß [34] aus

$$\Phi_{1C} r_{Ablenker} = \frac{8}{\pi} \sqrt{2 - \sqrt{2}} \sin \left(\frac{\gamma_S}{2} \right) \frac{U_x}{\gamma_S} \quad (3.32)$$

und

$$\Phi_{7C} r_{Ablenker}^7 = \frac{8}{49\pi} \sqrt{2 - \sqrt{2}} \sin \left(\frac{7\gamma_S}{2} \right) \frac{U_x}{\gamma_S}. \quad (3.33)$$

3.4 Bestimmung des Auflösungsvermögens

Rastert man eine Elektronensonde über eine Kante, deren Rauheit kleiner als der zu erwartende Sondendurchmesser ist, kann man durch Messung des Strahlstroms hinter der Kante den Sondendurchmesser bestimmen [35]. Dasselbe gilt für Ionen, wobei hier erschwerend hinzukommt, dass sich die Kante unter dem Beschuss der Ionen verändert und somit keine Entfaltung zwischen Sondendurchmesser und nicht perfektem Kantenprofil vorgenommen werden kann. Damit ist diese Methode prinzipiell nicht dazu geeignet, um Sondendurchmesser von wenigen Nanometern nachzuweisen. Für die bei niederenergetischen Rasterionensonden zu erwartenden Sondendurchmesser erhält man mit dieser Methode jedoch eine gute obere Grenze des tatsächlichen Sondendurchmessers.

Nimmt man als Strahlprofil eine zweidimensionale Gaußkurve an, erhält man allgemein für die Stromverteilung senkrecht zur optischen Achse

$$I(x, y) = \frac{I_0}{2\pi\sigma^2} \int_{-\infty}^x \int_{-\infty}^y \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2}{\sigma^2} \right) \right) d\tilde{y} d\tilde{x}. \quad (3.34)$$

Wählt man für die Geometrie geeignete Koordinaten, ergibt sich daraus

$$I(r, \theta) = \frac{I_0}{2\pi\sigma^2} \int_0^r \int_0^\theta \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{r}^2}{\sigma^2} \right) \right) \tilde{r} d\tilde{r} d\tilde{\theta} = \frac{I_0}{\sigma^2} \int_0^r \exp \left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{r}^2}{\sigma^2} \right) \right) \tilde{r} d\tilde{r}. \quad (3.35)$$

Definiert man den Sondendurchmesser analog zu Kapitel 3.1.3 als den Durchmesser, der 50 % des Strahlstroms beinhaltet, erhält man aus der Forderung $I(r_{FW50}) = I_0/2$ für den halben Sondendurchmesser $r_{FW50} = \sqrt{2 \ln(2)} \sigma$.

Betrachtet man ohne Beschränkung der Allgemeinheit eine sich in positiver x -Richtung bewegende Sonde, ergibt sich der hinter der Kante gemessene Strom in Abhängigkeit der Sondenposition

$$\begin{aligned} I(x_{\text{Sonde}}) &= \frac{I_0}{2\pi\sigma^2} \int_{-\infty}^{x_{\text{Sonde}}} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\tilde{x}^2 + \tilde{y}^2}{\sigma^2}\right)\right) d\tilde{y} d\tilde{x} \\ &= \frac{I_0}{\sqrt{2\pi}\sigma} \int_{-\infty}^{x_{\text{Sonde}}} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{\tilde{x}^2}{\sigma^2}\right)\right) d\tilde{x}. \end{aligned} \quad (3.36)$$

Für eine Kante am Ort $x = 0$ und eine Sonde am Ort $x_1 = -r_{FW50}$ erhält man hinter der Kante einen Strom von $I_1 = 0.12 I_0$, für eine Sonde am Ort $x_2 = +r_{FW50}$ einen Strom von $I_2 = 0.88 I_0$. Trägt man den hinter der Kante gemessenen Strom über der Position der Sonde auf, ergibt sich der Sondendurchmesser für eine Sonde, die 50 % des Strahlstroms beinhaltet, demnach aus dem Abstand zwischen den Stromwerten, die 12 bzw. 88 % des gesamten Strahlstroms entsprechen.

Da Messwerte höchst selten genau auf der erwarteten Kurve liegen, erhält man aus der Definition der Fehlerfunktion

$$\operatorname{erf}(x) := \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-\tilde{x}^2) d\tilde{x} \quad (3.37)$$

eine geeignete Fitfunktion für den gemessenen Strom hinter der Kante

$$f(x) = \frac{I_0}{2} \left(1 \pm \operatorname{erf}\left(\sqrt{2} \left(\frac{x - x_0}{\sigma}\right)\right)\right), \quad (3.38)$$

wobei die Funktionswerte für „+“ mit zunehmenden x -Werten ansteigen und für „-“ abnehmen.

3.5 Coulomb-Wechselwirkung

Die Masse eines Gallium-Ions beträgt etwa $1.2 \cdot 10^{-25}$ kg, sein Radius etwa $1.4 \cdot 10^{-10}$ m. Im Vergleich dazu sind Elektronen mit einer Masse von $9.1 \cdot 10^{-31}$ kg und einem „Radius“ von $2.8 \cdot 10^{-15}$ m (klassischer Elektronenradius) geradezu winzig. Bei gleicher Energie weisen Gallium-Ionen somit eine sehr viel kleinere Geschwindigkeit und einen deutlich größeren Wechselwirkungsquerschnitt auf, so dass bei der Betrachtung niederenergetischer Rasterionensonden die Coulomb-Wechselwirkung nicht vernachlässigt werden kann.

Gemäß [36] kann die Coulomb-Wechselwirkung in einen Raumladungsanteil, den Boersch-Effekt und den Strahlversatz unterteilt werden. Der Raumladungsanteil entsteht durch das elektrische Feld der Ionenwolke, in der sich das betrachtete Ion befindet. In erster Ordnung bzw. bei einer rotationssymmetrischen und gleichförmigen Raumladungsverteilung führt die Raumladung zu einem Defokus, der über ein Nachführen

der Bildebene ausgeglichen werden kann. Erst bei einer nicht-gleichförmigen Verteilung entstehen ähnlich zu dem Fall einer nicht idealen Linse Fehler höherer Ordnung, die nicht über eine Defokussierung ausgeglichen werden können. Sowohl der Boersch-Effekt (die Verbreiterung der Energieverteilung durch die Veränderung des Geschwindigkeitsanteils eines Ions entlang der optischen Achse) als auch der Strahlversatz (die Veränderung der Positions- und der Geschwindigkeitsanteile eines Ions senkrecht zur optischen Achse) resultieren aus der direkten streuenden Wechselwirkung zwischen zwei Ionen. Der Boersch-Effekt wirkt sich indirekt über die chromatischen Fehler der optischen Komponenten auf das Auflösungsvermögen des Systems aus, wohingegen der Strahlversatz sowohl das Auflösungsvermögen als auch den Richtstrahlwert direkt verkleinert. Der Richtstrahlwert kann für niederenergetische Rasterionensonden entgegen der sonst üblichen Annahme für Systeme mit einer Energie von 30 keV und Strömen kleiner 0.1 nA nicht als konstant angesehen werden. Da es sich sowohl beim Boersch-Effekt als auch beim Strahlversatz um statistische Prozesse handelt, können die so eingebrachten Verschlechterungen des Auflösungsvermögens nicht ausgeglichen werden. Wie sich in Kapitel 5 zeigt, kann ihr Einfluss aber durch ein durchdachtes Design minimiert werden.

Die wohl umfangreichste theoretische Darstellung der Coulomb-Wechselwirkung in Teilchenstrahlen findet sich in [36]. Dort werden nicht-relativistische, zeitunabhängige Strahlen identischer Teilchen von geringer bis mittlerer Dichte in sondenformenden Geräten wie Elektronenstrahl-Lithographie-Geräten und Rasterelektronenmikroskopen betrachtet. Die Ströme in solchen Geräten sind deutlich kleiner als 1 mA und die Strahlenergie kann Werte zwischen 1 und 100 keV annehmen, so dass die erhaltenen Ergebnisse auf den Fall niederenergetischer Rasterionensonden übertragen werden können. Das entwickelte Modell basiert auf folgenden Annahmen:

- Der Teilchenfluss ist konstant.
- Es gibt nur eine Teilchensorte, d.h. alle Teilchen sind identisch.
- Die Feldteilchen sind statistisch unabhängig, d.h. es tritt weder durch den Emissionsprozess noch von Strahlsegment zu Strahlsegment eine Korrelation der Feldteilchenkonfiguration auf.
- Man kann die Gesamtversetzung eines Testteilchens durch die Summe aller 2-Teilchen-Versetzungen beschreiben.
- Die Berechnung der Versetzung eines Testteilchens auf der zentralen Bahn entspricht dem gesamten Vielteilchenproblem.
- Der Teilchenstrahl ist rotationssymmetrisch und verläuft nahe der optischen Achse.

- Die Teilchen sind anfänglich monochromatisch, d.h. $\Delta E_{FWHM,o} = 0$ eV. (Diese Annahme ist in der Tat realistisch, da die Breite der axialen Verteilung aufgrund der starken Beschleunigung nahe der Quelle in der Regel mehrere Größenordnungen kleiner ist als die der lateralen.)
- Magnetische Wechselwirkungen und relativistische Effekte können vernachlässigt werden.
- Es wirken keine äußeren Kräfte, d.h. das Potential, in dem sich die Teilchen bewegen, ist konstant.
- Sämtliche optischen Komponenten wie Linsen und Ablenker sind unendlich dünn, so dass die Teilchenbahnen Geraden entsprechen, die am Ort einer optischen Komponente einen Knick aufweisen.

Auch mit Hilfe dieser Annahmen kann das zugrunde liegende Vielteilchenproblem nicht analytisch gelöst werden. Unterscheidet man die Wechselwirkung zweier Teilchen nach der Kollisionsart (schwach, stark, unvollständig und vollständig), kann jedoch für Systeme, in denen entweder schwache oder fast vollständige Kollisionen überwiegen, eine relativ gute Näherung in expliziter Form angegeben werden. In allen anderen Fällen (das beinhaltet insbesondere auch Systeme, in denen die dominierende Kollisionsart von Säulenabschnitt zu Säulenabschnitt wechselt) muss auf eine numerische Lösung zurückgegriffen werden. In [36] wird für jede Art von Regime und für jeden möglichen Übergangsbereich von einem Regime zum nächsten eine Funktion für die volle Halbwertsbreite der räumlichen Verteilung und der Energieverteilung in Abhängigkeit der für das System charakteristischen Größen angegeben. Die gefundenen Funktionen beschreiben die numerisch ermittelten Werte vor allem in den Übergangsbereichen allerdings nicht besonders gut, so dass auf diesen Ansatz im Fall ionenoptischer Säulen mit Bereichen unterschiedlicher Teilchendichte nicht zurückgegriffen werden kann.

Im Gegensatz zu dem analytischen Ansatz sind für numerische Monte-Carlo-Simulationen keine fundamentalen physikalischen Näherungen notwendig. Bislang gibt es allerdings nur wenige Berechnungen von Rasterionensonden, die auf dieser Methode basieren (siehe zum Beispiel [37], [38], [39], [40] und [33]). Mit Ausnahme von [33] beschränken sich sämtliche Untersuchungen auf Systeme bestehend aus zwei Einzellinsen, so dass die dort gewonnenen Erkenntnisse nicht als Basis für diese Arbeit dienen können. Das prinzipielle Vorgehen wird deshalb an das von [33] angelehnt.

Kapitel 4

Software

4.1 OPTICS

OPTICS (MEBS Ltd.) ist ein Programmpaket zur achsennahen Berechnung teilchenoptischer Systeme [41]. Die berechneten optischen Eigenschaften umfassen die grundlegenden Eigenschaften des Systems, die geometrischen Bildfehler dritter Ordnung sowie den Farbfehler erster Stufe. Die grundlegenden Eigenschaften des Systems sind die benötigten Elektrodenpotentiale, die Vergrößerung und die Winkelvergrößerung des Gesamtsystems sowie die Kardinalelemente der Linsen. Ist ein Rasterablenker Teil des Systems, werden außerdem die Ablenkempfindlichkeit und der Einfallswinkel in den Ecken des Rasterbereichs angegeben. Die berechneten geometrischen Bildfehler dritter Ordnung sind der Öffnungsfehler dritter Ordnung, die Koma, die Bildfeldwölbung, der zweizählige Astigmatismus und die Verzeichnung.

Die zur Berechnung der optischen Eigenschaften notwendigen Aufgaben sind in drei Unterpakete aufgeteilt. Das erste Unterpaket dient der Potentialberechnung von elektrostatischen und magnetischen Linsen sowie von Rasterablenkern. Da die ionenoptische Säule dieser Arbeit aus elektrostatischen Linsen und Ablenkern aufgebaut ist, kommen aus diesem Unterpaket nur die Programme ELENS und EDEFF zum Einsatz. Das Programm ELENS berechnet den axialen Potentialverlauf rotationssymmetrischer elektrostatischer Linsen mit der Finite Elemente Methode erster Ordnung. Da es sich um ein rotationssymmetrisches Problem handelt, wird als Eingabe für das Programm ein zweidimensionales vierseitiges Gitter mit beliebigem Feinheitsgrad erstellt, wobei der untere Rand des Gitters mit der optischen Achse zusammenfällt. Die Gitterlinien werden so gewählt, dass sie mit den Kanten der Elektroden zusammenfallen und die Bereiche dazwischen mit ausreichend vielen Gitterpunkten bedeckt sind. Als Randbedingung wird der Potentialverlauf auf den drei Rändern, die nicht mit der optischen Achse zusammenfallen, angegeben. Durch Teilen der vierseitigen Elemente des Gitters entstehen die finiten (dreieckigen) Elemente. Die Knotenpunkte eines solchen Elements

fallen mit den drei Ecken zusammen. Das Potential an diesen Knotenpunkten wird unter der Nebenbedingung, dass das Potential auf den Elektroden bekannt ist, durch Minimierung der im Feld gespeicherten Energie F berechnet. Für eine rotationssymmetrische Anordnung erhält man

$$F = \iiint_V \frac{1}{2} \epsilon_0 \nabla \varphi \nabla \varphi dV = \iint_A \frac{1}{2} \epsilon_0 \left(\left(\frac{\partial \varphi}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 \right) 2\pi r dz dr. \quad (4.1)$$

In erster Ordnung nimmt man an, dass sich das Potential innerhalb der finiten Elemente linear in der Position verändert, und kann dementsprechend das Potential im ganzen Raum näherungsweise aus den Potentialen an den Knotenpunkten berechnen.

Das Programm EDEFF berechnet den axialen Potentialverlauf elektrostatischer Ablenker, die aus mindestens acht Elektroden bestehen und deren Elektroden entweder Zylindersegmenten oder parallel zur optischen Achse ausgerichteten zylindrischen Stäben entsprechen. Das Programm basiert auf derselben Grundlage wie das Programm ELENS. Da in diesem Fall keine Rotationssymmetrie angenommen werden kann, muss als weitere Eingabe die Winkelabdeckung der Elektroden im ersten Quadranten angegeben werden. Das Programm ergänzt die drei anderen Quadranten durch eine positive Spiegelung an der x -Achse und eine negative Spiegelung an der y -Achse. Die Berechnungsschritte entsprechen denen des Programms ELENS.

Das zweite Unterpaket dient der Berechnung der optischen Eigenschaften. Es besteht aus dem Programm ABER. Als Eingabe dienen dem Programm die zuvor berechneten axialen Potentialverläufe sowie die in einer separaten Eingabedatei definierten Abbildungsbedingungen. Dazu gehören die Anzahl der Berechnungsintervalle entlang der optischen Achse, die Position der Objekt- und der Bildebene, die volle Energiebreite des verwendeten Emitters, die Position der Aperturblende, die Position der Linsen und, soweit vorhanden, des Rasterablenkers sowie die festen und variablen Potentiale der einzelnen Linsenelektroden. Die grundlegenden Eigenschaften des Systems werden durch das numerische Lösen der paraxialen Bahngleichung bestimmt. Die geometrischen Bildfehler dritter Ordnung und der Farbfehler erster Stufe werden aus den entsprechenden Bildfehlerintegralen berechnet.

Das dritte Unterpaket dient der graphischen Darstellung des erstellten Gitters, von Äquipotentiallinien, des axialen Potentialverlaufs, von Spotdiagrammen und von Stromdichtelinien. Die entsprechenden Programme heißen PLOTM, PLOTE, PLOTF, PLOTS und PLOTG. Ihnen allen dienen die Ergebnisse der anderen zwei Unterpakete als Eingabe.

4.2 IMAGE

IMAGE (MEBS Ltd.) ist ein Programmpaket zur Berechnung teilchenoptischer Systeme unter Berücksichtigung der Coulomb-Wechselwirkung [42]. Die verwendete Metho-

de ist ein Direct Ray-Trace. Als Ergebnis erhält man zum einen die grundlegenden Eigenschaften des Systems und zum anderen für jedes betrachtete geladene Teilchen den Durchstoßpunkt und die Steigung in der Bildebene sowie die Abweichung seiner Energie von der Sollenergie.

Genau wie OPTICS ist auch IMAGE in die drei Unterpakete Potentialberechnung, Berechnung der optischen Eigenschaften und graphische Darstellung aufgeteilt. Das Programm SOELENs des ersten Unterpakets zur Berechnung des axialen Potentialverlaufs rotationssymmetrischer elektrostatischer Linsen ist eigentlich Teil des Programmpakets SOFEM [43]. Es basiert auf der Finite Elemente Methode zweiter Ordnung. Die Eingabe für SOELENs ist ganz ähnlich zu der für ELENs, allerdings können auch gekrümmte Gitterlinien berücksichtigt und damit reale Elektrodenformen besser nachgebildet werden. Als finite Elemente werden die definierten krummlinigen viereckigen Elemente verwendet. Die Knotenpunkte eines solchen finiten Elements fallen mit den vier Ecken, den vier Kantenmittelpunkten und dem Mittelpunkt des Elements zusammen, so dass insgesamt neun Knotenpunkte pro Element zur Verfügung stehen. Das Potential an diesen Knotenpunkten wird wie im Fall erster Ordnung unter der Nebenbedingung, dass das Potential auf den Elektroden bekannt ist, durch Minimierung der im Feld gespeicherten Energie F berechnet. Mit Hilfe der Potentiale an den Knotenpunkten wird anschließend das Potential im ganzen Raum unter der Annahme berechnet, dass sich das Potential innerhalb der finiten Elemente quadratisch in der Position verändert. Aufgrund der größeren Knotenpunktzahl und des quadratischen Potentialverlaufs innerhalb der finiten Elemente entspricht der berechnete axiale Potentialverlauf etwas mehr dem tatsächlichen als bei der Methode erster Ordnung. Mit Hilfe des Programms HERM1, das ebenfalls Teil des ersten Unterpakets ist, wird der berechnete axiale Potentialverlauf in der Basis der orthonormalen Hermite-Polynome dargestellt. Es können die Hermite-Polynome bis zum Grad 200 berücksichtigt werden. Im Gegensatz zu dem Ergebnis des Programms SOELENs erfüllt die analytische Fortsetzung des in der Basis der Hermite-Polynome dargestellten axialen Potentialverlaufs die Laplace-Gleichung auch in jedem außeraxialen Punkt exakt, so dass diese Art der Darstellung insbesondere für die numerische Bahnintegration ideal ist.

Das zweite Unterpaket dient der Berechnung des Ray-Trace. Es besteht aus dem Programm IMAGE, das denselben Namen trägt wie das gesamte Programmpaket. Die Berechnung teilchenoptischer Systeme entspricht einem Vielteilchenproblem, dessen genaue Startkonfiguration nicht bekannt ist, so dass eine Berechnung der zeitlichen Entwicklung nicht möglich ist. Einen Ausweg bietet das Quasi-Ergodentheorem der statistischen Mechanik. Dieses besagt, dass ein System im Laufe der Zeit jedem Mikrozustand beliebig nahe kommt. Eine Mittelung über die Zeit, wie sie bei jeder Beobachtung des Systems zur Bestimmung dessen Eigenschaften automatisch passiert, ist somit gleichbedeutend mit einer Mittelung über die Mikrozustände des Systems. Anstelle der zeitlichen Entwicklung eines Systems betrachtet man also möglichst viele seiner per se

gleichwahrscheinlichen Mikrozustände und mittelt über sie. Eine rein statistische Auswahl der Mikrozustände ist wenig effizient, da viele Mikrozustände kaum einen Beitrag zu den makroskopischen Messgrößen liefern. Beim sogenannten Importance Sampling wählt man nur diejenigen Mikrozustände aus, deren Ergebnisse als sehr wahrscheinlich betrachtet werden können, also von vielen weiteren Mikrozuständen produziert werden. So erhält man relativ schnell, das heißt innerhalb kleiner Rechenzeiten, einen recht guten Mittelwert der Mikrozustände und damit einen recht guten Wert der gesuchten Messgröße. Die Wahl bzw. das Modellieren geeigneter Mikrozustände mit N_{total} Teilchen erfolgt über das zufällige Ziehen aus vorgegebenen Verteilungsfunktionen (Monte-Carlo-Simulation). Einem Teilchen wird daher abhängig von der Größe, der Intensitätsverteilung und der Form der Quelle zu Beginn eine Position in der (x, y) -Ebene an der z -Position des Emitters zugeordnet. Des Weiteren erhält es abhängig von der Winkelverteilung und dem Öffnungswinkel eine Steigung $\frac{dx}{dz}$ in x - und eine Steigung $\frac{dy}{dz}$ in y -Richtung. Seine Energieabweichung wird gemäß der vorgegebenen Energieverteilung bestimmt. Der Zeitpunkt seiner Erstellung, also seine Position innerhalb des Strahls, wird durch die Vorgabe des Strahlstroms, der Anzahl der Teilchen, der Ladung des Teilchens und einer uniform verteilten Zufallszahl bestimmt. Für die Sequenz jeder Größe, die zufällig gezogen wird, wird ein anderer Startwert (Seed) verwendet, der aus dem vorgegebenen Startwert des Anwenders ermittelt wird. Für uniforme Verteilungen wird die Box-Muller Methode, für gaußförmige Verteilungen der von Schrage modifizierte Zufallszahlengenerator nach Park und Miller verwendet. Eine Beschreibung dieser Methoden findet sich zum Beispiel in [44].

Um die Rechenzeit weiter zu minimieren, werden die Teilchen eines Mikrozustands nicht zusammen betrachtet, sondern in kleinere Pakete aufgeteilt, die sogenannten Bunches. Jeder dieser Bunches wird unabhängig von den anderen Bunches berechnet. Da in dem Programm keine automatische Abfrage implementiert ist, muss der Anwender darauf achten, dass die Anzahl der Teilchen pro Bunch N_{TPB} groß genug ist, so dass die Mehrzahl der Teilchen die gleichen physikalischen Bedingungen vorfindet, wie sie auch im Gesamtsystem, also einem quasi-unendlich langen Teilchenstrahl, vorliegen würden, Randeffekte also vernachlässigbar sind. Als erste einfache Abschätzung kann man die Debyesche Abschirmlänge $\lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 k_B T / (q^2 n)}$ verwenden, die ein Maß für die effektive Reichweite des Coulomb-Potentials darstellt. Die Teilchendichte n ist gegeben durch $n = N/V = I_{Strahl} \sqrt{m_{Ga}} / (2 q \Phi) / (\pi r_{Strahl}^2 q)$, wobei V mit Hilfe von $\pi r_{Strahl}^2 L_{Bunch}$ abgeschätzt wird. Von diesem Wert ausgehend verlängert man das Paket durch die Erhöhung der Teilchenzahl pro Bunch so lange, bis sich das Ergebnis nicht mehr signifikant verändert.

Hat man die Anzahl der Teilchen pro Bunch festgelegt, werden die Teilchen innerhalb des Zeitfensters $\tau_{Bunch} = q N_{TPB} / I_{Strahl}$ vom Emitter entsprechend der vorgegebenen Verteilungen und Bedingungen losgeschickt, so dass die Teilchendichte innerhalb eines Pakets unabhängig von der Vorgabe von N_{TPB} ist. Um die Ergebnis-

se verschiedener Simulationen vergleichen zu können, muss die Länge eines Pakets $L_{Bunch} = v\tau_{Bunch} = q\sqrt{2q\Phi/m_{Ga}N_{TPB}/I_{Strahl}}$ für alle Rechnungen gleich groß gewählt werden. Nur dann ist der Fehler, der durch die Unterteilung in kleinere Pakete erzeugt wird, bei allen Rechnungen gleich. Allerdings variiert $\Phi = \Phi(z)$ entlang der Säule, so dass es schwierig ist, einen einzigen Wert zu wählen: Wählt man die Landeenergie, betrachtet man nur einen sehr kleinen Bereich der Säule, wählt man die Energie im Strahlführungsrohr, betrachtet man zwar den Großteil der Säule, allerdings auch den Bereich, in dem der Strahl den größten Durchmesser aufweist und die Simulationsergebnisse somit am unempfindlichsten sind. Da der betrachtete Energiebereich bei den genannten Möglichkeiten nicht allzu groß ist und die Unterschiede durch das Ziehen der Wurzel weiter verringert werden, wird in dieser Arbeit nur das Produkt qN_{TPB}/I_{Strahl} konstant gehalten (Anhang B.2).

Um die Rechenzeit weiter zu verkürzen, bietet IMAGE die Möglichkeit, mittels des Treecode-Algorithmus [45] alle von dem aktuell betrachteten Teilchen weit entfernten Teilchen zu einem effektiven wechselwirkenden Superteilchen zusammenzufassen. Wie stark diese Zusammenfassung geschehen soll, kann über den Treecode-Parameter eingestellt werden. Die Rechenzeit sinkt damit von $N_{TPB} N_{TPB}$ auf minimal $N_{TPB} \log(N_{TPB})$. Erfahrungsgemäß verkürzt sich die Rechenzeit erst ab einer Teilchenzahl pro Bunch von etwa 100 merklich, so dass für kleinere Teilchenzahlen immer die direkte Methode bevorzugt werden sollte. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Treecode-Parameter von 1 verwendet, wobei ein Treecode-Parameter von 1000 bedeutet, dass jedes Teilchen für sich betrachtet wird.

Hat man alle Parameter festgelegt, wird die zeitliche Entwicklung des gewählten Mikrozustands mittels Molekulardynamik-Simulation, also durch das Lösen der Bewegungsgleichung in kleinen Zeitschritten, verfolgt. Für jeden dieser Zeitpunkte werden die Kräfte, die durch die elektrischen Felder der Linsen auf die Teilchen wirken, sowie die Kräfte der einzelnen Teilchen untereinander ermittelt und addiert. Das Programm arbeitet nicht mit konstanten Zeitschritten sondern mit einer adaptiven Zeitschrittwertenkontrolle. So wird die Positionsabweichung eines Teilchens von einem Schritt zum nächsten immer unter einem vorgegebenem Wert gehalten. Der hier verwendete Fehlerkontrollwert (ERROR BOUND PER STEP) beträgt $1.0 \cdot 10^{-14}$ m.

Da alle Teilchen einer Simulation aus einer Verteilung gezogen werden, also zu einem Mikrozustand gehören, müssen sie nach dem Lösen der Bewegungsgleichung immer gemeinsam ausgewertet werden, unabhängig davon, zu welchem Bunch sie während der Simulation gehört haben. Soll über mehrere Mikrozustände gemittelt werden, muss das Programm mehrmals und mit verschiedenen Startwerten durchlaufen werden. Geschieht dies in ausreichender Anzahl, erhält man eine Abschätzung für den Fehler der Gewichtung der einzelnen Mikrozustände und damit für den Fehler der erhaltenen Messgrößen.

Die Programme IMAGESP, IMAGEQ und PLOTSPF2 des dritten Unterpakets für die

graphische Darstellung der Ergebnisse werden in dieser Arbeit nicht verwendet.

4.2.1 Verwendete Parameter

Die Eingabedatei für IMAGE wird in die logischen Einheiten SOURCE, LENS, ILLUMINATION APERTURE, BEAM LIMITING APERTURE, GAUSSIAN IMAGE PLANE, SCREEN, PARTICLES und SIMULATION PARAMETERS unterteilt. Diejenigen Parameter, denen in allen Untersuchungen der ionenoptischen Säule dieser Arbeit stets der gleiche Wert zugewiesen wird, sollen an dieser Stelle kurz genannt werden. Gemäß [46] können Emitter und Extraktor in ihrer Wirkung zu einer virtuellen Quelle zusammengezogen werden. Die Ionen besitzen in diesem Fall bereits am Ort der virtuellen Quelle eine Energie von $E_o = e\Phi_{EX}$ und der Bereich zwischen Emitter und Extraktor ist nahezu feldfrei. In [47] wird die Position der virtuellen Quelle relativ zur realen Emitterspitze einer LMIS untersucht. Diese ist entgegen der Strahlrichtung nach vorne verschoben, so dass der Abstand zwischen virtueller Quelle und Extraktor etwas größer ist als der zwischen realer Emitterspitze und Extraktor. Dieser Unterschied wird umso größer, je weiter der Beobachtungspunkt, in diesem Fall der Extraktor, von der realen Emitterspitze entfernt ist. Laut Hersteller weist die verwendete Ga-LMIS einen Spitzenradius zwischen 4 und 7 μm auf. Der Abstand zwischen Emitterspitze und Extraktor beträgt 650 μm . Für den größten Spitzenradius beträgt das Verhältnis von Position des Extraktors zu Spitzenradius $650 \mu\text{m}/7 \mu\text{m} = 93 \simeq 100$. Gemäß den in [47] präsentierten Werten liegt die virtuelle Quelle damit $7.2 \cdot 7 \mu\text{m} \simeq 50 \mu\text{m}$ vor der realen Emitterspitze. Da der Unterschied zwischen den beiden Positionen vernachlässigbar klein ist, wird in den Simulationen die Position der realen Emitterspitze verwendet. Gemäß den theoretischen Untersuchungen in [47] und [48] handelt es sich bei experimentellen Ergebnissen für die Größe der virtuellen Quelle d_{Quelle} und für die volle Halbwertsbreite der Energieverteilung ΔE_{FWHM} nicht um die Werte direkt am Ort des Emitters. Vielmehr ist in diesen Werten die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Emitter und Extraktor bereits berücksichtigt. Dementsprechend werden für die Simulationen experimentelle Werte verwendet: Die Werte für die Größe der virtuellen Quelle d_{Quelle} sowie für die Winkelstromdichte entstammen [49], die Werte für die volle Halbwertsbreite der Energieverteilung ΔE_{FWHM} sind [50] entnommen. Gemäß [51] ist die Energieverteilung in etwa gaußförmig und die Winkelverteilung nahe der optischen Achse flach, so dass sie als konstant (UNIFORM) über den Durchmesser der strombegrenzenden Blende angenommen werden kann. Für die logische Einheit SOURCE (Quelle) werden somit die in Tabelle 4.1 angegebenen Werte verwendet.

Sämtliche Positionsangaben innerhalb des Programms beziehen sich auf die Vorderkante der ersten Elektrode der Strahlerlinse. Diese befindet sich somit immer an der Position $z_{Sim} = 0$ mm. Der Abstand zwischen Emitter und erster Linsenelektrode beträgt 11.0 mm (Kapitel 5.2). Die optische Apertur befindet sich an der Position $z_{Sim} = 135.2$ mm und ist damit 146.2 mm von der Emitterspitze entfernt. Die Form

IMAGE-Parameter	Wert für $I_{Emission} = 1 \mu\text{A}$	Wert für $I_{Emission} = 3 \mu\text{A}$
POSITION $d_{Emitter}$ [mm]	-11	
SHAPE	ROUND	
SIZE d_{Quelle} [μm]	0.05	0.06
INTENSITY DISTRIBUTION	GAUSSIAN	
ANGULAR SHAPE	ROUND	
ANGULAR DISTRIBUTION	UNIFORM	
ENERGY WIDTH PARAMETER ΔE_{FWHM} [eV]	5	7
ENERGY DISTRIBUTION	GAUSSIAN	
$dI/d\Omega$ [$\mu\text{A}/\text{sr}$]	15	18

Tabelle 4.1: Die für die logische Einheit SOURCE (Quelle) verwendeten Werte inklusive der Winkelstromdichte $\frac{dI}{d\Omega}$. Alle leeren Tabelleneinträge entsprechen den danebenstehenden Werten. Für prinzipielle Untersuchungen wird gemäß [49] ein minimaler Emissionsstrom von $I_{Emission} = 1 \mu\text{A}$ angenommen. Die verwendete Ga-LMIS benötigt für eine stabile Emission allerdings einen Emissionsstrom von $I_{Emission} = 3 \mu\text{A}$, so dass die Werte für die vergleichenden Simulationen entsprechend angepasst werden. Die Wahl für $d_{Emitter}$ wird in Kapitel 5.2 erklärt.

der beschneidenden Apertur (BEAM LIMITING APERTURE) wird als rund angenommen. Der Schirm wird immer in der Gaußschen Bildebene positioniert. Zur Fokussierung des Systems wird das Potential der Fokuselektrode der Objektivlinse variiert, alle anderen Potentiale (auch die der Strahlerlinse) sind fest vorgegeben. Für die logische Einheit PARTICLES (Strahlteilchen) werden die in Tabelle 4.2 angegebenen Werte verwendet.

IMAGE-Parameter	Wert
TYPE	IONS
CHARGE [q_{Proton}]	1
MASS [m_{Proton}]	70

Tabelle 4.2: Die für die logische Einheit PARTICLES (Strahlteilchen) verwendeten Werte.

Mit Hilfe des Parameters PARAXIAL RAY METHOD (Methode für die paraxialen Bahnen) der logischen Einheit SIMULATION PARAMETERS (Simulationsparameter) wird festgelegt, welche paraxialen Bahnen für die Fokussierung, also für die Festlegung

des Potentials der Fokuselektrode der Objektivlinse, verwendet werden sollen. In einem Rundlinsensystem sind die Eigenschaften in den beiden Richtungen senkrecht zur optischen Achse identisch, so dass es ausreicht, entweder den xz - oder den yz -Schnitt zu betrachten. In diesem Fall kann der Wert „R“ gewählt werden. Für die Berechnung des Direct Ray-Trace muss das Potential um die optische Achse in Abhängigkeit des radialen Abstands entwickelt werden. Der Parameter ORDER (Ordnung) gibt an, bis zu welcher Ordnung das geschehen soll. Um Simulationspakete im Hintergrund abarbeiten zu können, muss der Startwert des variablen Potentials so gewählt werden, dass die automatische Fokusroutine (FOCUS MODE) den gewünschten Betriebsmodus findet. In diesem Fall kann der interaktive Modus (INTERACTIVE MODE) ausgeschaltet werden. Gemäß Anhang B werden für die logische Einheit SIMULATION PARAMETERS (Simulationsparameter) die in Tabelle 4.3 angegebenen Werte verwendet.

IMAGE-Parameter	Wert für $I_{Strahl} = konstant = 125 \text{ pA}$	Wert für $I_{Strahl} \neq konstant$
INITIAL CONDITIONS	RANDOM	
N_{total}	≥ 15000	≥ 100000
PARTICLES/BUNCH N_{TPB}	$2 I_{Strahl} / \text{pA}$	
BUNCHES N_B	N_{total} / N_{TPB}	
SEED	1	
ERROR BOUND PER STEP	$1.0 \cdot 10^{-14} \text{ m}$	
PARAXIAL RAY METHOD	R	
ORDER	5	
COULOMB INTERACTIONS	ON	
SIMULATION METHOD	TREE	
TREECODE-PARAMETER	1	
FOCUS MODE	AUTOMATIC	
INTERACTIVE	NO	

Tabelle 4.3: Die für die logische Einheit SIMULATION PARAMETERS (Simulationsparameter) verwendeten Werte inklusive der Gesamtteilchenzahl N_{total} . Alle leeren Tabelleneinträge entsprechen den danebenstehenden Werten. Für Untersuchungen ohne beschneidende Apertur ist der Strahlstrom konstant und beträgt $I_{Strahl} = konstant = 125 \text{ pA}$. Die Untersuchungen mit beschneidender Apertur sind mit $I_{Strahl} \neq konstant$ bezeichnet.

Gemäß den Ausführungen in Anhang B kann man folgendes über die Abweichungen der Simulationsergebnisse von dem tatsächlichen Wert sagen:

- Aufgrund der endlichen Teilchenzahl ergibt sich bei einer Gesamtteilchenzahl von 15000 ein Fehler von $\pm 2.0 \%$.

- Aufgrund der Aufteilung der Teilchen in Bunches ergibt sich ein Fehler von ± 3.0 %.
- Aufgrund der Verwendung des Treecode-Algorithmus [45] ergibt sich ein Fehler von ± 1.0 %.
- Aufgrund des in IMAGE implementierten Zufallszahlengenerators entsteht ein Fehler von ± 4.0 %.

Da nicht geklärt ist, inwiefern die einzelnen Fehlerbeiträge voneinander abhängen, wird für die mit IMAGE berechneten Sondendurchmesser ein Fehler von ± 10.0 % angenommen. Die Berechnung eines Vielteilchenproblems nimmt viel Zeit in Anspruch: Ein Prozessor vom Typ AMD Athlon 64 X2 4600+ mit einer Taktfrequenz von 2.4 GHz benötigt für die Berechnung einer Systemkonfiguration mit $N_{total} = 120000$ und $N_{TPB} = 40000$ gut 10 Tage. Aus diesem Grund kann auf die oben beschriebenen Näherungen nicht verzichtet werden. Die erhaltenen Werte dienen zum einen als Richtwert, mit dessen Hilfe das prinzipielle Verhalten des Systems abgeschätzt und Designentscheidungen getroffen werden können. Zum anderen dienen die erhaltenen optimalen Systemkonfigurationen als Startwert für die reale Systemjustage. Beide Aufgaben können trotz des Fehlers erfüllt werden.

4.2.2 Nachbearbeitung

IMAGE berechnet im Wesentlichen die Eigenschaften der betrachteten Teilchen in der Bildebene und überlässt die weitere Auswertung wie zum Beispiel die Bestimmung des Sondendurchmessers dem Anwender.

Da nicht davon ausgegangen werden kann, dass die Ionen in der Bildebene gaußförmig verteilt sind, wird als Maß für die Sondengröße ebenfalls der FW_{50} -Wert gewählt. Dieser wird aus den zentralen 50 % der Verteilung ermittelt, so dass der genaue Verlauf der Verteilung außerhalb dieses Kerns keine Rolle spielt und eventuelle Modellfehler der Monte-Carlo-Simulation, die zum Beispiel zulassen, dass Teilchen näher beieinander generiert werden als in der Realität zulässig ist, nicht ins Gewicht fallen.

In zwei zusätzlichen Programmen, die nicht Teil der MEBS-Softwarepakete sind, wird mit Hilfe der von IMAGE erstellten Liste der Durchstoßpunkte $(x_k(z_i), y_k(z_i))$ der Abstand der Ionen von der optischen Achse bestimmt und der Größe nach sortiert. Entsprechend der Definition des FW_{50} -Werts ergibt sich der Sondendurchmesser als das Doppelte des größten Abstandswerts der kleinsten 50 %. Um den Effekt der Raumladung auszugleichen, wird im nächsten Schritt mit Hilfe der von IMAGE ermittelten Steigungen $(\frac{d}{dz}x_k(z_i), \frac{d}{dz}y_k(z_i))$ eine Extrapolation der Geraden aus der Bildebene vorgenommen und der Strahldurchmesser in den Ebenen, die hinter bzw. vor der Bildebene liegen, ermittelt. Die Schrittweite der Defokussierung beträgt $1 \mu\text{m}$. Unabhängig davon,

ob der ermittelte Sondendurchmesser größer oder kleiner wird, wird der Sondendurchmesser immer in den ersten 10 Defokusebenen berechnet und mit dem zuvor erhaltenen Minimum verglichen. Ist der Wert kleiner als der bereits ermittelte, ersetzt er das alte Minimum, ist er größer, wird er verworfen. Ab einer Defokusdistanz von $+11 \mu\text{m}$ bzw. $-11 \mu\text{m}$ wird die Berechnung abgebrochen, wenn der erhaltene Sondendurchmesser größer als derjenige in der Bildebene ist. Die größte betrachtete Defokusdistanz ist $+2 \text{ mm}$ bzw. -2 mm .

4.3 EO-3D

EO-3D (MEBS Ltd.) ist ein Programmpaket zur Berechnung des Potentialverlaufs dreidimensionaler elektrostatischer Systeme [52]. Die Berechnung basiert auf der Finite Differenzen Methode. Als Eingabe dient ein dreidimensionales kartesisches Gitter mit variabler Schrittweite in allen drei Raumrichtungen. Die Elektroden werden aus einfachen geometrischen Formen wie Zylindern und Kugeln zusammengesetzt. Das Potential an einem Gitterpunkt berechnet sich aus der gewichteten Summe der Potentiale an den sechs umgebenden Gitterpunkten plus einen siebten Term, der eventuell vorhandene Ladungen berücksichtigt. Befindet sich einer der benachbarten Gitterpunkte innerhalb einer Elektrode, wird die Gewichtung des entsprechenden Potentials gemäß der Unterteilung der Verbindungsstrecke der beiden Gitterpunkte durch die Elektrode verändert. Im Gegensatz zur Finite Elemente Methode können die Gitterlinien damit unabhängig von der Form der Elektroden definiert werden [53].

EO-3D besteht aus vier Unterpaketen, wobei für diese Arbeit nur die ersten zwei benötigt werden. Das erste Unterpaket dient der eigentlichen Berechnung des Potentialverlaufs. Das erstellte Gitter wird mit dem Programm ECHECK3D auf eventuelle Fehler überprüft. Das Programm EMESH3D erstellt die Finite Differenzen Gleichungen unter Berücksichtigung der Randbedingungen, die anschließend von dem Programm EPOT3D gelöst werden. Mit Hilfe des Programms ERPLOT3D des zweiten Unterpakets können Äquipotentiallinien in beliebigen zweidimensionalen Schnitten dargestellt werden. Die Unterpakete drei und vier zur Berechnung des axialen Potentialverlaufs bzw. der optischen Eigenschaften werden nicht verwendet.

Kapitel 5

Simulation

5.1 Zielsetzung

Für die Realisierung einer niederenergetischen Rasterionensonde, die den genannten Anforderungen genügt, müssen folgende Fragen geklärt werden:

- Wird der Sondendurchmesser von den Betriebsmodi der beiden Immersionslinsen oder von dem kinetischen Potential des Strahlführungsrohrs dominiert? (Kapitel 5.2)
- Wird der Sondendurchmesser von dem Arbeitsabstand, also von dem Bereich mit dem kleinsten Strahldurchmesser und der niedrigsten Strahlenergie, oder von der Länge der Freiflugstrecke dominiert? (Kapitel 5.2)
- Wie kann der Simulationsansatz von [23] weiter verfeinert werden? (Kapitel 5.3)
- Wo befindet sich die optimale Position der Aperturblende in einem nahezu quasi-telezentrischen Strahlengang? (Kapitel 5.4)
- Wo befindet sich die optimale Position des Rasterablenkers? (Kapitel 5.5.1)
- Welche Objektivlinsengeometrie ist optimal? (Kapitel 5.5.2)
- Erreichen die Sekundärelektronen auch bei kleinem Arbeitsabstand den Detektor? (Kapitel 5.5.3)
- Welche Simulationsmodelle der beiden Immersionslinsen sind optimal? (Kapitel 5.6.1)
- Welche Systemkonfiguration ist optimal für eine Landeenergie von 1.0, 2.0 und 3.0 keV? (Kapitel 5.6.2, 5.6.3 und 5.6.4)

Die Fragen bezüglich des Rasterablenkers, der Objektivlinsengeometrie, des Sekundärelektronenwegs und der Simulationsmodelle können ohne Berücksichtigung der Coulomb-Wechselwirkung beantwortet werden, für alle anderen muss sie in Betracht gezogen werden.

Im Rahmen der durchgeführten Simulationen werden drei verschiedene Systeme untersucht:

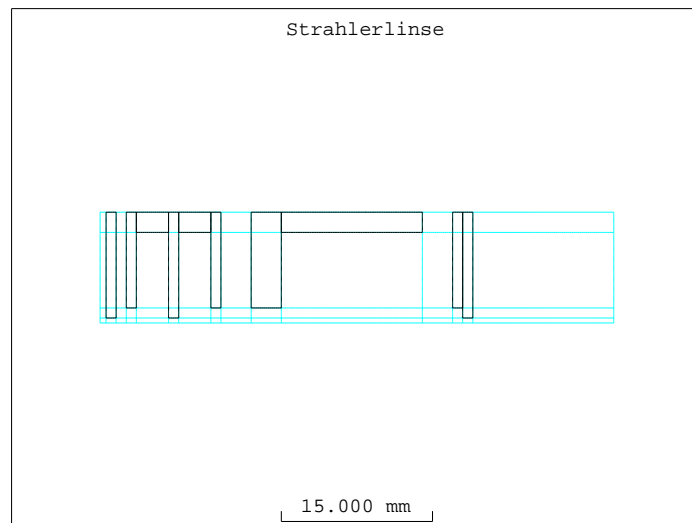
- Für die Untersuchung des Einflusses der Simulationsparameter für IMAGE wird das System nach [23] gewählt (Anhang B).
- Für die Klärung designrelevanter Fragen wird ein Hybridsystem bestehend aus der Strahlerlinse nach [24] und der Objektivlinse nach [23] verwendet (Kapitel 5.2, 5.3 und 5.4).
- In Kapitel 5.6 wird das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte System charakterisiert.

5.2 Grundlegende Betrachtungen

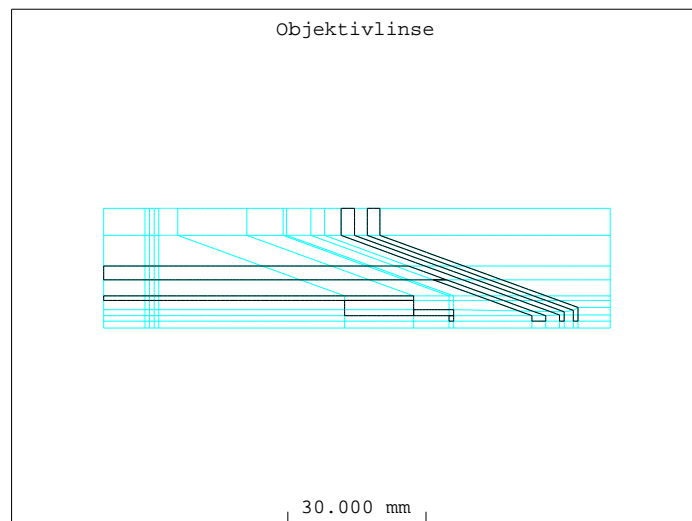
Um die Fragen nach den dominierenden Einflussgrößen des Sondendurchmessers zu klären, wird ein Hybridsystem bestehend aus der Strahlerlinse nach [24] und der Objektivlinse nach [23] untersucht. Das Simulationsmodell der Strahlerlinse berücksichtigt allerdings nur die grobe Form der Elektroden, die exakte Geometrie der Blenden wird vernachlässigt. Die entsprechenden Modelle sind in Abbildung 5.1 dargestellt.

Für das System bestehend aus diesen zwei Linsen wird folgendes festgelegt:

- Der Abstand zwischen der vorderen Kante der (im optischen Sinne) ersten Elektrode der Strahlerlinse und der hinteren Kante der (im optischen Sinne) letzten Elektrode der Objektivlinse (zukünftig als Linsenabstand bezeichnet) beträgt entsprechend des in [23] vorgestellten Systems maximal 544.0 mm.
- Der Arbeitsabstand, d.h. der Abstand zwischen letzter Linsenelektrode und Probe, beträgt entsprechend des in [23] vorgestellten Systems maximal 15.0 mm.
- Die Extraktionsspannung zwischen Extraktor und Emitterspitze wird in einem realen System entsprechend des kleinsten Emissionsstroms gewählt, bei dem der Emitter gerade noch stabil arbeitet [54]. Gemäß den Beschreibungen in [23] und [24] wird angenommen, dass dieser Wert $\Phi_{EX} - \Phi_{Emitter} = 4.5$ kV beträgt.
- In [24] werden für eine Strahlerlinsengeometrie nach [55] das optimale Potential der ersten Elektrode und der optimale Abstand zwischen Emitterspitze und erster Elektrode für $\Phi_{EX} = 4.5$ kV und $\Phi_{SFR} = 8.0$ kV untersucht. Die erhaltenen Werte sind $\Phi_{SL1} = 5.4$ kV und $d_{Emitter} = 11.0$ mm. Da der Einfluss dieser



(a) Strahlerlinse nach [24]. Die drei Elektroden nahe der optischen Achse entsprechen dem Extraktor, der Sprayblende und der ersten Druckstufenblende. Die exakte Form der beiden Blenden wird nicht berücksichtigt.



(b) Objektivlinse nach [23]. Die Konusform der letzten Elektroden ist der Tatsache geschuldet, dass das in [23] vorgestellte System mit einem kommerziellen Rasterelektronenmikroskop kombiniert werden sollte.

Abbildung 5.1: Simulationsmodelle für die abschätzenden Rechnungen. Zu sehen ist das grobe Gitter. Die optische Achse verläuft entlang der untersten Gitterlinie von links nach rechts.

Parameter auf das Auflösungsvermögen des Systems relativ gering ist und die Verhältnisse am Emittor für den stabilen Betrieb einer realen Ga-LMIS ohnehin nicht stark variiert werden können, wird im Hinblick auf die Tatsache, dass die rechnerische Optimierung einer Systemkonfiguration sehr viel Zeit in Anspruch nimmt, im Rahmen dieser Arbeit darauf verzichtet, das Potential der ersten Elektrode und den Abstand zwischen Emitterspitze und erster Elektrode weiter zu optimieren. Die Spannung zwischen erster Elektrode der Strahlerlinse und Extraktor beträgt damit unabhängig von der betrachteten Systemkonfiguration $\Phi_{SL1} - \Phi_{EX} = 0.9$ kV, der Abstand zwischen Emitterspitze und erster Elektrode 11.0 mm und der Abstand von Emitterspitze zu Bildebene maximal 570.0 mm.

- Die beiden letzten konischen Elektroden der Objektivlinse sind entsprechend des in [23] vorgestellten Systems geerdet. (Die letzte Elektrode dient zur Abschirmung des äußeren Streufelds des Postlens-Rasterablenkers.)
- Der Strahlstrom wird bereits am Ort des Emitters auf seinen endgültigen Wert begrenzt. Gemäß den in [23] erreichten Strahlströmen beträgt dieser 125 pA. Der entsprechende halbe Öffnungswinkel ist $\alpha_o = 1.63$ mrad. Der Sondenstrom ergibt sich in diesem Fall zu $I_{Sonde} = I_{Strahl} / 2 = 63$ pA (Kapitel 3.1.3).

5.2.1 Vorgehensweise

Im ersten Schritt werden mit Hilfe des Programmpakets OPTICS die optimalen Potentiale der beiden Fokuselektroden für unterschiedliche Potentiale des Strahlführungsrohrs ermittelt. Der mit diesen Potentialen berechnete Sondendurchmesser weist in Abhängigkeit des Potentials des Strahlführungsrohrs ein Minimum auf. Die Strahlerlinse wird immer im optisch günstigsten internen Beschleunigungsmodus betrieben. Für das Gesamtsystem werden die Betriebsmodi *AaA* und *AiA* betrachtet.

Im nächsten Schritt wird das System unter Berücksichtigung der Coulomb-Wechselwirkung mit Hilfe des Programmpakets IMAGE und anschließender Defokussierung untersucht. Dazu wird für das Potential des Strahlführungsrohrs der im ersten Schritt gefundene optimale Wert vorgegeben und die Vergrößerung des Systems so lange variiert, bis das Minimum des Sondendurchmessers auch im Fall mit Coulomb-Wechselwirkung gefunden ist.

Bei der Optimierung werden folgende Schrittweiten und Werte der variablen Parameter verwendet:

- Das Potential des Strahlführungsrohrs wird mit einer Schrittweite von 50 V variiert, wobei berücksichtigt wird, dass das massebezogene Potential des Strahlführungsrohrs minimal -10.0 kV beträgt.
- Das Potential der Fokuselektrode der Strahlerlinse wird mit einer Schrittweite von 10 V variiert.

- Die Vergrößerung wird mit einer Schrittweite von 0.1 variiert.
- Für den Linsenabstand werden die Werte 319.0, 444.0 und 544.0 mm betrachtet. (Das System mit einem Linsenabstand von 544.0 mm und einem Arbeitsabstand von 15.0 mm entspricht in etwa demjenigen, das in [23] beschrieben wird.)
- Es werden die Arbeitsabstände 5.0, 10.0 und 15.0 mm betrachtet, wobei der Linsenabstand konstant gehalten wird.
- Es werden die Landeenergien 1.0, 2.0 und 3.0 keV betrachtet.
- Die Schrittweite beim Defokus beträgt $1 \mu\text{m}$.
- Bei den Berechnungen mit OPTICS wird die Anzahl der Intervalle gemäß $N_{\text{Intervall}} = 10 \cdot L_{\text{System}}/\text{mm}$ gewählt.

5.2.2 Ergebnis

Die Sondendurchmesser für die innerhalb des oben beschriebenen Vorgehens erhaltenen optimalen Systemkonfigurationen unter Berücksichtigung der Coulomb-Wechselwirkung sind in den Abbildungen 5.2, 5.3 und 5.4 dargestellt. Die in den Abbildungen angegebenen Werte für das optimale kinetische Potential des Strahlführungsrohrs variieren in Abhängigkeit der Länge des Gesamtsystems um ± 0.1 kV. Die exakten Werte und weitere Details zu den mit den Programmpaketen OPTICS und IMAGE erhaltenen Ergebnissen sind in Anhang C.1 aufgelistet. Da in den Simulationen bereits berücksichtigt wird, dass das massebezogene Potential des Strahlführungsrohrs minimal -10.0 kV beträgt, liefert der Betriebsmodus *AiA* bei einem Arbeitsabstand von 10.0 mm nur für eine Landeenergie von 1.0 und 2.0 keV bessere Ergebnisse als der Betriebsmodus *AaA*.

Die mit IMAGE erhaltenen optimalen Systemkonfigurationen wurden zur Sicherheit auch mit einem zweiten Simulationsprogramm, das ebenfalls auf Monte-Carlo-Simulationen beruht, berechnet. Der Vergleich der Ergebnisse lässt vermuten, dass die erhaltenen Werte im Rahmen ihrer Genauigkeit richtig sind [56].

Zusammenfassend ergeben sich damit folgende Erkenntnisse:

- Es ist wichtiger, ein hohes kinetisches Potential des Strahlführungsrohrs zu realisieren als den internen Beschleunigungsmodus beider Linsen.
- Es ist wichtiger, den Arbeitsabstand (und damit den Bereich mit dem kleinsten Strahldurchmesser und der geringsten Strahlenergie) zu reduzieren als die Freiflugstrecke zu verkürzen.

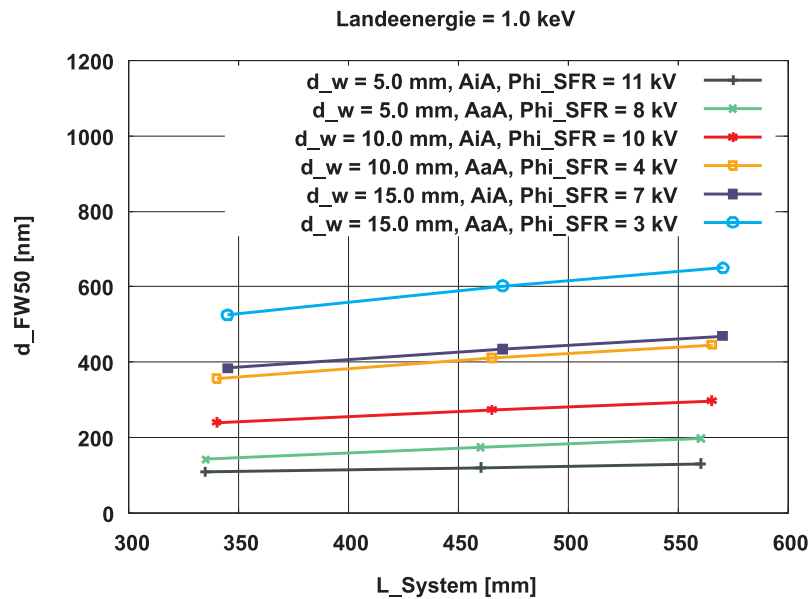


Abbildung 5.2: Sondendurchmesser der optimalen Systemkonfigurationen für eine Landeenergie von 1.0 keV und einen Strahlstrom von 125 pA. Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

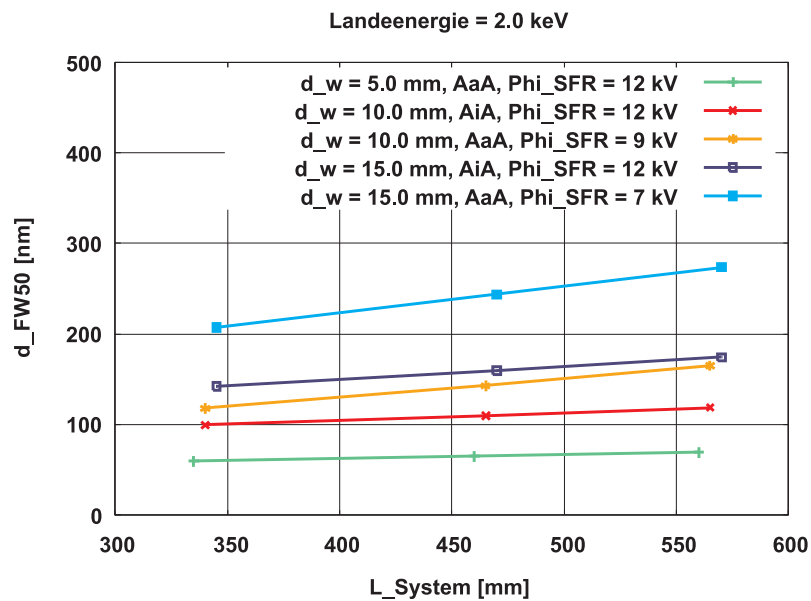


Abbildung 5.3: Sondendurchmesser der optimalen Systemkonfigurationen für eine Landeenergie von 2.0 keV und einen Strahlstrom von 125 pA. Unter den angegebenen Bedingungen ist es nicht möglich, bei einem Arbeitsabstand von 5.0 mm für den Betriebsmodus *AiA* eine geeignete Fokusspannung für die Objektivlinse zu finden. Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

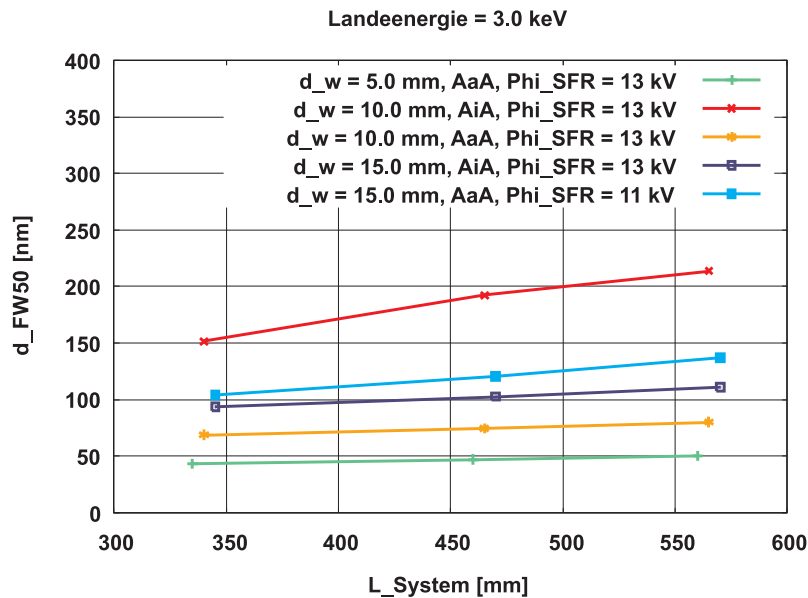


Abbildung 5.4: Sondendurchmesser der optimalen Systemkonfigurationen für eine Landeenergie von 3.0 keV und einen Strahlstrom von 125 pA. Unter den angegebenen Bedingungen ist es nicht möglich, bei einem Arbeitsabstand von 5.0 mm für den Betriebsmodus *AiA* eine geeignete Fokusspannung für die Objektivlinse zu finden. Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

5.3 Optimierung des Simulationsansatzes

Für eine Landeenergie von 2.0 bzw. 3.0 keV wird in [23] ein Sondendurchmesser von 220 bzw. 180 nm vorhergesagt. Die im Experiment nachgewiesenen Werte belaufen sich jedoch auf 550 bzw. 350 nm, sind also um einen Faktor 2 bis 3 größer als die theoretischen Werte.

In den Berechnungen des in [23] vorgestellten Systems wird stets angenommen, dass der Strahlstrom bereits am Ort des Emitters seinen endgültigen Wert aufweist und die weiter stromabwärts positionierte Aperturblende in ihrer strombegrenzenden Wirkung vernachlässigt werden kann. Dies soll als mögliche Ursache für den Unterschied zwischen den theoretischen und den experimentellen Werten untersucht werden.

Das Programm IMAGE kann nur eine strombegrenzende Blende berücksichtigen, so dass der noch größere Strahlstrom zwischen Emitter und Sprayblende nicht simuliert werden kann. Gemäß den Ausführungen in 4.2.1 bedeutet dies für den Bereich zwischen Emitter und Extraktor keinen Nachteil, da die Coulomb-Wechselwirkung in diesem Bereich bereits durch die Wahl der Emitterparameter berücksichtigt wird. Der Bereich zwischen Extraktor und Sprayblende kann hingegen nicht berücksichtigt werden. Nachfolgend wird der Strom vor der Aperturblende als theoretischer Emissionstrom und der

Strom nach der Aperturblende als Strahlstrom bezeichnet. Der Sondenstrom entspricht gemäß Kapitel 3.1.3 gerade dem halben Strahlstrom.

Als System kommt wieder das in 5.2 beschriebene Hybridsystem bestehend aus der Strahlerlinse nach [24] und der Objektivlinse nach [23] zum Einsatz. Analog zu [23] beträgt der Linsenabstand 544.0 mm, der Arbeitsabstand 15.0 mm und die Systemlänge damit 570.0 mm. Der Betriebsmodus des Gesamtsystems ist in Analogie zu den in [23] durchgeführten Simulationen *AaA*, die Landeenergie beträgt 3.0 keV. Entsprechend Kapitel 5.2 wird ein kinetisches Potential des Strahlführungsrohrs von 10.55 kV und eine Vergrößerung des Gesamtsystems von -0.70 gewählt. Der Abstand zwischen Emitterspitze und begrenzender Aperturblende beträgt 146.2 mm.

Für einen Abstand zwischen Emitterspitze und Sprayblende von 7.6 mm und einen Sprayblendendurchmesser von $1000 \mu\text{m}$ ergibt sich ein theoretischer Emissionsstrom von 203378 pA. Dies entspricht einer Teilchenzahl pro Bunch von 406756. Da bei Teilchenzahlen pro Bunch von mehr als 40000 die Rechenzeit unverhältnismäßig groß wird, können mit Hilfe des Programmpakets IMAGE nur Sprayblendendurchmesser von maximal $300 \mu\text{m}$ betrachtet werden. Berücksichtigt man die Sprayblende noch nicht, sondern betrachtet einen theoretischen Emissionsstrom von 125 pA, erkennt man, dass ab einem Aperturblendendurchmesser von $50 \mu\text{m}$ der gesamte Strom durch die Blende hindurchgelangt. Berücksichtigt man einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$, also einen theoretischen Emissionsstrom von 2040 pA, erhält man in Übereinstimmung mit der ersten Abschätzung für einen Aperturblendendurchmesser von $50 \mu\text{m}$ einen Strahlstrom von 125 pA (Abbildung 5.5).

Für einen theoretischen Emissionsstrom von 125 pA ergibt sich unter Berücksichtigung der Coulomb-Wechselwirkung eine optimale Vergrößerung von $M = -0.70$. Der Sonden­durchmesser beträgt 137 nm. Erhöht man den theoretischen Emissionsstrom und berücksichtigt die strombegrenzende Wirkung der Aperturblende, ergibt sich analog zu den in [23] beschriebenen Messergebnissen ein zwei- bis dreimal so großer Sonden­durchmesser (Abbildung 5.6). Variiert man die Vergrößerung bei festem Aperturblendendurchmesser, kann der Sonden­durchmesser gemäß Abbildung 5.7 auf Kosten des Strahlstroms nach der Aperturblende etwas reduziert werden. Damit scheint das Verhalten des in [23] vorgestellten Systems gut beschrieben zu sein. Tatsächlich wird dort aber ein Sprayblendendurchmesser von $1000 \mu\text{m}$ und ein Aperturblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ verwendet. Da die Aperturblende dieses Systems jedoch nicht justiert werden kann, liegt die Vermutung nahe, dass der Strahl die Aperturblende nicht mittig trifft und deshalb ein deutlich kleinerer Strom gemessen wird.

In den Abbildungen 5.8 bis 5.14 sind jeweils der Sonden­durchmesser und der Strahlstrom nach der begrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit des Sprayblendendurchmessers und der Vergrößerung für verschiedene Aperturblendendurchmesser dargestellt. Der Strahlstrom ist in allen Fällen ab einem Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ konstant. Das bedeutet, dass der Strahl die Aperturblende unabhängig von dem eingestell-

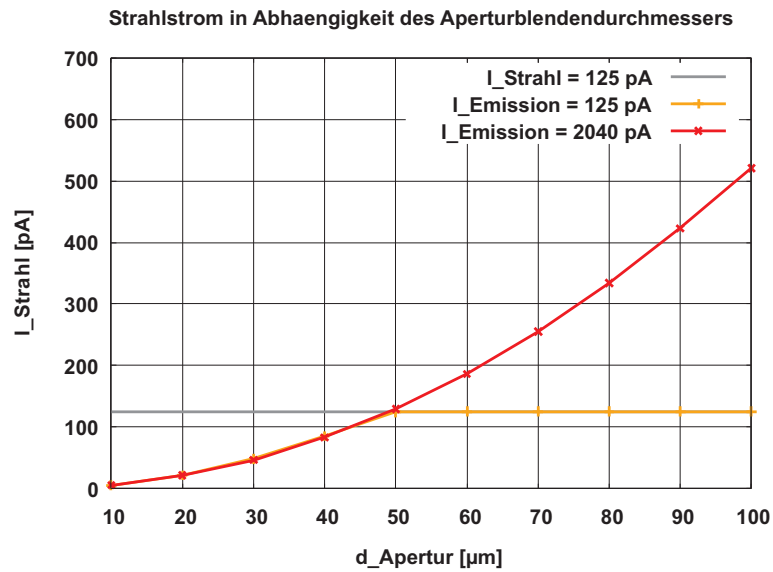


Abbildung 5.5: Strahlstrom in Abhängigkeit des Aperturblendendurchmessers für theoretische Emissionsströme von 125 und 2040 pA. Letzterer entspricht einem Sprayblendendurchmesser von 100 μm . Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

ten Strahlengang komplett ausfüllt. Der Sprayblendendurchmesser der ionenoptischen Säule dieser Arbeit wird deshalb auf 100 μm festgelegt. Für diesen Sprayblendendurchmesser ergeben sich abhängig von dem gewählten Aperturblendendurchmesser für einen Strahlstrom von ungefähr 125 pA die in Tabelle 5.1 aufgelisteten optimalen Vergrößerungen und Sondendurchmesser.

Um das Optimum aus einem System herauszuholen, in dem die Coulomb-Wechselwirkung großen Einfluss hat, müssen der Aperturblendendurchmesser und die Vergrößerung unter Berücksichtigung des großen Strahlstroms vor der Aperturblende optimiert werden. Mit Hilfe der ungleich weniger zeitaufwändigen Simulationen ohne beschränkende Aperturblende kann im Fall einer niederenergetischen Rasterionensonde keine Aussage über das erreichbare Auflösungsvermögen gemacht werden.

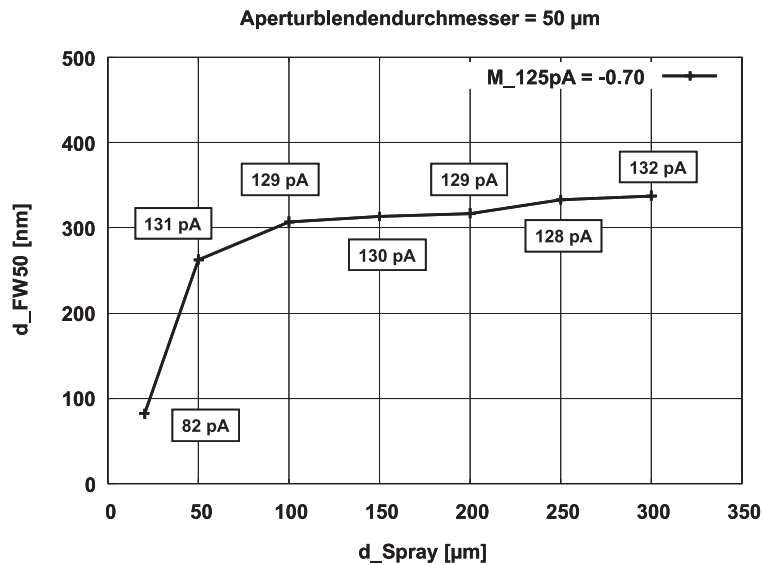


Abbildung 5.6: Sondendurchmesser in Abhängigkeit des Sprayblendendurchmessers für einen Aperturblendendurchmesser von 50 μm . Die Vergrößerung des Gesamtsystems beträgt -0.70 . Die angegebenen Stromwerte entsprechen dem Strahlstrom nach der begrenzenden Aperturblende. Die Verbindungslinie dient als Orientierungshilfe.

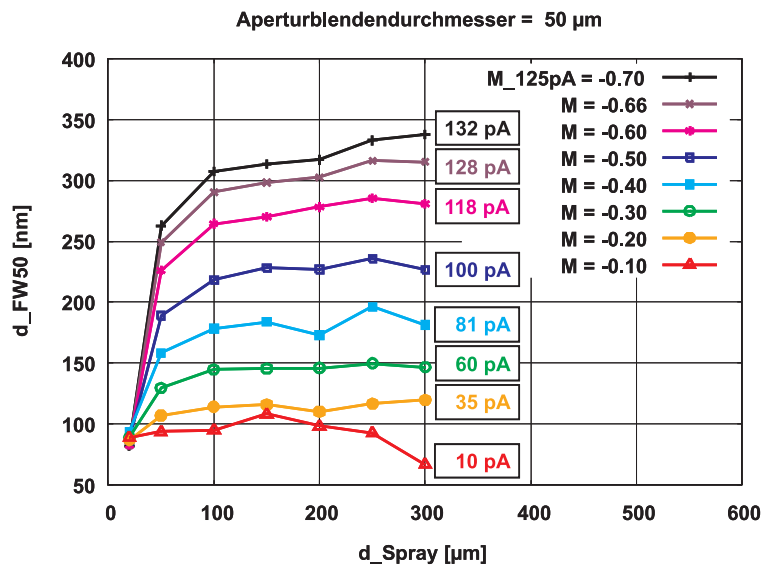
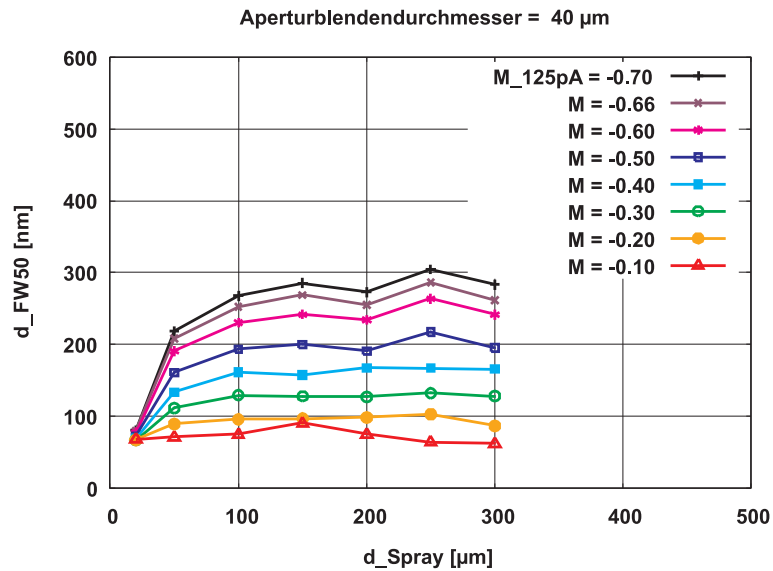
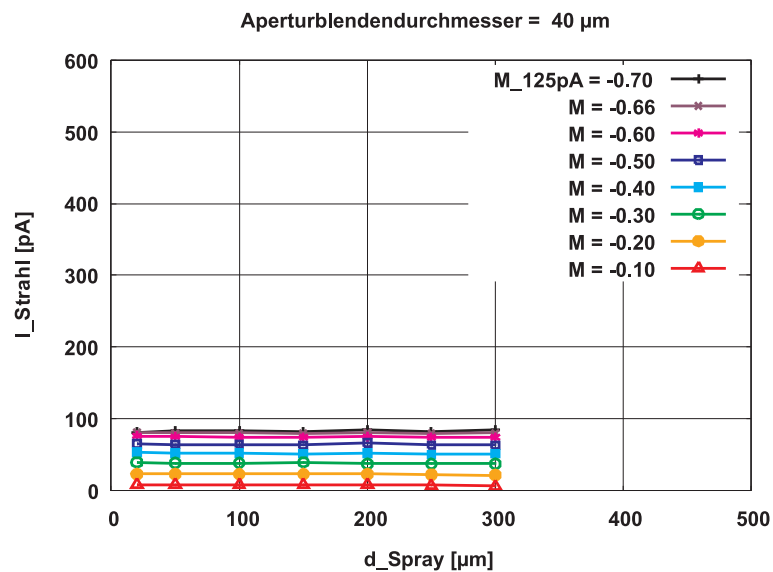


Abbildung 5.7: Sondendurchmesser in Abhängigkeit des Sprayblendendurchmessers und der Vergrößerung für einen Aperturblendendurchmesser von 50 μm . Die angegebenen Stromwerte entsprechen dem Strahlstrom nach der begrenzenden Aperturblende für einen Sprayblendendurchmesser von 300 μm . Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.



(a) Sondendurchmesser.



(b) Strahlstrom.

Abbildung 5.8: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der begrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit des Sprayblendendurchmessers und der Vergrößerung für einen Aperturblendendurchmesser von 40 μm . Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

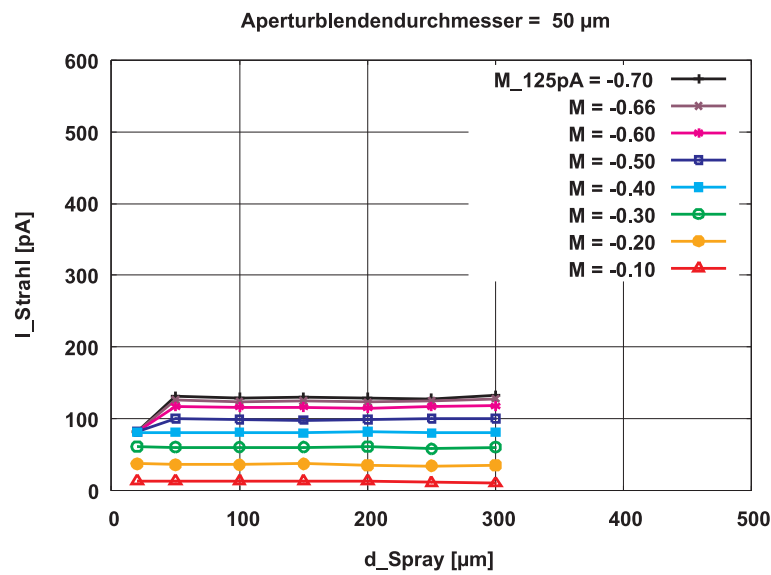
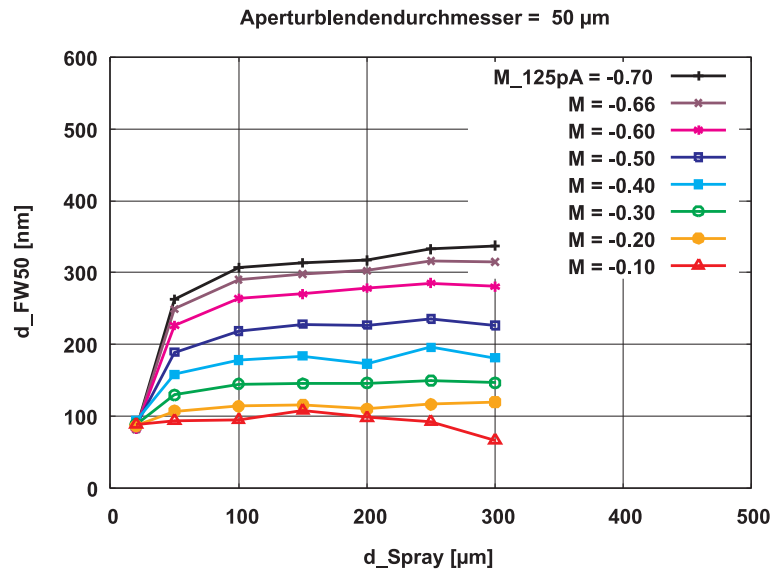
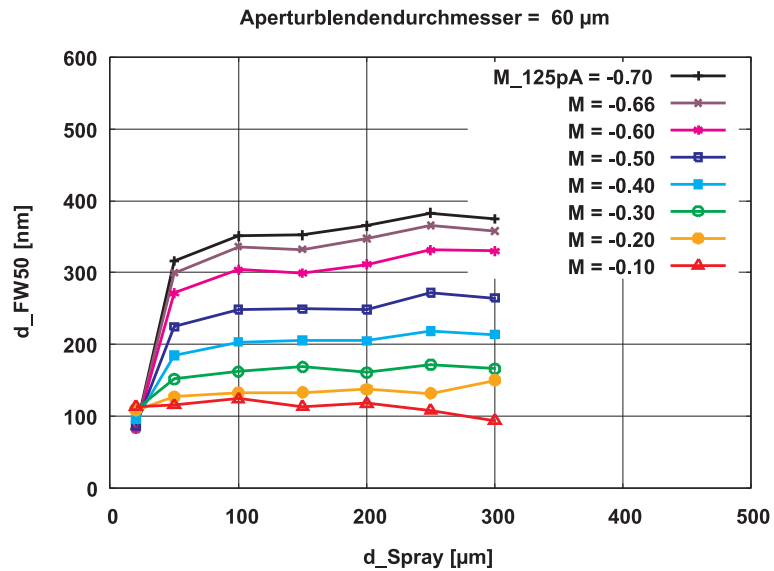
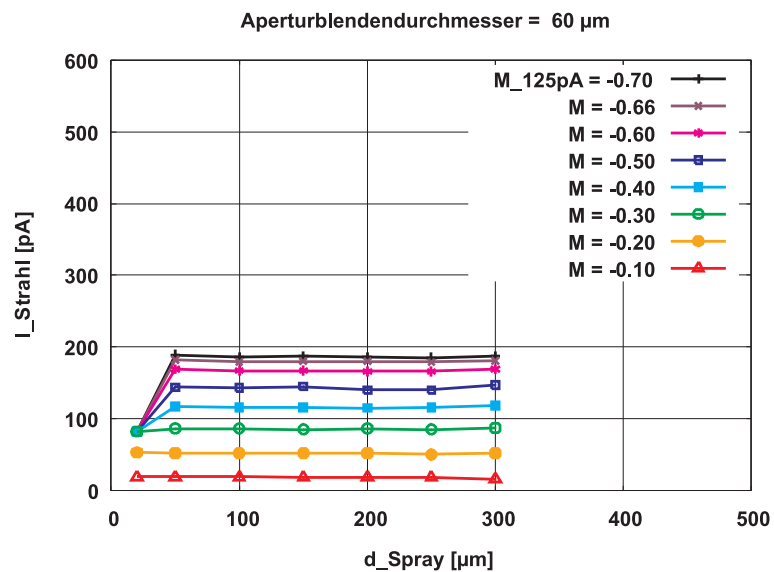


Abbildung 5.9: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der begrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit des Sprayblendendurchmessers und der Vergrößerung für einen Aperturblendendurchmesser von 50 μm . Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

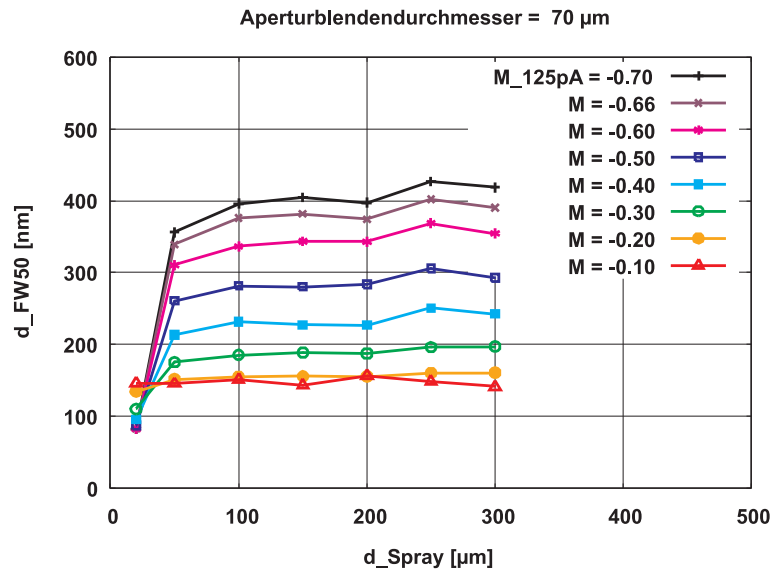


(a) Sondendurchmesser.

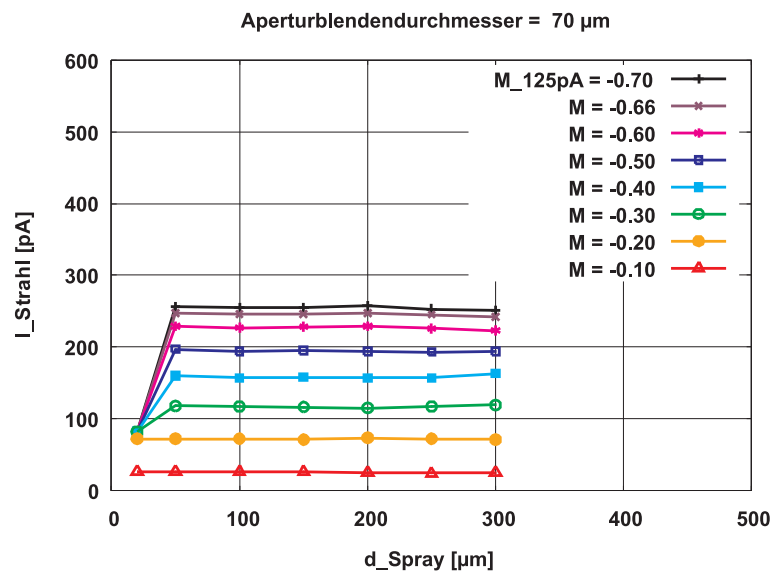


(b) Strahlstrom.

Abbildung 5.10: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der begrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit des Sprayblendendurchmessers und der Vergrößerung für einen Aperturblendendurchmesser von 60 μm . Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

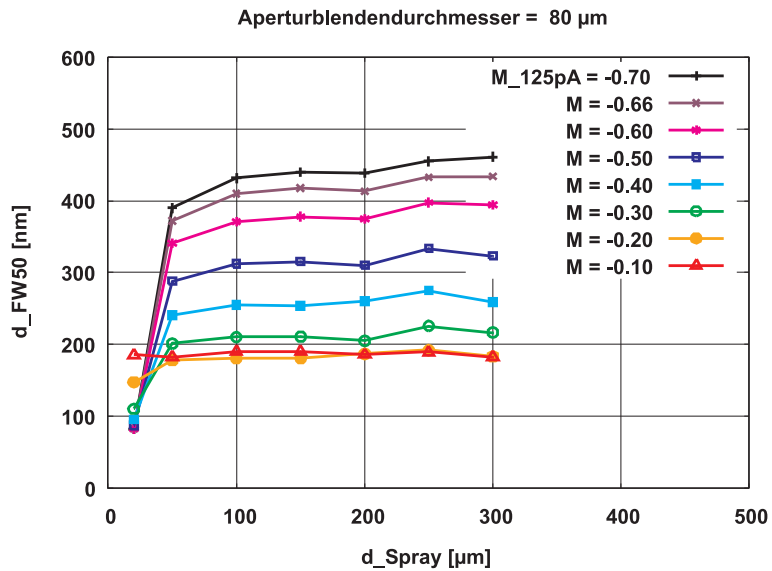


(a) Sondendurchmesser.

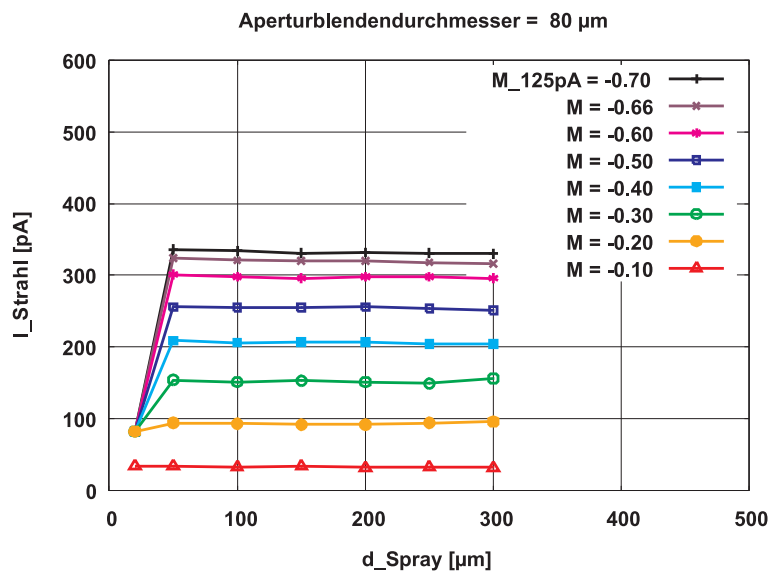


(b) Strahlstrom.

Abbildung 5.11: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der begrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit des Sprayblendendurchmessers und der Vergrößerung für einen Aperturblendendurchmesser von 70 μm . Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

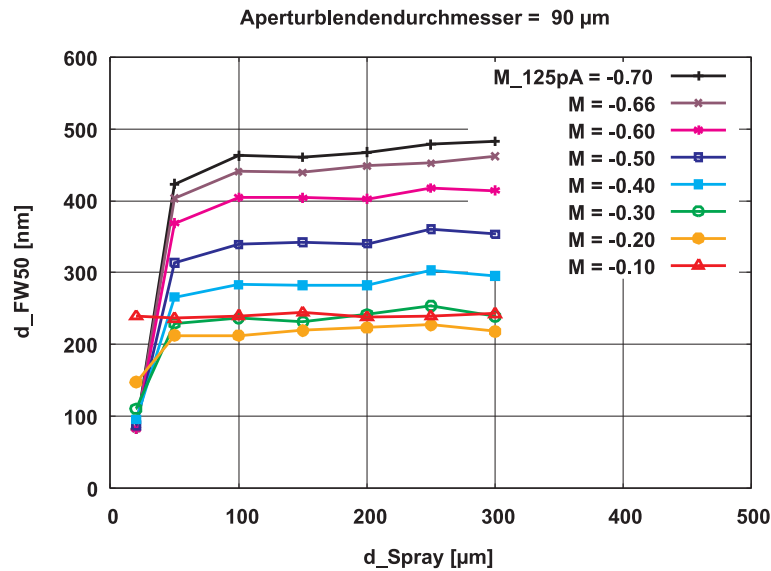


(a) Sondendurchmesser.

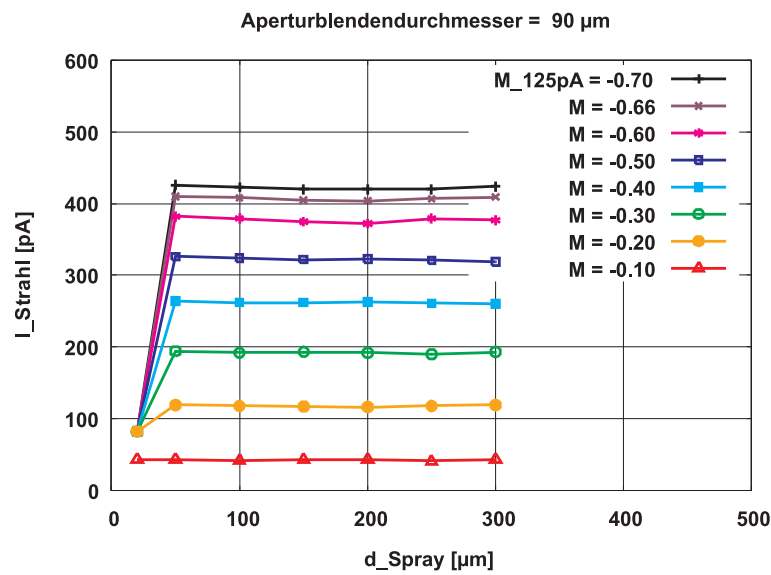


(b) Strahlstrom.

Abbildung 5.12: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der begrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit des Sprayblendendurchmessers und der Vergrößerung für einen Aperturblendendurchmesser von 80 μm . Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

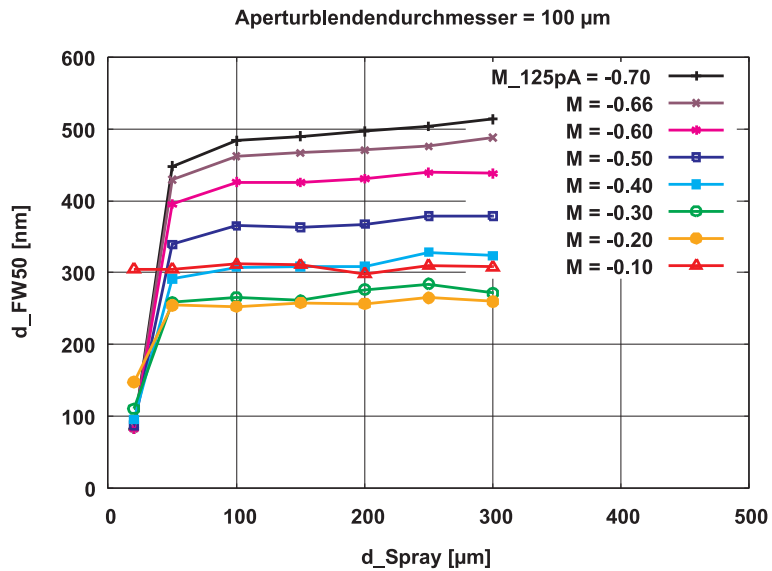


(a) Sondendurchmesser.

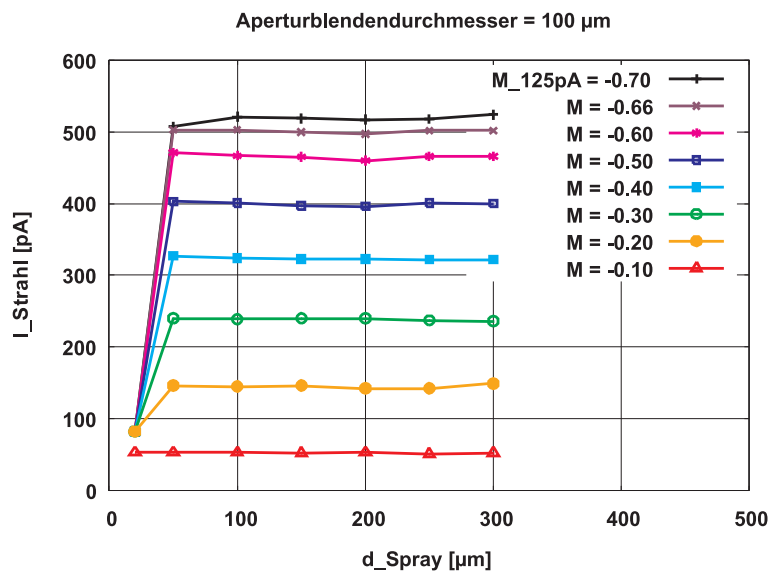


(b) Strahlstrom.

Abbildung 5.13: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der begrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit des Sprayblendendurchmessers und der Vergrößerung für einen Aperturblendendurchmesser von 90 μm . Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.



(a) Sondendurchmesser.



(b) Strahlstrom.

Abbildung 5.14: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der begrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit des Sprayblendendurchmessers und der Vergrößerung für einen Aperturblendendurchmesser von 100 μm . Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

$d_{Apertur}$ [μm]	d_{FW50} [nm]	I_{Strahl} [pA]	M
40	—	—	—
50	290	124	-0.66
60	203	116	-0.40
70	185	117	-0.30
80	210	151	-0.30
90	212	118	-0.20
100	253	145	-0.20

Tabelle 5.1: Optimaler Sondendurchmesser in Abhängigkeit des Aperturblendendurchmessers für einen Sprayblendendurchmesser von 100 μm . I_{Strahl} bezeichnet den Strahlstrom nach der begrenzenden Aperturblende. Für einen Aperturblendendurchmesser von 40 μm sind die Strahlströme deutlich kleiner als 125 pA, so dass in diesem Fall keine geeignete Vergrößerung gefunden werden kann.

5.4 Optimale Position der Aperturblende

Mit Hilfe der in Kapitel 5.3 beschriebenen Systemkonfiguration mit einer Gesamtvergrößerung von -0.70 soll untersucht werden, wo sich die optimale Position der Aperturblende in einem nahezu quasitelezentrischen Strahlengang befindet.

Gemäß Abbildung 5.15 erhält man, wenn man eine Aperturblende mit konstantem Blendendurchmesser näher an die Strahlerlinse heranrückt, für größere Ströme kleinere Sondendurchmesser. Passt man beim Verschieben der Aperturblende den Blendendurchmesser so an, dass nach der Blende jeweils in etwa der gleiche Strahlstrom vorliegt, erhält man eine noch deutlichere Verkleinerung des Sondendurchmessers. Um den Einfluss der Coulomb-Wechselwirkung klein zu halten, sollte die Aperturblende also so nah wie möglich an der Strahlerlinse positioniert werden. Diese Aussage deckt sich mit dem in [37] gefundenen Ergebnis. Dort wurde dieselbe Fragestellung für ein System bestehend aus zwei Einzellinsen, mit einem Crossover und einer Landeenergie von 30.0 keV untersucht.

5.5 Festlegung der freien Komponenten

5.5.1 Rasterablenker

Prinzipiell gibt es drei Positionen, an denen ein Rasterablenker positioniert werden kann: Vor, in und nach der Objektivlinse. Die Vor- und Nachteile dieser Lösungen sollen untersucht werden.

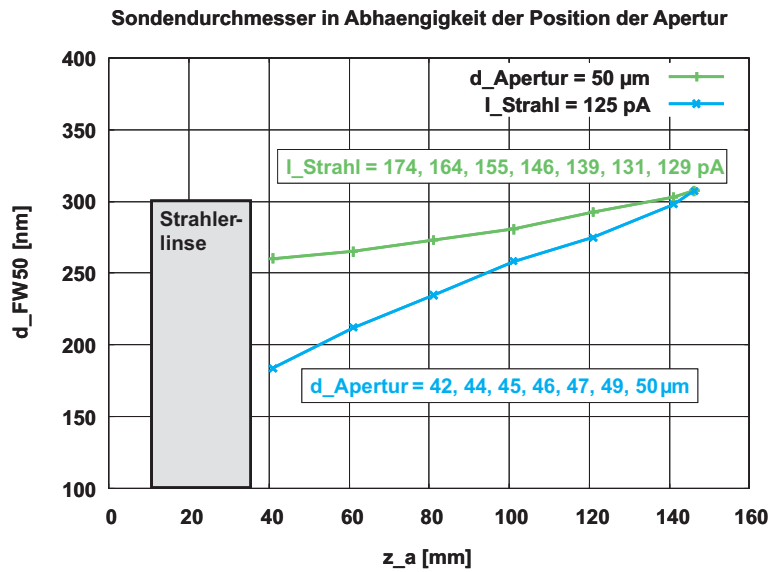


Abbildung 5.15: Sondendurchmesser in Abhängigkeit der Position der Aperturblende für einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$. Die grüne Kurve beschreibt den Fall eines konstanten Aperturblendendurchmessers von $50 \mu\text{m}$, die blaue den Fall eines in etwa konstanten Strahlstroms nach der begrenzenden Aperturblende von $(125 \pm 4) \text{ pA}$. Die jeweils variablen Werte sind ebenfalls angegeben. Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

Positioniert man den Ablenker vor der Linse (Praelens-Ablenker), trifft der vorabgelenkte Strahl mit einem gewissen Abstand und unter einem gewissen Winkel in die Objektivlinse. Um die daraus resultierenden Aberrationen klein zu halten, muss der Strahl so abgelenkt werden, dass er innerhalb des Linsenfelds achsennah verläuft, die optische Achse also an einer geeigneten Stelle kreuzt. Für einen solchen Strahlengang werden im Gegensatz zu den anderen beiden Lösungen zwei Ablenketagen benötigt, da der Strahl zuerst von der Achse weg- und anschließend wieder zurückgelenkt werden muss. Die komafreie Blende einer Rundlinse befindet sich gemäß [57] zwischen dem Zentrum des Rundlinsenfelds und der bildseitigen Brennebene. Bei nicht sehr starken Linsen liegt in diesem Bereich auch der objektseitige Knotenpunkt, so dass es sich anbietet, diesen als Pivotpunkt der zweistufigen Praelens-Ablenkung zu wählen. Weil der Strahl eine recht große Ablenkung erfährt, wird das Auflösungsvermögen des Systems vor allem bei großen Bildbereichen durch Ablenkfehler merklich verschlechtert. Im Fall eines hohen kinetischen Potentials des Strahlführungsrohrs kommt erschwerend hinzu, dass der Ablenker nicht auf Masse bezogen betrieben werden kann.

Positioniert man den Ablenker in der Linse (Inlens-Ablenker), bedeutet das im Fall von Ionen, dass eine der Linsenelektroden segmentiert werden muss. Um die Ablenkpotentiale auf Masse beziehen zu können, wählt man hierfür typischerweise die letzte,

geerdete Elektrode. Aus optischer Sicht ist ein Inlens-Ablenker die beste Lösung, da in diesem Fall sowohl die Aberrationen, die unmittelbar durch die Ablenkfelder entstehen, als auch die Aberrationen, die aus der schief durchlaufenen Objektivlinse resultieren, klein gehalten werden können. Allerdings werden durch das Ablenkfeld die für das Signal wichtigen Sekundärelektronen ebenfalls beeinflusst, so dass nach der segmentierten letzten Elektrode eine zusätzliche feldbegrenzende Blende angebracht werden muss. Um den Arbeitsabstand nicht unnötig zu vergrößern, wird diese unmittelbar nach dem Rasterablenker positioniert, so dass die Objektivlinse in diesem Fall aus vier Elektroden besteht. Diese vierte Elektrode muss bei der Berechnung des Sondendurchmessers berücksichtigt werden. Im Gegensatz zu den anderen zwei Lösungen müssen bei der Berechnung außerdem auch Kombinationsfehler in Betracht gezogen werden, da sich Ablenkfeld und Linsenfeld überlappen.

Der am einfachsten zu realisierende Fall ist ein Ablenker direkt nach der Linse (Postlens-Ablenker). In diesem Fall sind die Ablenkfehler ebenfalls relativ klein und der Ablenker kann auf Masse bezogen betrieben werden. Allerdings muss auch hier, genau wie bei der Inlens-Lösung, eine feldbegrenzende Blende nach dem Ablenker angebracht werden, damit das Sekundärelektronensignal nicht gestört wird. Der Arbeitsabstand vergrößert sich damit um etwa 10.0 mm, so dass die Fehler der Objektivlinse das Auflösungsvermögen sehr viel stärker beeinflussen als in den anderen beiden Fällen. Hinzu kommt, dass sich ein Abschnitt der Säule vergrößert, in dem die Ionenenergie relativ gering ist, so dass der Einfluss der Coulomb-Wechselwirkung stark zunimmt. Da der Rasterablenker sehr dicht an die Objektivlinse angrenzt, kann sein Einfluss auf das Linsenfeld nicht vernachlässigt werden, so dass auch in diesem Fall eine modifizierte Objektivlinse betrachtet werden muss. Diese besteht wie im Fall des Inlens-Ablenkers aus vier Elektroden, wobei sich die vierte nun aus einer Elektrode am Ort des Ablenkers und aus der anschließenden feldbegrenzenden Blende zusammensetzt.

In [23] kommt ein Postlens-Ablenker zum Einsatz. Dieser besteht aus vier Elektroden, ist 8.0 mm lang und sein Innendurchmesser beträgt 5.0 mm. Er befindet sich 1.0 mm nach der letzten Elektrode der Objektivlinse. Die Elektroden sind quaderförmig, der Elektrodenwinkel von Kante zu Kante beträgt 78 °. Da keine genauen Angaben zu der abschließenden feldbegrenzenden Blende gemacht werden, wird für die nachfolgenden Berechnungen eine 0.4 mm dünne Blende mit einem Innendurchmesser von 3.0 mm angenommen. Diese wird 0.6 mm nach dem Ablenker positioniert. Da das Programm EDEFF zur Berechnung von elektrostatischen Ablenkern aus dem Software-Paket OPTICS nur Achtpolgeometrien berechnen kann, wird statt des Vierpolablenkers ein Achtpolablenker mit identischen Maßen und einem halb so großen Elektrodenwinkel verwendet. Dies bedeutet keine Verschlechterung, da die nächst höhere Multipolkomponente eines Achtpolablenkers gemäß Kapitel 3.3 von höherer Zähligkeit ist als die eines Vierpolablenkers. Das Programm kann überdies nur Ablenker berechnen, deren Elektroden entweder Zylindersegmenten oder parallel zur optischen Achse ausgerichteten

zylindrischen Stäben entsprechen, so dass die quaderförmigen Elektroden durch Zylindersegmente ersetzt werden. Diese werden so gewählt, dass entlang des Innenradius des Ablenkers die Bedingungen möglichst ähnlich zu denen der eigentlichen Geometrie sind. Neben einem Ablenker mit einem Elektrodenwinkel von $78^\circ/2 = 39^\circ$ wird aufgrund von fertigungstechnischen Überlegungen auch ein Ablenker mit einem Elektrodenwinkel von 26° betrachtet. Die für die Berechnung verwendete Geometrie der Objektivlinse ist in Abbildung 5.16 dargestellt. Sie basiert auf der in [55] vorgestellten Linsengeometrie.

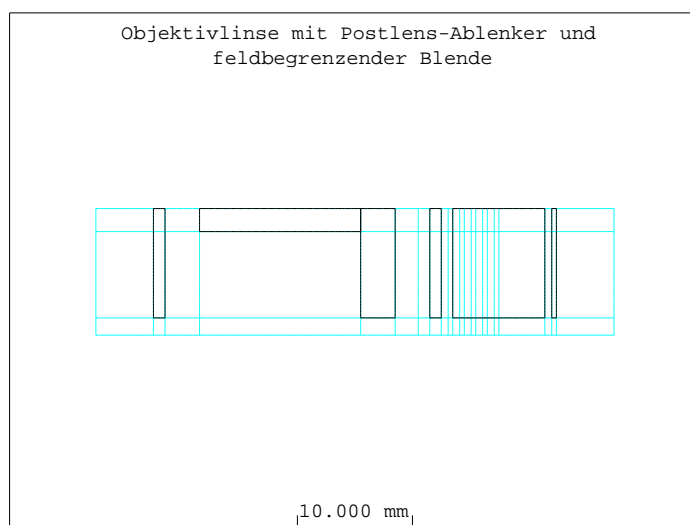


Abbildung 5.16: Simulationsmodell der Objektivlinse für einen 8.0 mm langen Postlens-Ablenker mit anschließender feldbegrenzender Blende. Der Innendurchmesser der feldbegrenzenden Blende beträgt 3.0 mm. Zu sehen ist das grobe Gitter. Die optische Achse verläuft entlang der untersten Gitterlinie von links nach rechts.

Für einen möglichen Inlens-Ablenker wird ebenfalls ein Elektrodenwinkel von 26° angenommen. Betrachtet man den Randfeldanteil von Ablenkern mit unterschiedlichem Verhältnis zwischen Innendurchmesser und (physikalischer) Länge, erkennt man, dass sich der Potentialverlauf für ein Verhältnis von $L_{Ablenker}/d_{Ablenker} \leq 1$ deutlich verändert (Abbildung 5.17). Deshalb werden neben dem Fall der segmentierten letzten Elektrode mit einer Länge von 1.0 mm und einem Bohrungsdurchmesser von 3.0 mm auch Rasterablenker mit einer Länge von 2.0, 3.0, 4.0 und 5.0 mm betrachtet, wobei die Geometrie der Objektivlinse so angepasst wird, dass die Abstände der ersten drei Elektroden nicht verändert werden. In Abbildung 5.18 ist beispielhaft das Simulationsmodell der Objektivlinse für einen Inlens-Ablenker mit einem Verhältnis $L_{Ablenker}/d_{Ablenker} = 1$ dargestellt. Genau wie im Fall des Postlens-Ablenkers wird für die Berechnungen eine 0.4 mm dünne Blende mit einem Innendurchmesser von 3.0 mm

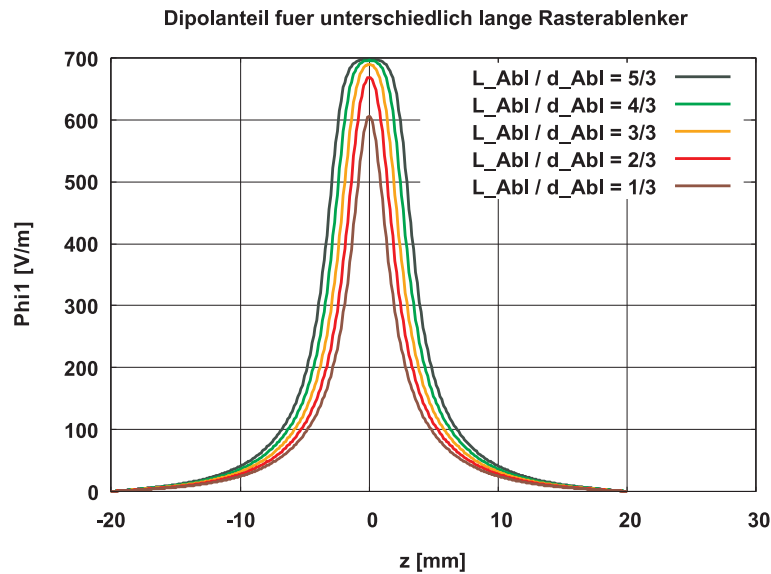


Abbildung 5.17: Dipolkomponente in Abhängigkeit des Verhältnisses von Länge zu Durchmesser eines Ablenkers. Die Mitte des Ablenkers befindet sich bei $z = 0$ mm.



Abbildung 5.18: Simulationsmodell der Objektivlinse für einen Inlens-Ablenker mit einem Verhältnis $L_{Ablenker}/d_{Ablenker} = 1$. Der Innendurchmesser der anschließenden feldbegrenzenden Blende beträgt 3.0 mm. Zu sehen ist das grobe Gitter. Die optische Achse verläuft entlang der untersten Gitterlinie von links nach rechts.

angenommen. Diese wird ebenfalls 0.6 mm nach dem Ablenker positioniert. Das Verhältnis der Ablenkspannungen von oberer und unterer Etage eines Praelens-Ablenkers wird durch die Forderung festgelegt, dass der Strahl die optische Achse bei ausgeschalteter Objektivlinse an der Koordinate des objektseitigen Knotenpunkts schneidet. Die Größe der Ablenkspannungen ergibt sich aus der vorgegebenen Rasterfeldgröße. Die benötigten Ablenkspannungen sind umso größer, je weiter der Ablenker von der Objektivlinse entfernt und je größer der Abstand der beiden Ablenketagen zueinander ist. Um die Ablenkspannungen und damit die Ablenkfehler moderat zu halten, werden deshalb nur Geometrien betrachtet, bei denen die beiden Ablenketagen den minimal möglichen Abstand von 2.0 mm aufweisen. (Dieser Abstand berücksichtigt den Fall eines nicht kontaktierten Pols, bei dem zwischen diesem Pol und dem benachbarten Pol der anderen Ablenketage eine Potentialdifferenz von bis zu 12.0 kV auftreten kann.) Außerdem werden die betrachteten Ablenker unmittelbar vor, das heißt in einem Abstand von 3.0 mm zur Objektivlinse positioniert. Es werden Ablenker mit den in Tabelle 5.2 aufgelisteten Maßen betrachtet.

Ablenker	1	2	3	4	5
$L_{Ablenker}$ [mm]	8.0	15.0	20.0	25.0	30.0
$d_{Ablenker}$ [mm]	8.0	9.0	18.0	18.0	18.0

Tabelle 5.2: Geometriedaten der betrachteten Praelens-Ablenker. Der Elektrodenwinkel beträgt 26 °.

Für die Berechnung der optischen Eigenschaften mit dem Programm ABER wird für alle Geometrien ein Arbeitsabstand von 15.0 mm angenommen. Dies ist notwendig, da für ein gutes Signal ein freier Arbeitsabstand von schätzungsweise 5.0 mm benötigt wird und die Postlens-Variante den Arbeitsabstand um 10.0 mm verlängert. Es wird in diesem Fall eine Systemkonfiguration betrachtet, die zum einen der in Kapitel 5.3 betrachteten Konfiguration sehr ähnlich ist, zum anderen aber auch in etwa einer Systemkonfiguration der ionenoptischen Säule dieser Arbeit entspricht (Anhang C.2). Der Abstand von Emitterspitze zu Aperturblende beträgt damit 146.2 mm, die Gesamtlänge des Systems 538.7 mm. Der objektseitige (quellseitige) halbe Öffnungswinkel beträgt 1.63 mrad, der Strahlstrom 125 pA. Das kinetische Potential des Strahlführungsrohrs beträgt 13.0 kV, das kinetische Potential der Fokuselektrode der Strahlerlinse 21740 V und die Landeenergie 3.0 keV. Der Betriebsmodus des Gesamtsystems ist AiA . Als Strahlerlinsegeometrie wird wieder die in Abbildung 5.1 (a) dargestellte Variante verwendet. Die Stützstellenanzahl beträgt 5700.

Um im Fall des Praelens-Ablenkers das richtige Verhältnis zwischen den beiden Ablenketagen zu finden, wird die Geometrie zuerst mit einem willkürlichen Verhältnis berechnet. Aus den so ermittelten Eigenschaften der Objektivlinse (diese sind unab-

hängig von den Einstellungen des Ablenkens) wird gemäß

$$z_{N,o} = z_{H,o,real} - f_{o,real} + f_{i,real} \quad (5.1)$$

die Lage des objektseitigen Knotenpunkts $z_{N,o}$ bestimmt, wobei $z_{H,o,real}$ die Position der objektseitigen realen Hauptebene, $f_{o,real}$ die objektseitige reale Brennweite und $f_{i,real}$ die bildseitige reale Brennweite ist. Da das Programm ABER nur Systeme mit mindestens einer einstellbaren Linse berechnen kann, werden die Objektivlinse und die Bildebene in einem zweiten Schritt so weit nach hinten verschoben, dass der ursprüngliche Ort des Knotenpunkts frei von dem Feld der Objektivlinse ist. Die Gesamtlänge des Systems beträgt in diesem Fall (willkürlich) 10026.0 mm. Nun wird das Verhältnis zwischen den beiden Ablenktagen so lange variiert, bis die Ablenkbahn die optische Achse am ursprünglichen Ort des Knotenpunkts schneidet. Ist das richtige Verhältnis gefunden, wird die Gesamtlänge wieder auf den ursprünglichen Wert von 538.7 mm reduziert. Abschließend werden die Ablenkspannungen bei gleich bleibendem Verhältnis so lange verändert, bis die Ablenkbahn in der Bildebene den gewünschten Achsenabstand aufweist.

Um sich im Experiment einen ersten Überblick über die Probe verschaffen zu können, ist ein Rasterfeld von mindestens $2.0 \times 2.0 \text{ mm}^2$ erforderlich, wobei in diesem Fall das Auflösungsvermögen eine untergeordnete Rolle spielt. Die notwendigen Ablenkspannungen für ein solches Rasterfeld sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst.

Mit Hilfe des Programms PLOTS aus dem Software-Paket OPTICS können unter Vorgabe der halben Rasterfeldgröße in x - und y -Richtung, dem bildseitigen halben Öffnungswinkel $\alpha_i = \alpha_o M_\alpha$ und der vollen relativen Energiebreite in der Bildebene $\Delta E_{FWHM}/E_i = 0.0017$ die Fehlerscheibchen an neun Positionen des Rasterfelds berechnet und dargestellt werden. Die besten Ergebnisse liefern der Praelens-Ablenker 4, der Inlens-Ablenker 1 und der Postlens-Ablenker 2. Diese sind in den Abbildungen 5.19, 5.20 und 5.21 dargestellt. Die Rasterfeldgröße beträgt jeweils $1.0 \times 1.0 \text{ mm}^2$ und entspricht damit der absoluten Obergrenze für den praktischen Einsatz einer niederenergetischen Rasterionensonde.

Für den Praelens-Ablenker 4, den Inlens-Ablenker 1 und den Postlens-Ablenker 2 ist in Abbildung 5.22 das Verhältnis zwischen maximalem und axialem Sondendurchmesser für unterschiedlich große Rasterfelder aufgetragen. Da je nach Ablenker eine andere Objektivlinsengeometrie zum Einsatz kommt, variiert die optimale Abbildung in Abhängigkeit des Ablenkens: Für den Praelens-Ablenker 4 ist $M_\alpha = -1.6231$, für den Inlens-Ablenker 1 ist $M_\alpha = -1.6233$ und für den Postlens-Ablenker 2 ist $M_\alpha = -1.6234$.

Wird der Inlens-Ablenker durch die Segmentierung der letzten Elektrode der Objektivlinse realisiert, ergibt sich für diesen ein in etwa gleich großer Sondenzuwachs wie im Fall des Postlens-Ablenkens. Allerdings kann mit dem Inlens-Ablenker ein deutlich kleinerer Arbeitsabstand realisiert werden, was insbesondere hinsichtlich der Coulomb-Wechselwirkung ein großer Vorteil ist. Der Praelens-Ablenker liefert wie erwartet für große Rasterfelder die schlechtesten Ergebnisse. Für die für den Hochauflösungsmodus

Praelens-Ablenker	1	2	3	4	5
U_{R1} [V]	557	297	373	289	233
U_{R2} [V]	779	474	637	522	441
Inlens-Ablenker	1	2	3	4	5
U_R [V]	157	128	110	97	88
Postlens-Ablenker	1	2	3	4	5
U_R [V]	109	109	—	—	—

Tabelle 5.3: Notwendige Ablenkspannungen für ein Rasterfeld von $2.0 \times 2.0 \text{ mm}^2$. Die Spannung U_{R2} gehört zu der Ablenketape, die sich näher an der Objektivlinse befindet. Die Nummerierung der Praelens-Ablenker ist in Tabelle 5.2 erklärt. Die Inlens-Ablenker sind entsprechend ihrer Länge nummeriert, das heißt Inlens-Ablenker 1 ist 1.0 mm lang. Postlens-Ablenker 1 weist einen Elektrodenwinkel von 26° auf, Postlens-Ablenker 2 einen von 39° .

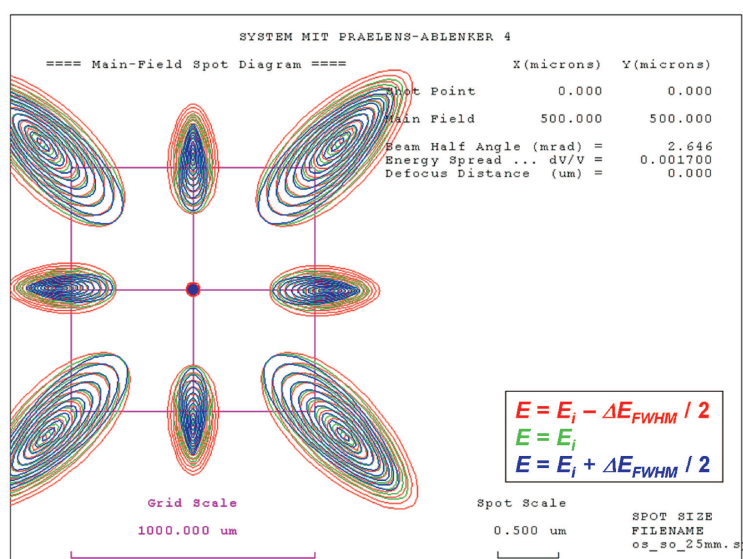


Abbildung 5.19: Ergebnis des Programms PLOTS im Fall des Praelens-Ablenkers 4 mit einer Länge von 25.0 mm. Der Arbeitsabstand beträgt 15.0 mm und die Rasterfeldgröße $1.0 \times 1.0 \text{ mm}^2$. Als Abschätzung für den Sondenzuwachs kann man den Durchmesser des axialen Fehlerscheibchens mit dem maximalen Durchmesser in einer der Ecken vergleichen.

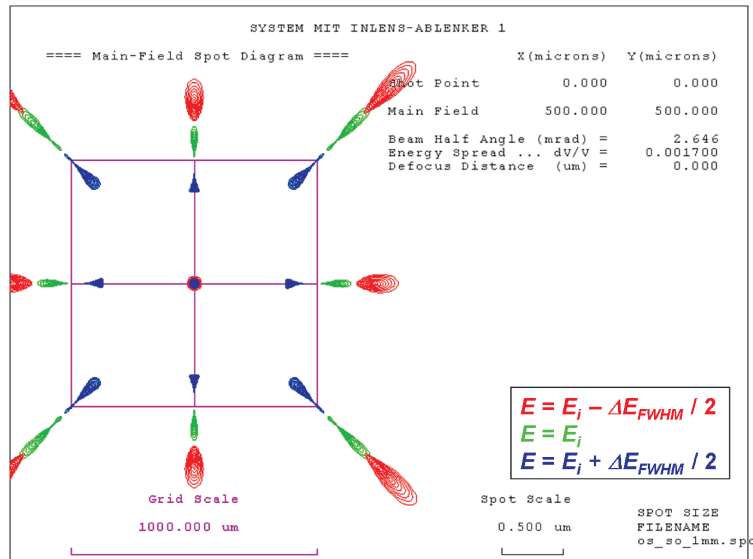


Abbildung 5.20: Ergebnis des Programms PLOTS im Fall des Inlens-Ablenkers 1 mit einer Länge von 1.0 mm. Der Arbeitsabstand beträgt 15.0 mm und die Rasterfeldgröße $1.0 \times 1.0 \text{ mm}^2$.

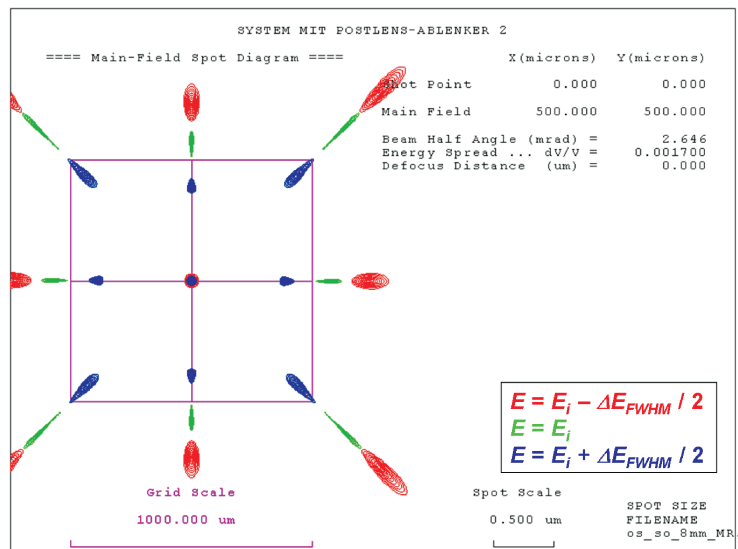


Abbildung 5.21: Ergebnis des Programms PLOTS im Fall des Postlens-Ablenkers 2 mit einem Elektrodenwinkel von 39° . Der Arbeitsabstand beträgt 15.0 mm und die Rasterfeldgröße $1.0 \times 1.0 \text{ mm}^2$.

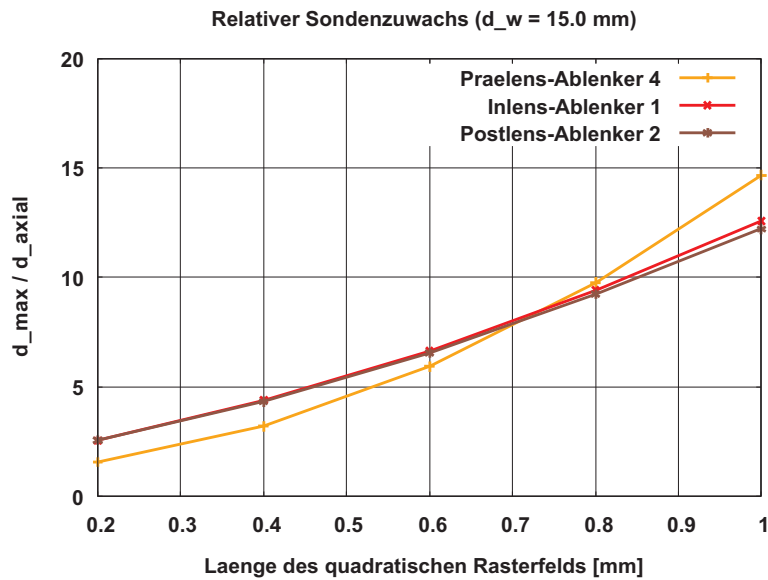


Abbildung 5.22: Verhältnis zwischen maximalem und axialem Sondendurchmesser für den Praelens-Ablenker 4, den Inlens-Ablenker 1 und den Postlens-Ablenker 2. Der Arbeitsabstand beträgt 15.0 mm und der axiale Sondendurchmesser 114 nm. Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

wichtigen kleinen Rasterfelder ist das erreichbare Auflösungsvermögen hingegen deutlich größer als bei den anderen beiden Lösungen. Da auch mit dem Praelens-Ablenker sehr kleine Arbeitsabstände realisiert werden können und darüber hinaus die Anforderungen an die Fertigung und die anschließende Justage bei weitem nicht so groß sind wie im Fall des Inlens-Ablenkers, fällt die Entscheidung trotz der technischen Herausforderung des nicht geerdeten Bezugspotentials zu Gunsten des Praelens-Ablenkers aus.

Abschließend sollen noch die optischen Eigenschaften eines potentiellen Hochauflösungsmodus mit einem Arbeitsabstand von 5.0 mm untersucht werden. Die Gesamtlänge des Systems beträgt 528.7 mm und das kinetische Potential der Fokuselektrode der Strahlerlinse 21900 V. Der Betriebsmodus des Gesamtsystems ist *AaA*. Als Rasterablenker kommt Praelens-Ablenker 4 zum Einsatz. Das Ergebnis des Programms PLOTS für eine Rasterfeldgröße von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ ist in Abbildung 5.23 dargestellt, das Verhältnis zwischen maximalem und axialem Sondendurchmesser für unterschiedlich große Rasterfelder ist in Abbildung 5.24 zu sehen. Da einem Sondendurchmesser von 52 nm eine Rasterfeldgröße von $27 \times 27 \mu\text{m}^2$ entspricht, kann der Sondenzuwachs in diesem Fall vernachlässigt werden.

Damit genügend Ionen beide Ablenketagen zur gleichen Pixelzeit durchfliegen, muss gelten

$$\tau_{ADDA} \geq 10 \tau_{Flug} . \quad (5.2)$$

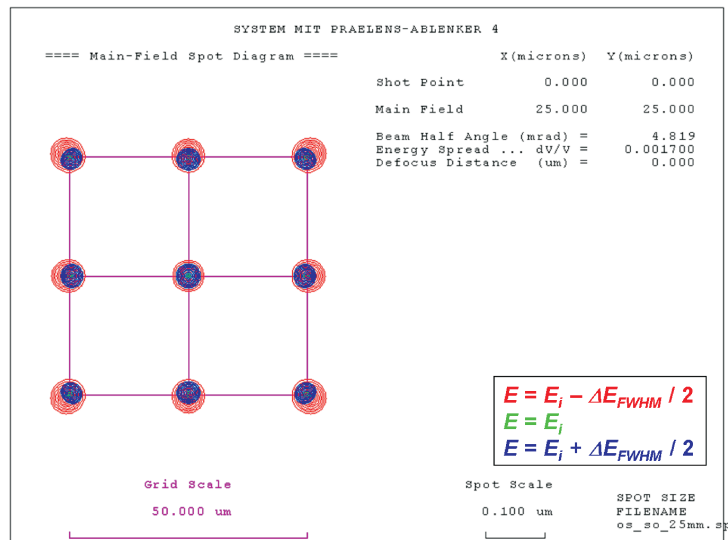


Abbildung 5.23: Ergebnis des Programms PLOTS im Fall des Praelens-Ablenkers 4 mit einer Länge von 25.0 mm. Der Arbeitsabstand beträgt 5.0 mm und die Rasterfeldgröße $50 \times 50 \mu\text{m}^2$.

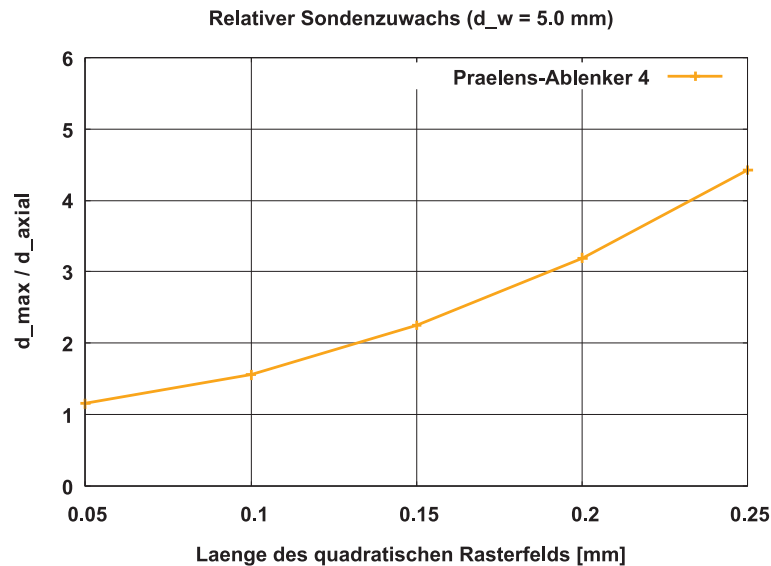


Abbildung 5.24: Verhältnis zwischen maximalem und axialem Sondendurchmesser für den Praelens-Ablenker 4. Der Arbeitsabstand beträgt 5.0 mm, die Winkelvergrößerung -2.9566 und der axiale Sondendurchmesser 52 nm. Die Verbindungslinie dient als Orientierungshilfe.

Die minimale Pixelzeit der für diese Arbeit zur Verfügung stehenden Rastereinheit ADDA II beträgt $\tau_{ADDA} = 1.33 \mu\text{s}$, die maximale $1000.00 \mu\text{s}$. Die Zeit, die ein Ion für das Durchfliegen beider Ablenketagen benötigt, darf demnach höchstens $\tau_{Flug} = 133 \text{ ns}$ betragen. Für ein kinetisches Potential des Strahlführungsrohrs von 7.0 kV erhält man für die maximale Gesamtlänge beider Ablenketagen inklusive des Abstands zwischen ihnen

$$L_{max} = \tau_{Flug} \sqrt{2 \frac{e}{m_{Ga}} \Phi_{SFR}} = 18.5 \text{ mm} . \quad (5.3)$$

Da die gewählte Geometrie eine Gesamtlänge von

$$L_{total} = (2 \cdot 25.0 + 2.0) \text{ mm} = 52.0 \text{ mm} \quad (5.4)$$

aufweist, ist die minimal mögliche Pixelzeit auf

$$\tau_{ADDA,min} = 10 L_{total} / \sqrt{2 \frac{e}{m_{Ga}} \Phi_{SFR}} = 3.74 \mu\text{s} \quad (5.5)$$

beschränkt. Die Aufnahme eines Bilds mit 512×512 Pixel benötigt demnach mindestens eine Sekunde.

5.5.2 Objektivlinse

Nachdem das Design der Objektivlinse keinen äußeren Beschränkungen unterliegt, wird ebenso wie im Fall der Strahlerlinse auf das bereits optimierte Design gemäß [55] zurückgegriffen. Anders als bei Elektronenmikroskopen, bei denen die Sekundärelektronen die gleiche Ladung aufweisen wie die Teilchen des Primärstrahls, drückt im Fall ionenoptischer Systeme mit positiv geladenen Ionen das aus der letzten Linsenelektrode herausquellende negative Potential die Sekundärelektronen zurück in die Probe. Dies soll mit Hilfe des Programmpakets EO3D genauer untersucht werden.

In der Nähe der optischen Achse entspricht die Objektivlinsengeometrie der von [55], allerdings wird die letzte, geerdete Elektrode weiter nach außen geführt und als Hülle für die anderen beiden Elektroden verwendet. Da im Rahmen diese Arbeit keine Anforderungen an die Form der Objektivlinse gestellt werden, wird eine zylindrische Hülle gewählt. Der Probenstisch wird durch einfache Zylinder angenähert. Um einen vollständigen Eindruck der Verhältnisse am Ort der Probe zu erlangen, wird außerdem ein Teil des Sekundärelektronenwegs, das Absaugnetz des Everhart-Thornley-Detektors, berücksichtigt. Dieses kann maximal ein massebezogenes Potential von $+400 \text{ V}$ annehmen. Als Randbedingung wird an allen sechs Randflächen die Neumannsche Bedingung der verschwindenden Ableitung verwendet. Außerdem wird bei der Berechnung des Potentials die Symmetrie bezüglich der x -Ebene ausgenutzt. Um die Rechenzeit zu minimieren, wird nur in der Nähe der optischen Achse und entlang des Sekundärelektronenwegs ein feines Gitter angelegt. Dies führt dazu, dass die Berechnung der

Potentiallinien in dazu entfernten (und damit uninteressanten) Bereichen weniger genau ist. Der Gitterabstand im feinsten Bereich beträgt 0.5 mm, im mittleren 1.0 mm und im größten 5.0 mm in x - und y -Richtung bzw. 2.0 mm in z -Richtung (Abbildung 5.25).

Für ein massebezogenes Potential des Strahlführungsrohrs von -10.0 kV, ein massebezogenes Potential der Fokuselektrode von -20.0 kV, eine geerdete letzte Elektrode, eine geerdete Probe und ein massebezogenes Potential des Absaugnetzes von $+400$ V sind in Abbildung 5.26 die Ergebnisse für einen freien Arbeitsabstand von 5.0 und 15.0 mm dargestellt.

Da der Einfluss des herausquellenden Potentials auf die Sekundärelektronen besonders bei dem angestrebten kleinen Arbeitsabstand nicht mehr vernachlässigt werden kann, soll unmittelbar hinter der letzten Elektrode der Objektivlinse eine feldbegrenzende Blende angebracht werden. Zu diesem Zweck werden die in Tabelle 5.4 aufgelisteten Blendenanordnungen untersucht. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung 5.27 die Simulationsmodelle der Anordnungen 3 und 5 dargestellt.

Geometrie	1	2	3	4	5
d_{OL3} [mm]	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0
h_{OL3} [mm]	1.0	1.0	0.6	0.6	1.0
d_{Blende} [mm]	2.0	1.0	2.0	1.0	1.0
h_{Blende} [mm]	1.0	1.0	0.4	0.4	0.2
h_{ges} [mm]	2.0	2.0	1.0	1.0	1.2

Tabelle 5.4: Betrachtete Geometrien der letzten Objektivlinsenelektrode inklusive der direkt anschließenden feldbegrenzenden Blende. d bezeichnet jeweils den Bohrungsdurchmesser, h die Höhe. Übersteigt die Gesamthöhe von letzter Elektrode und feldbegrenzender Blende 1.0 mm, vergrößert sich bei gleich bleibendem freiem Arbeitsabstand die Gesamtlänge des Systems um den entsprechenden Wert.

In den Abbildungen 5.28, 5.29 und 5.30 sind das kinetische Potential der Fokuselektrode sowie die Aberrationskoeffizienten C_{ci} und C_{si} in Abhängigkeit des freien Arbeitsabstands $d_{w,f}$ für ein sich im $-\infty$ befindendes Objekt, ein kinetisches Potential des Strahlführungsrohrs von 13.0 kV, eine Landeenergie von 3.0 keV und den internen Beschleunigungsmodus der Objektivlinse aufgetragen. Hinsichtlich der Fehlerkoeffizienten liefern die Geometrien 2 und 5 das beste Ergebnis. Da der gerasterte Ionenstrahl dem Blendenrand verhältnismäßig nahe kommt, ist es wichtig, dass die Blendenöffnung ausgesprochen rund ist. Deshalb wird Geometrie 5 bevorzugt, da diese mit einer kommerziellen Blende realisiert werden kann.

Um die optischen Eigenschaften eventuell noch ein bisschen zu optimieren, soll in einem zweiten Schritt untersucht werden, ob das Öffnen der letzten Elektrode einen positiven

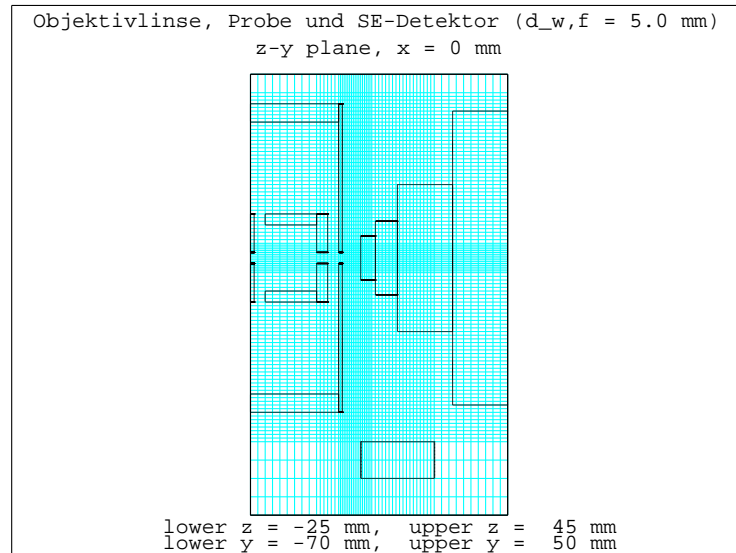
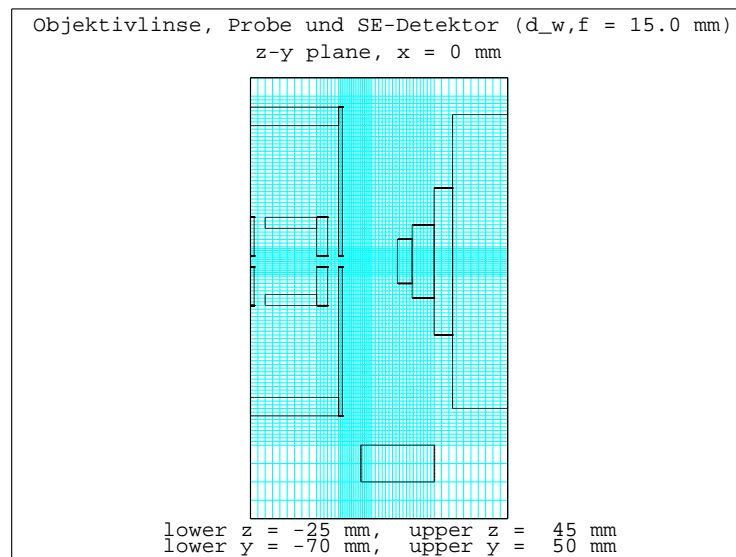
(a) Freier Arbeitsabstand $d_{w,f} = 5.0$ mm.(b) Freier Arbeitsabstand $d_{w,f} = 15.0$ mm.

Abbildung 5.25: Für EO3D verwendetes Gitter zur Berechnung der Äquipotentiallinien im Fall einer Objektivlinsengeometrie nach [55] für zwei verschiedene freie Arbeitsabstände. Zu sehen ist der zy -Schnitt an der Stelle $x = 0.0$ mm. Die optische Achse verläuft von links nach rechts.

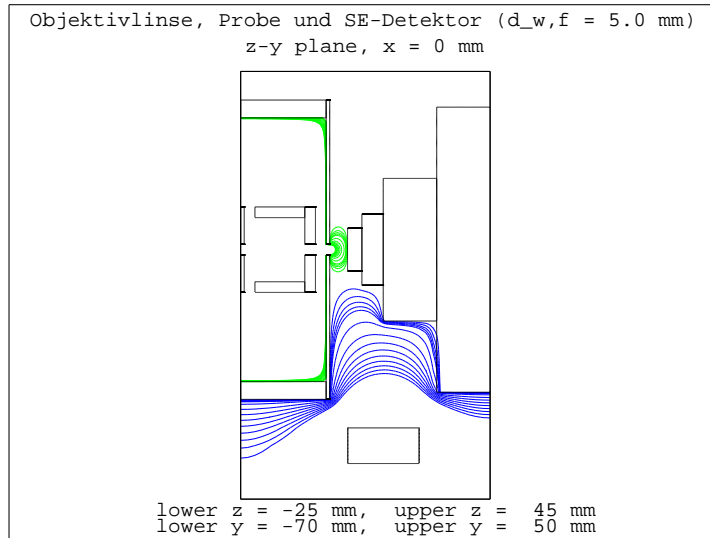
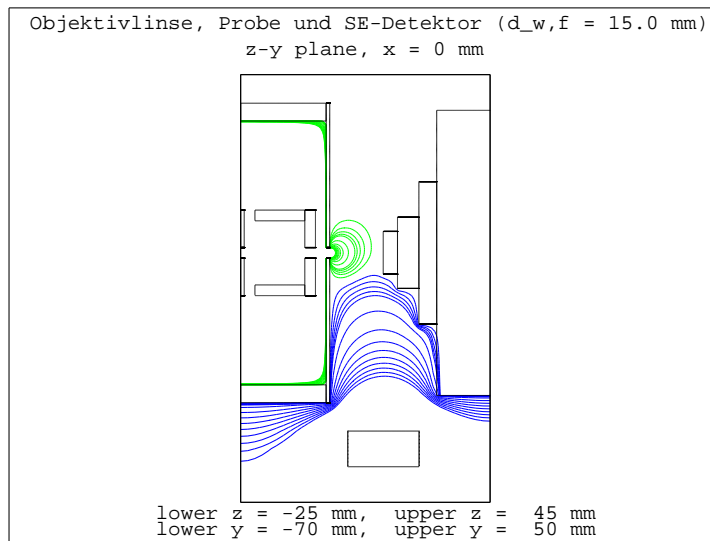
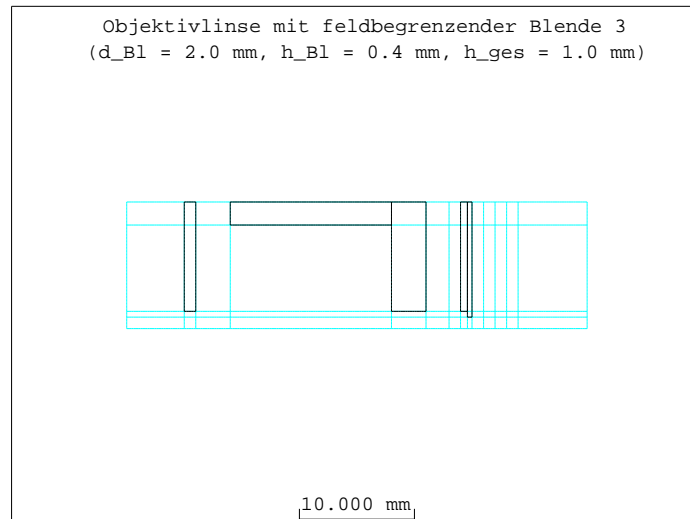
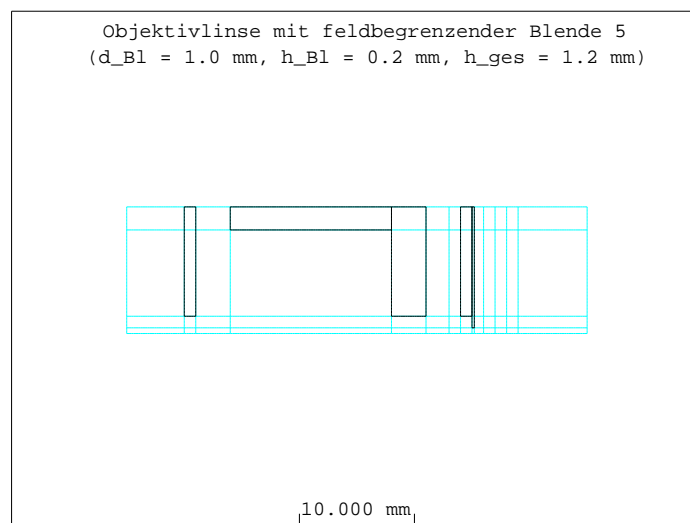
(a) Freier Arbeitsabstand $d_{w,f} = 5.0$ mm.(b) Freier Arbeitsabstand $d_{w,f} = 15.0$ mm.

Abbildung 5.26: Verlauf der Äquipotentiallinien für ein massebezogenes Potential des Strahlführungsrohrs U_{SFR} von -10.0 kV, ein massebezogenes Potential der Fokuselektrode U_{OL2} von -20.0 kV, eine geerdete letzte Elektrode, eine geerdete Probe und ein massebezogenes Potential des Absaugnetzes U_{N1} von $+400$ V. Es sind die Potentiallinien von -5 bis -1 sowie von $+1$ bis $+5$ V in einem Abstand von 1 V und die Potentiallinien von -90 bis -10 sowie von $+10$ bis $+90$ V in einem Abstand von 10 V im zy -Schnitt an der Stelle $x = 0.0$ mm aufgetragen.



(a) Geometrie 3.



(b) Geometrie 5.

Abbildung 5.27: Simulationsmodelle der Objektivlinsengeometrien 3 und 5. Zu sehen ist das grobe Gitter. Die optische Achse verläuft entlang der untersten Gitterlinie von links nach rechts.

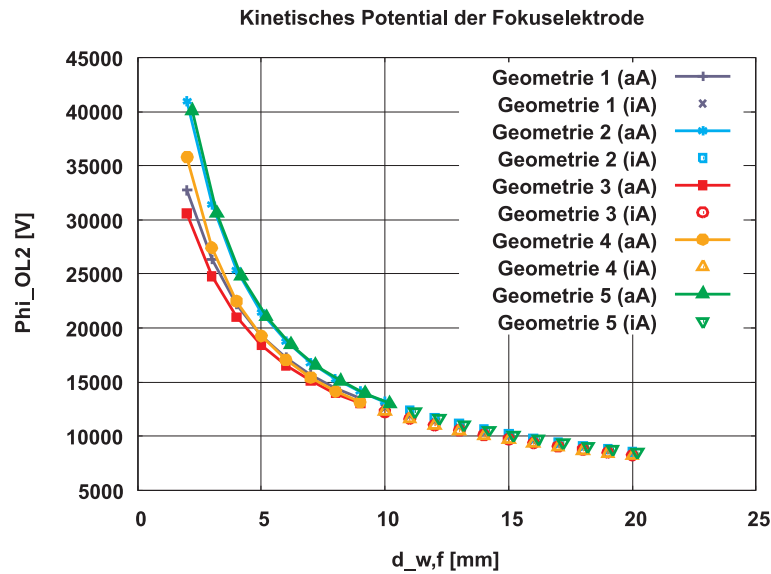


Abbildung 5.28: Kinetisches Potential der Fokuselektrode für die Objektivlinse geometrien 1 bis 5. Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

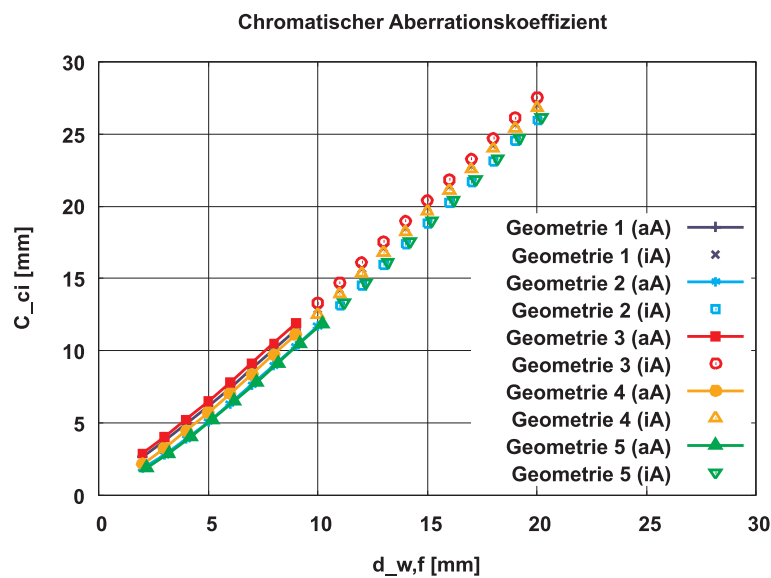


Abbildung 5.29: Chromatischer Aberrationskoeffizient C_{ci} für die Objektivlinse geometrien 1 bis 5. Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

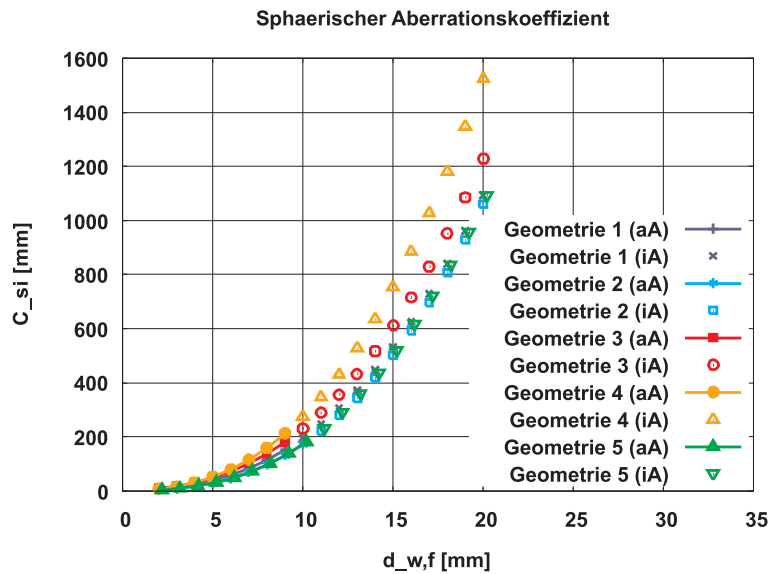


Abbildung 5.30: Sphärischer Aberrationskoeffizient C_{si} für die Objektivlinsengeometrien 1 bis 5. Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

Effekt auf das System mit anschließender feldbegrenzender Blende hat.

In den Abbildungen 5.31, 5.32 und 5.33 sind das kinetische Potential der Fokuselektrode sowie die Aberrationskoeffizienten C_{ci} und C_{si} in Abhängigkeit des freien Arbeitsabstands $d_{w,f}$ für einen Bohrungsdurchmesser der letzten Elektrode der Objektivlinse von 3.0, 3.5, 4.0, 4.5 und 5.0 mm dargestellt, wobei der kleinste Bohrungsdurchmesser Geometrie 5a und der größte Geometrie 5e entspricht. Die Abbildungsbedingungen sind die gleichen wie für die Untersuchung der Objektivlinsengeometrien 1 bis 5.

Um auch den schlimmsten Fall abzudecken, werden die drei wesentlichen Eigenschaften der fünf Geometrien (das kinetische Potential der Fokuselektrode, der chromatische Aberrationskoeffizient und der sphärische Aberrationskoeffizient) unabhängig voneinander, d.h. bei unterschiedlichen Arbeitsabständen untersucht. Da Geometrie 5a zwar den kleinsten sphärischen Aberrationskoeffizienten und das kleinste kinetische Potential der Fokuselektrode gleichzeitig aber auch den größten chromatischen Fehler aufweist, wird im Hinblick auf die große inhärente Energiebreite des Emitters Geometrie 5b gewählt. Aufgrund der sehr kleinen Unterschiede könnte diese Entscheidung jedoch genauso gut zu Gunsten von Geometrie 5a ausfallen.

Abschließend sind in den Abbildungen 5.34, 5.35 und 5.36 die Eigenschaften der Objektivlinsen nach [55] und [23] vergleichend mit denen der Objektivlinsengeometrie 5b aufgetragen. Letztere weist etwas schlechtere Eigenschaften auf als die Version gemäß [55]. Sie ist aber merklich besser als die Geometrie, die in [23] aufgrund der stark einschränkenden Randbedingungen gewählt werden musste. Die Potentialverhältnisse am Ort der Probe haben sich gemäß Abbildung 5.37 deutlich verbessert.

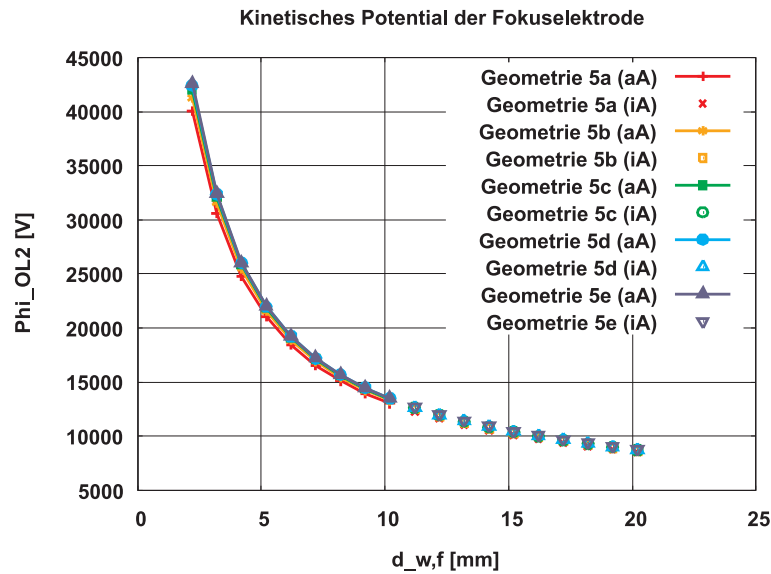


Abbildung 5.31: Kinetisches Potential der Fokuselektrode für die Objektivlinsengeometrien 5a bis 5e. Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

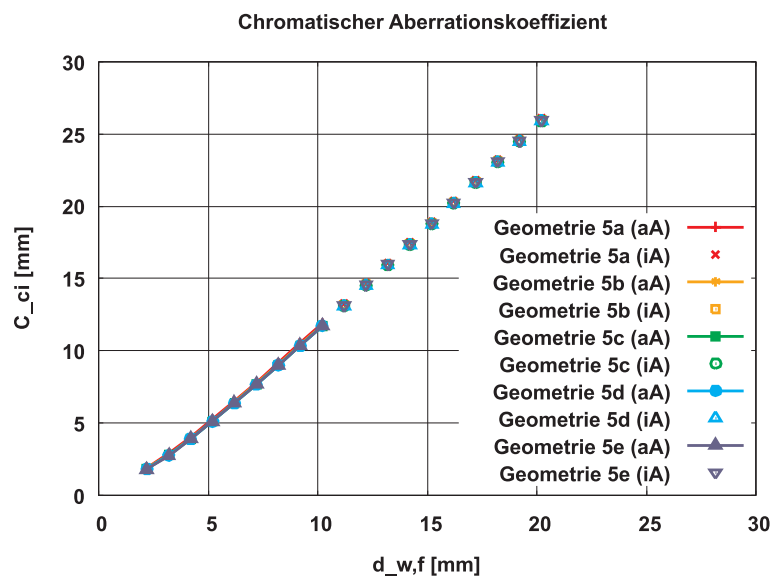


Abbildung 5.32: Chromatischer Aberrationskoeffizient C_{ci} für die Objektivlinsengeometrien 5a bis 5e. Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

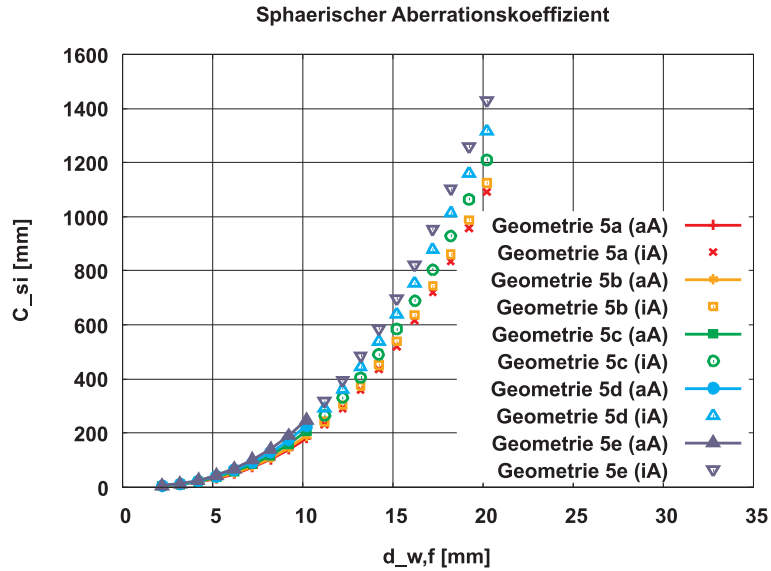


Abbildung 5.33: Sphärischer Aberrationskoeffizient C_{si} für die Objektivlinsengeometrien 5a bis 5e. Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

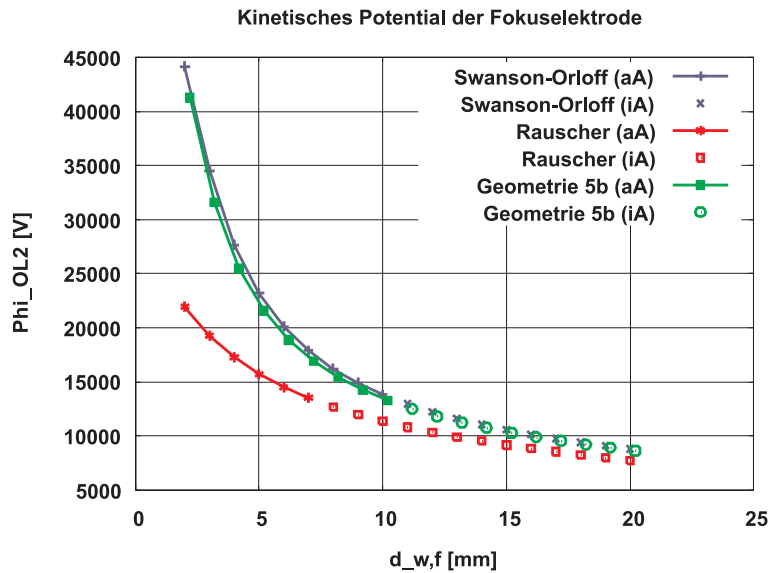


Abbildung 5.34: Kinetisches Potential der Fokuselektrode für die Objektivlinsengeometrie nach Swanson und Orloff [55], nach Rauscher [23] und die Objektivlinsengeometrie 5b. Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

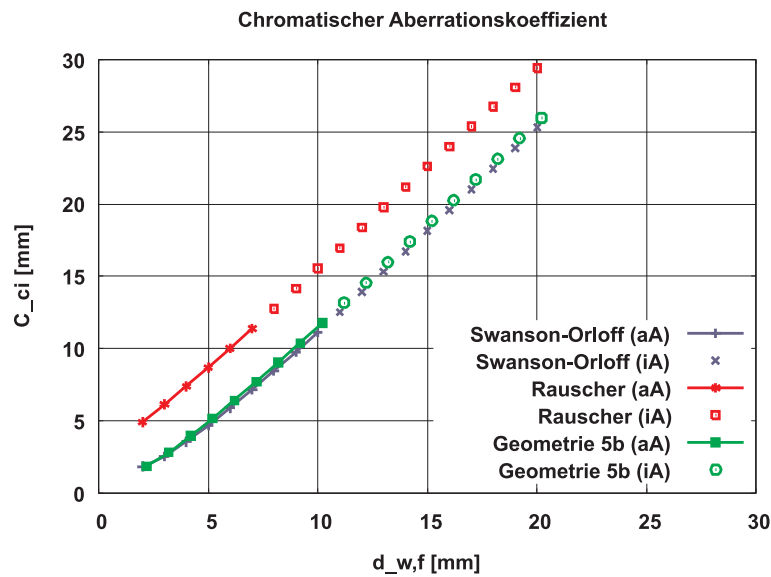


Abbildung 5.35: Chromatischer Aberrationskoeffizient C_{ci} für die Objektivlinsengeometrie nach Swanson und Orloff [55], nach Rauscher [23] und die Objektivlinsengeometrie 5b. Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

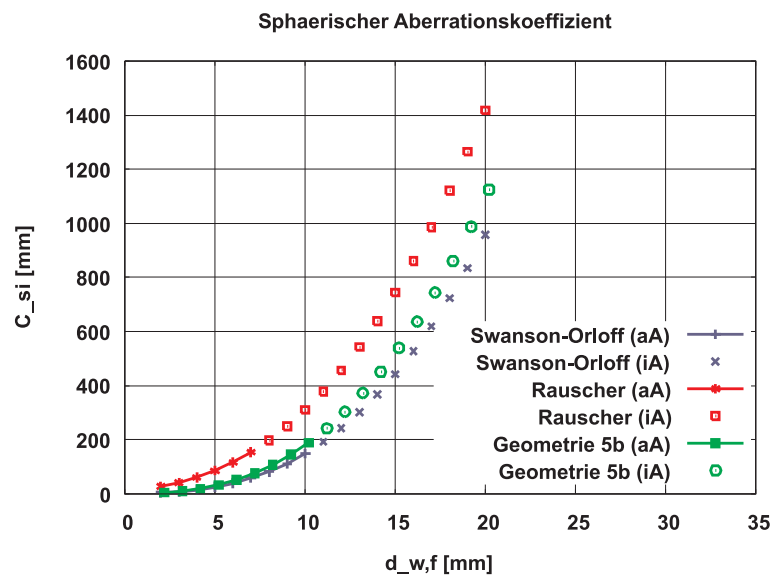


Abbildung 5.36: Sphärischer Aberrationskoeffizient C_{si} für die Objektivlinsengeometrie nach Swanson und Orloff [55], nach Rauscher [23] und die Objektivlinsengeometrie 5b. Die Verbindungslinien dienen als Orientierungshilfe.

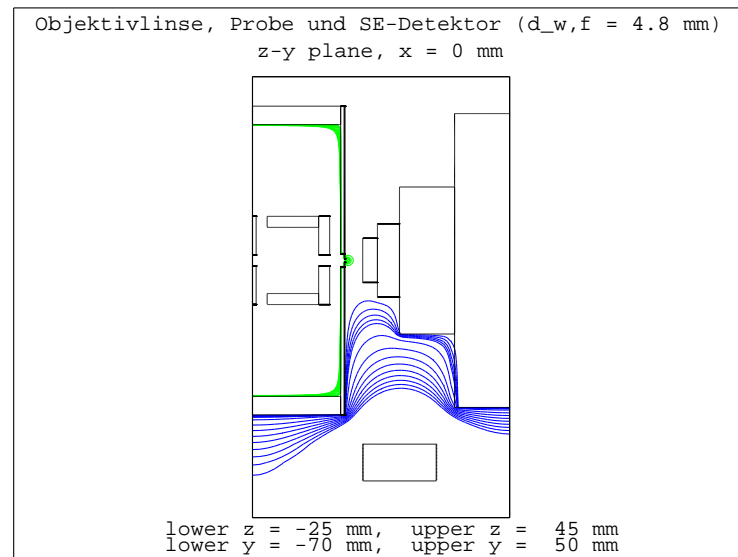


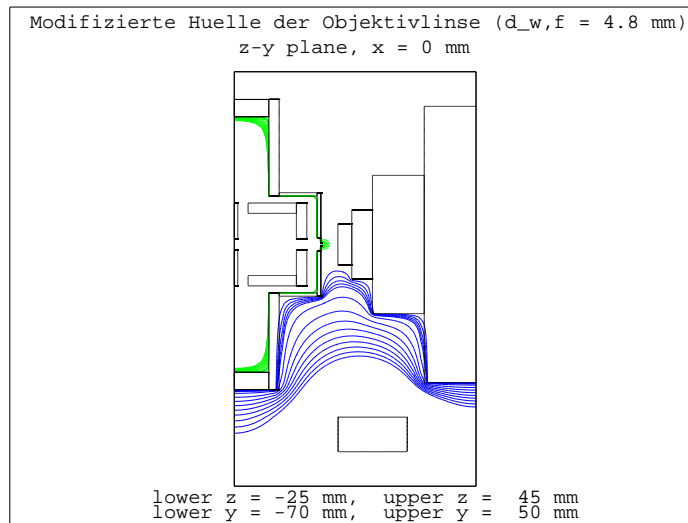
Abbildung 5.37: Optimierter Verlauf der Äquipotentiallinien für einen freien Arbeitsabstand von $d_{w,f} = 4.8$ mm. Das massebezogene Potential des Strahlführungsrohrs beträgt -10.0 kV, das der Fokuselektrode -20.0 kV und das des Absaugnetzes $+400$ V. Die letzte Elektrode und die Probe sind geerdet. Es sind die Potentiallinien von -5 bis -1 sowie von $+1$ bis $+5$ V in einem Abstand von 1 V und die Potentiallinien von -90 bis -10 sowie von $+10$ bis $+90$ V in einem Abstand von 10 V im zy -Schnitt an der Stelle $x = 0.0$ mm aufgetragen.

5.5.3 Sekundärelektronenweg

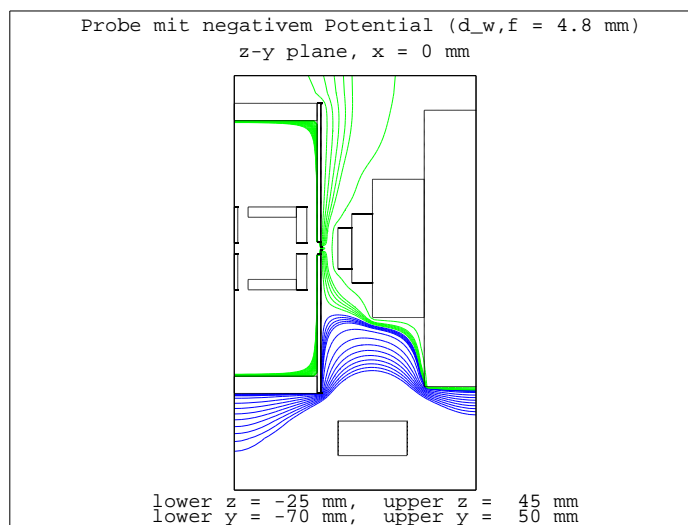
In Abbildung 5.37 erkennt man, dass das Absaugfeld selbst bei der maximal möglichen Spannung von $+400$ V aufgrund der verwendeten Geometrie und des geringen Arbeitsabstands nicht bis zur Probe reicht. Es soll deshalb mit Hilfe des Programms EO3D untersucht werden, wie die zum Teil sehr langsamen Sekundärelektronen dennoch zum Detektor geführt werden können. Die Randbedingungen, die verwendete Symmetrie und auch das Gitter entsprechen denen des letzten Kapitels.

Die Geometrie des Probentisches ist vorgegeben und kann praktisch nicht verändert werden, so dass der Feldzugriff auf den Bereich zwischen Objektivelektrode und Probe geometrisch nur durch eine Verschmälerung der Objektivelektrodenhülle erreicht werden kann. Dazu wird der Außendurchmesser der Hülle auf einer Strecke von 12.0 mm von 84.0 auf 30.0 mm verjüngt (Abbildung 5.38 (a)). Man sieht, dass selbst diese extreme Veränderung nur einen geringen Einfluss auf den Durchgriff des Absaugfelds hat.

Durch Anlegen eines geringen negativen Potentials an der Probe kann der Felddurchgriff aus der Objektivelektrode so modifiziert werden, dass der Potentiallinienverlauf des Absaugnetzes fortgesetzt wird (Abbildung 5.38 (b)). Allerdings entsteht hierdurch auch ein



(a) Verjüngte Objektivlinsengeometrie. Die Probe ist geerdet.



(b) Probe mit negativem Potential. Das massebezogene Potential der Probe beträgt -15 V.

Abbildung 5.38: Verlauf der Äquipotentiallinien für zwei modifizierte Anordnungen und einen freien Arbeitsabstand von $d_{w,f} = 4.8$ mm. Es ist $U_{SFR} = -10.0$ kV, $U_{OL2} = -20.0$ kV und $U_{N1} = +400$ V. Die letzte Elektrode ist geerdet. Es sind die Potentiallinien von -5 bis -1 sowie von $+1$ bis $+5$ V in einem Abstand von 1 V und die Potentiallinien von -90 bis -10 sowie von $+10$ bis $+90$ V in einem Abstand von 10 V im zy -Schnitt an der Stelle $x = 0.0$ mm aufgetragen.

Potentialgefälle in Richtung Objektivlinse, so dass insbesondere langsame Sekundärelektronen und solche, die in etwa senkrecht zur Probe starten, auf die letzte Elektrode der Objektivlinse geführt werden. Da selbst bei einem massebezogenen Potential der Probe von -15 V nur wenige Sekundärelektronen zum Detektor gelangen, wird auch dieser Ansatz verworfen.

Eine weitere Möglichkeit stellt ein mehrstufiges Absaugsystem dar. Hierzu wird in der Nähe der Probe ein nur schwach positives Absaugnetzchen angebracht. Dieses besteht aus einem Zylindersegment. Der entsprechende Halter besteht ebenfalls aus Zylindersegmenten und beginnt 0.5 mm nach der letzten Elektrode der Objektivlinse (Abbildung 5.39). Seine Dicke beträgt 0.5 mm und seine Höhe beläuft sich auf 7.5 mm. Der Innendurchmesser des Halters beträgt 9.0 mm, der Außendurchmesser 30.0 mm. Das Netzchen ist parallel zur optischen Achse an der der optischen Achse abgewandten Seite des Halters angebracht. Bezogen auf die optische Achse beträgt die Winkelabdeckung des Netzchens 126.8° . Die Symmetrie bezüglich der x -Ebene wird durch das Netzchen nicht gestört. Der Verlauf der Äquipotentiallinien für zwei verschiedene freie Arbeitsabstände ist in Abbildung 5.40 dargestellt, wobei das Potential des Absaugnetzchens so gewählt ist, dass die Verhältnisse an der Probe in etwa identisch sind.

Je nach Potential des Absaugnetzchens kann der Felddurchgriff auf die Probe ausreichend erhöht werden, allerdings wird der Verfahrbereich der Probe für das Suchen einer geeigneten Probenstelle auf die positive y -Achse beschränkt. Für den Fall einer seitlich verschobenen Probe ist in Abbildung 5.41 der Verlauf der Äquipotentiallinien für zwei verschiedene freie Arbeitsabstände gezeigt.

Abschließend soll untersucht werden, welchen Einfluss das Absaugfeld auf den Ionenstrahl hat. Zu diesem Zweck werden für den Fall des kleinen Arbeitsabstands und einer mittig positionierten Probe die ungestörten Äquipotentiallinien des Absaugfelds betrachtet (Abbildung 5.42).

Der Abstand der Potentiallinien $+0.1$ und $+0.2$ V beträgt an der Stelle, an der die Potentiallinie $+0.1$ V der optischen Achse am nächsten kommt, etwa 1.3 mm. Daraus ergibt sich eine elektrische Feldstärke von

$$|\vec{E}_{Ablenk}| = 0.1 \text{ V}/1.3 \text{ mm} \simeq 77 \text{ V/m} . \quad (5.6)$$

Nähert man die freie Strecke $d_{w,f}$ zwischen Objektivlinse und Probe durch einen einfachen Kondensator an, berechnet sich der Ablenkwinkel gemäß

$$\delta_{N2} = \arctan \left(\frac{1}{2} d_{w,f} \frac{e |\vec{E}_{Ablenk}|}{E_i} \right) . \quad (5.7)$$

Für eine Landeenergie von 3.0 keV ergibt sich $\delta_{N2,3\text{keV}} = 0.06$ mrad, für eine Landeenergie von 1.0 keV ergibt sich $\delta_{N2,1\text{keV}} = 0.18$ mrad. Da die elektrische Feldstärke sowohl in Richtung Probe als auch in Richtung Objektivlinse abnimmt, stellen diese Werte eine

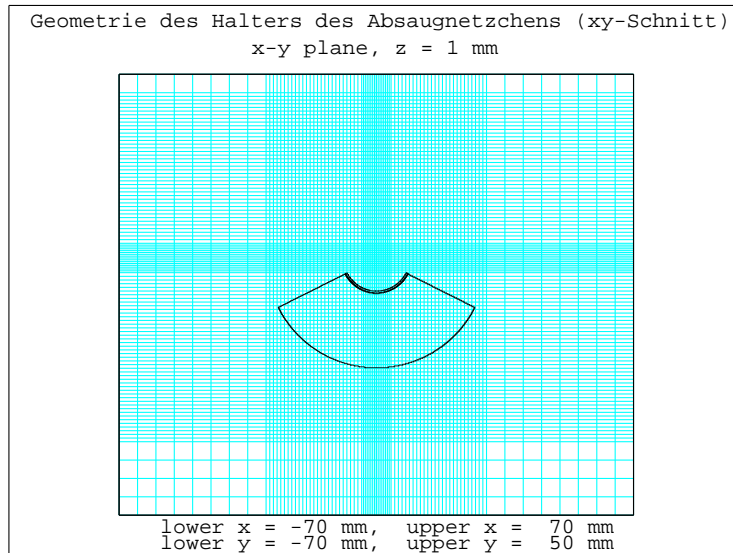
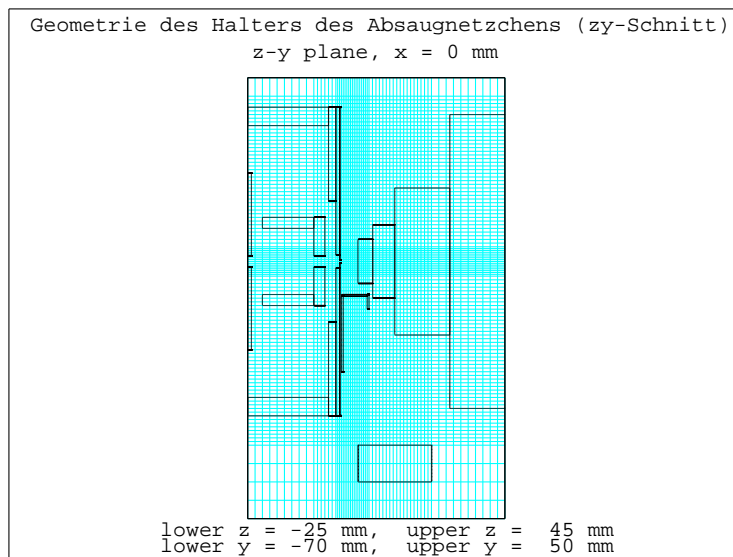
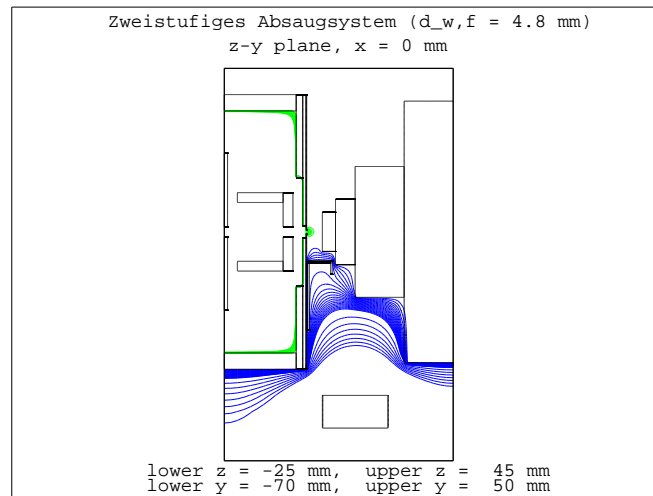
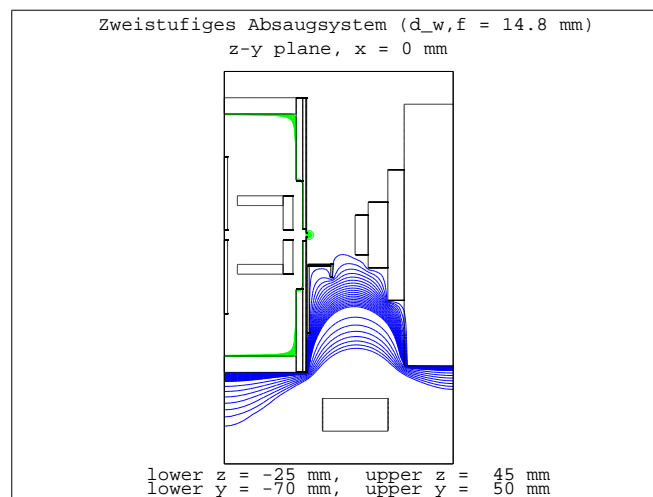
(a) xy -Schnitt an der Stelle $z = 1.0$ mm.(b) zy -Schnitt an der Stelle $x = 0.0$ mm.

Abbildung 5.39: Geometrie des hinter der Objektivlinse angebrachten Halters des Absaugnetzchens. Das Netzchen dient zur Erhöhung des Sekundärelektronensignals und ist parallel zur optischen Achse an der der optischen Achse abgewandten Seite des Halters angebracht.

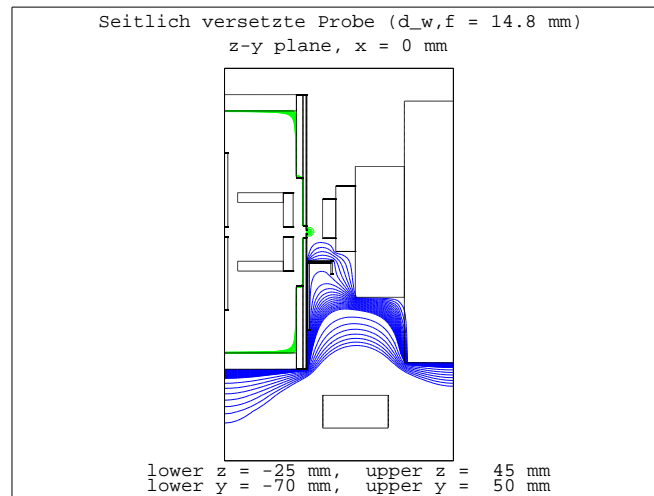


(a) Freier Arbeitsabstand $d_{w,f} = 4.8$ mm. Das massebezogene Potential des Absaugnetzchens beträgt $+5.8$ V.

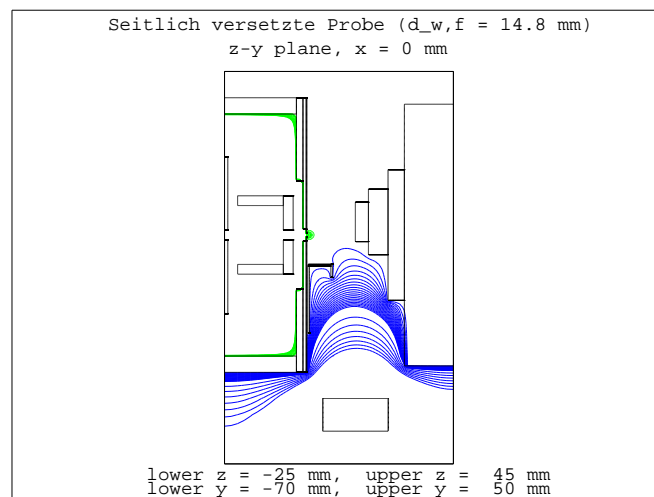


(b) Freier Arbeitsabstand $d_{w,f} = 14.8$ mm. Das massebezogene Potential des Absaugnetzchens beträgt $+0.8$ V.

Abbildung 5.40: Verlauf der Äquipotentiallinien für ein zusätzliches Absaugnetzchen und zwei verschiedene freie Arbeitsabstände. Es ist $U_{SFR} = -10.0$ kV, $U_{OL2} = -20.0$ kV und $U_{N1} = +400$ V. Die letzte Elektrode und die Probe sind geerdet. Es sind die Potentiallinien von -5 bis -1 sowie von $+1$ bis $+5$ V in einem Abstand von 1 V und die Potentiallinien von -90 bis -10 sowie von $+10$ bis $+90$ V in einem Abstand von 10 V im zy -Schnitt an der Stelle $x = 0.0$ mm aufgetragen.



(a) Freier Arbeitsabstand $d_{w,f} = 4.8$ mm. Das massebezogene Potential des Absaugnetzchens beträgt $+5.8$ V.



(b) Freier Arbeitsabstand $d_{w,f} = 14.8$ mm. Das massebezogene Potential des Absaugnetzchens beträgt $+0.8$ V.

Abbildung 5.41: Verlauf der Äquipotentiallinien für eine um 4.0 mm seitlich versetzte Probe und zwei verschiedene freie Arbeitsabstände. Es ist $U_{SFR} = -10.0$ kV, $U_{OL2} = -20.0$ kV und $U_{N1} = +400$ V. Die letzte Elektrode und die Probe sind geerdet. Es sind die Potentiallinien von -5 bis -1 sowie von $+1$ bis $+5$ V in einem Abstand von 1 V und die Potentiallinien von -90 bis -10 sowie von $+10$ bis $+90$ V in einem Abstand von 10 V im zy -Schnitt an der Stelle $x = 0.0$ mm aufgetragen.

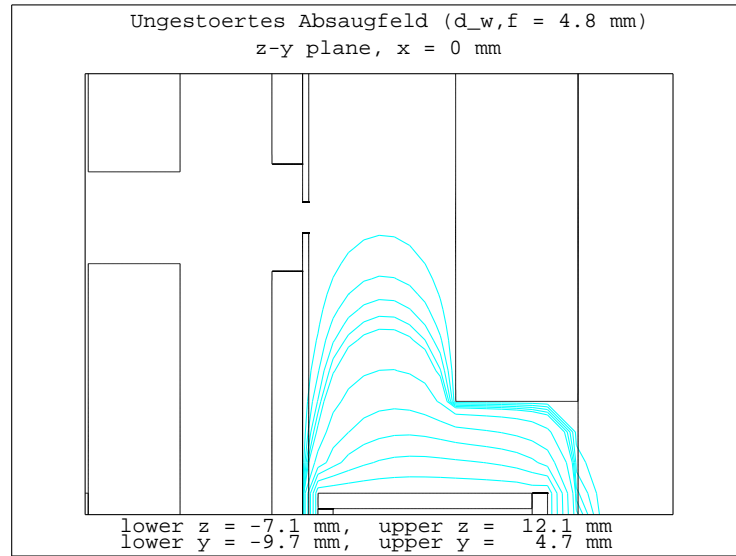


Abbildung 5.42: Verlauf der Äquipotentiallinien zur Abschätzung der Ablenkung des Ionenstrahls bei einem freien Arbeitsabstand von $d_{w,f} = 4.8 \text{ mm}$. Das Potential des Absaugnetzes beträgt $+400 \text{ V}$ und das Potential des Absaugnetzchens $+5.8 \text{ V}$. Alle anderen Elektroden sind geerdet. Es sind die Potentiallinien von $+5$ bis $+1 \text{ V}$ in einem Abstand von 1 V und die Potentiallinien von $+0.5$ bis $+0.1 \text{ V}$ in einem Abstand von 0.1 V im zy -Schnitt an der Stelle $x = 0.0 \text{ mm}$ aufgetragen.

obere Grenze für den Ablenkwinkel dar. Die entsprechende Ablenkung von der Achse am Ort der Probe beträgt für eine Landeenergie von 3.0 keV

$$\delta y_{3\text{keV}} = \frac{1}{2} d_{w,f} \tan(\delta_{N2,3\text{keV}}) = 0.14 \mu\text{m} \quad (5.8)$$

und für eine Landeenergie von 1.0 keV

$$\delta y_{1\text{keV}} = \frac{1}{2} d_{w,f} \tan(\delta_{N2,1\text{keV}}) = 0.43 \mu\text{m} . \quad (5.9)$$

Bei einer Rasterfeldgröße von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ (das entspricht einer Sondengröße von 100 nm) ergibt sich für eine Landeenergie von 3.0 keV ein prozentualer Versatz von $\delta y_{3\text{keV}}/25 \mu\text{m} = 0.6 \%$. Bei einer Rasterfeldgröße von $150 \times 150 \mu\text{m}^2$ (das entspricht einer Sondengröße von 300 nm) ergibt sich für eine Landeenergie von 1.0 keV ein prozentualer Versatz von $\delta y_{1\text{keV}}/75 \mu\text{m} = 0.6 \%$. Der Einfluss auf den Ionenstrahl kann damit vernachlässigt werden.

5.6 Simulation des endgültigen Systems

5.6.1 Simulationsmodelle der beiden Linsen

Die Geometrie der Strahlerlinse ist gemäß [24] und die der Objektivlinse gemäß Kapitel 5.5.2 festgelegt. Nun sollen von diesen möglichst genaue Modelle für die nachfolgenden Simulationen mit dem Software-Paket OPTICS erstellt werden. Der Potentialverlauf wird mit dem Programm ELENIS berechnet. Es hat sich gezeigt, dass dieses Programm zwei Einschränkungen unterliegt: Zum einen können maximal $11007 \times 1065 \simeq 1.17 \cdot 10^7$ Gitterpunkte berechnet werden, zum anderen muss das Lösen der Finite Elemente Gleichungen innerhalb von 1000 Zyklen möglich sein, da das Programm andernfalls die Berechnung (auch bei anscheinend offensichtlicher Konvergenz) abbricht. Dies führt dazu, dass entlang der optischen Achse minimal eine Schrittweite von $\Delta z_1 = 5 \mu\text{m}$ und in radialer Richtung minimal eine gestufte Schrittweite von $\Delta r_1 = 10 \mu\text{m}$ nahe der optischen Achse und $\Delta r_2 = 20 \mu\text{m}$ in den äußeren Bereichen der Linse gewählt werden kann. Im Fall der Strahlerlinse wird deshalb auf die Simulation der später verwendeten Sprayblende mit einem Durchmesser von $100 \mu\text{m}$ verzichtet und stattdessen eine Blende mit einem Durchmesser von $400 \mu\text{m}$ angenommen. So stehen innerhalb der Blendenöffnung in radialer Richtung immerhin 39 Gitterpunkte zur Verfügung. Diese Abweichung von der realen Geometrie kann in Kauf genommen werden, da die Sprayblende an dieser Stelle nur als potentialtragende Elektrode und nicht als strombegrenzende Blende berücksichtigt wird. Die finale Simulationsgeometrie der Strahlerlinse ist in Abbildung 5.43 abgebildet, die der Objektivlinse ist in Abbildung 5.44 zu sehen.

Das Programm ELENIS gibt den axialen Potentialverlauf in Form von Einheitspotentialen aus. Zur Bewertung der berechneten axialen Potentialverteilung der Strahlerlinse sind deshalb in den Abbildungen 5.45 und 5.46 die Differenzen dieser Einheitspotentiale für verschiedene Gitterabstände aufgetragen. Für kleiner werdende Gitterabstände nähern sich die Ergebnisse immer mehr denen des kleinsten Gitterabstands an. Die größten Abweichungen von $V_n(20\mu\text{m}, 10\mu\text{m}) - V_n(10\mu\text{m}, 5\mu\text{m})$ belaufen sich für V_1 auf $5.4 \cdot 10^{-5} \text{ V}$, für V_2 auf $5.2 \cdot 10^{-5} \text{ V}$, für V_3 auf $3.9 \cdot 10^{-5} \text{ V}$ und für V_4 auf $2.3 \cdot 10^{-5} \text{ V}$. Im Fall des Extraktors bedeutet dies bei einem kinetischen Potential von 4500 V eine Abweichung von 0.2 V , im Fall der Fokuselektrode mit einem kinetischen Potential von 22000 V eine Abweichung von 0.9 V .

Die Differenzen der berechneten Einheitspotentiale für verschiedene Gitterabstände im Fall der Objektivlinse sind in den Abbildungen 5.47 und 5.48 dargestellt. Für kleiner werdende Gitterabstände nähern sich die Ergebnisse auch im Fall der Objektivlinse immer mehr denen des kleinsten Gitterabstands an. Die größten Abweichungen von $V_n(25\mu\text{m}, 10\mu\text{m}) - V_n(10\mu\text{m}, 5\mu\text{m})$ belaufen sich für V_1 auf $3.6 \cdot 10^{-5} \text{ V}$, für V_2 auf $6.7 \cdot 10^{-5} \text{ V}$ und für V_3 auf $6.7 \cdot 10^{-5} \text{ V}$. Im Fall der letzten Linsenelektrode bedeutet dies bei einem kinetischen Potential von 3000 V eine Abweichung von 0.2 V , im Fall der Fokuselektrode mit einem kinetischen Potential von 22000 V eine Abweichung von

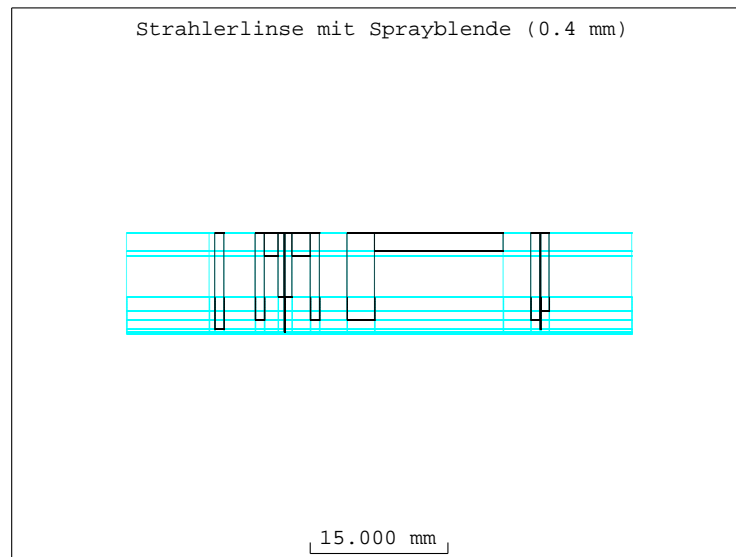


Abbildung 5.43: Simulationsmodell der Strahlerlinse. Zu sehen ist das grobe Gitter. Die vierte Gitterlinie von oben entspricht einem radialen Abstand von 4.0 mm. Die axiale Schrittweite des feinen Gitters beträgt $\Delta z_1 = 5 \mu\text{m}$. Für einen radialen Abstand bis 4.0 mm beträgt die radiale Schrittweite $\Delta r_1 = 10 \mu\text{m}$, darüber hinaus ist $\Delta r_2 = 20 \mu\text{m}$. Die Koordinate der linken unteren Ecke in mm ist $(-20.0, 0.0)$, die der rechten oberen Ecke $(+35.0, +11.0)$. Der Bohrungsdurchmesser der Sprayblende (links) beträgt $400 \mu\text{m}$, der Bohrungsdurchmesser der ersten Druckstufenblende (rechts) $1000 \mu\text{m}$. Die optische Achse verläuft entlang der untersten Gitterlinie von links nach rechts.

1.5 V.

Da die Abweichungen sowohl im Fall der Strahlerlinse als auch im Fall der Objektivlinse vernachlässigt werden können, sind die gewählten Gitterabstände ausreichend klein. Auch für die Simulationen mit dem Software-Paket IMAGE werden Modelle der Linsengeometrien benötigt. Um die Ergebnisse der Software-Pakete OPTICS und IMAGE miteinander vergleichen zu können, wird auf die Verwendung des Programms SOELENIS verzichtet und stattdessen auf die Ergebnisse des Programms ELENS zurückgegriffen. Dies bedeutet keinen Nachteil, da alle Elektroden mit geraden Gitterlinien beschrieben werden können und die Gitterabstände so klein gewählt sind, dass der etwas andere Potentialverlauf innerhalb der finiten Elemente vernachlässigt werden kann.

Es hat sich gezeigt, dass das Programm HERM1 maximal 9000 Stützstellen entlang der optischen Achse berechnen kann. Dementsprechend kann nur das Modell der Objektivlinse unverändert übernommen werden. Für die Strahler-

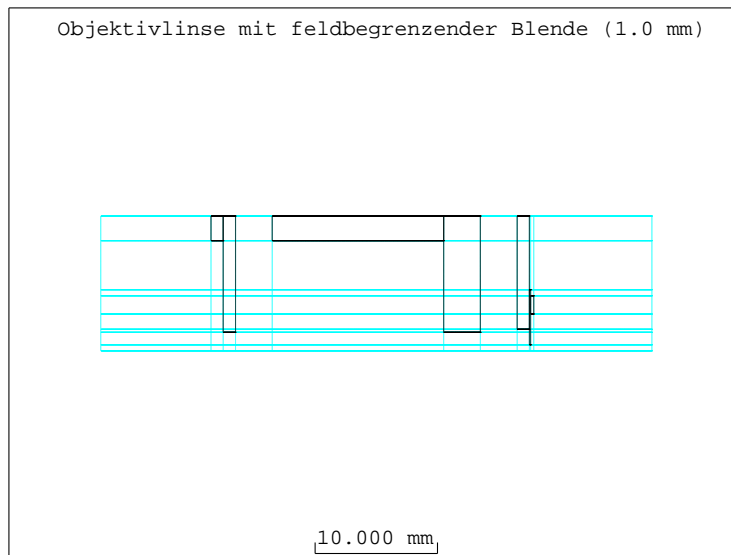
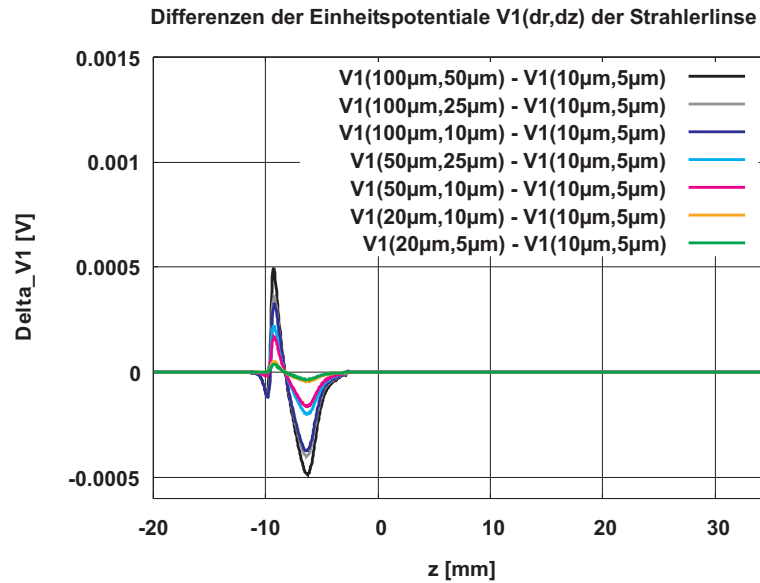
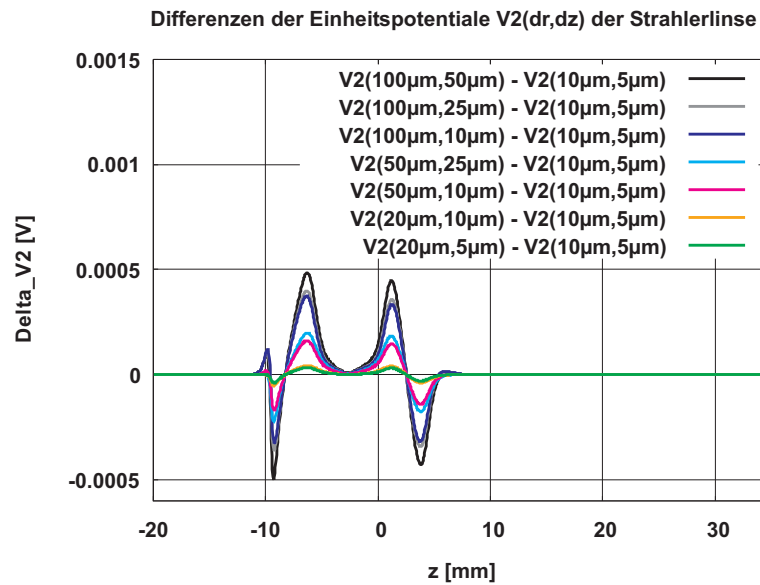


Abbildung 5.44: Simulationsmodell der Objektivlinse. Zu sehen ist das grobe Gitter. Die vierte Gitterlinie von oben entspricht einem radialen Abstand von 4.5 mm. Die axiale Schrittweite des feinen Gitters beträgt $\Delta z_1 = 5 \mu\text{m}$. Für einen radialen Abstand bis 4.5 mm beträgt die radiale Schrittweite $\Delta r_1 = 10 \mu\text{m}$, darüber hinaus ist $\Delta r_2 = 20 \mu\text{m}$. Die Koordinate der linken unteren Ecke in mm ist $(-35.0, 0.0)$, die der rechten oberen Ecke $(+10.0, +11.0)$. Der Bohrungsdurchmesser der feldbegrenzenden Blende (rechts) beträgt $1000 \mu\text{m}$. Die Erhöhung rechts von der feldbegrenzenden Blende ist Teil des Blendenhalters. Die optische Achse verläuft entlang der untersten Gitterlinie von links nach rechts.

linse wird die Schrittweite auf der optischen Achse an den aus den Berechnungen mit dem Programm ELENIS bekannten Potentialverlauf angepasst: Für $-20.0 \text{ mm} < z < -12.0 \text{ mm}$ und $30.0 \text{ mm} < z < 35.0 \text{ mm}$ beträgt die Schrittweite $\Delta z_3 = 20 \mu\text{m}$, für $-12.0 \text{ mm} < z < -11.4 \text{ mm}$ und $28.0 \text{ mm} < z < 30.0 \text{ mm}$ beträgt die Schrittweite $\Delta z_2 = 10 \mu\text{m}$ und für $-11.4 \text{ mm} < z < 28.0 \text{ mm}$ beträgt die Schrittweite $\Delta z_1 = 5 \mu\text{m}$. Der fein unterteilte Bereich erstreckt sich damit von der Position 1.0 mm vor dem Extraktor bis zur Position 2.0 mm nach der hinteren Kante der letzten Elektrode. Untersucht man die beiden Modelle mit dem Programm ELENIS aus dem Software-Paket OPTICS, ergibt sich als maximale Abweichung im Einheitspotential V_1 des Extrakts $1.5 \cdot 10^{-8} \text{ V}$, im Einheitspotential V_2 der ersten Elektrode der Strahlerlinse $3.5 \cdot 10^{-9} \text{ V}$, im Einheitspotential V_3 der Fokuselektrode $2.1 \cdot 10^{-8} \text{ V}$ und im Einheitspotential V_4 der letzten Elektrode $1.0 \cdot 10^{-8} \text{ V}$. Damit kann auch der Einfluss der Modulation der axialen Schrittweite vernachlässigt werden.

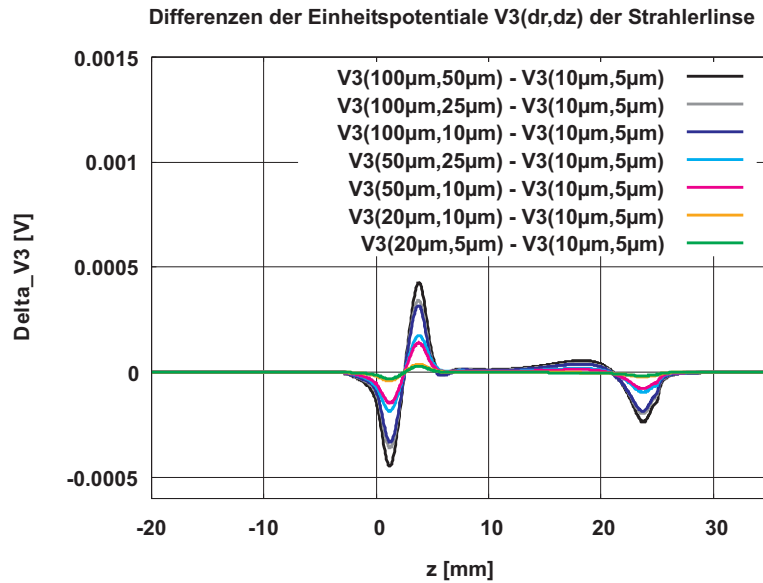


(a) Einheitspotential V_1 . Es ist $\Phi_{EX} = 1.0$ V und $\Phi_{SL1} = \Phi_{SL2} = \Phi_{SL3} = 0.0$ V.

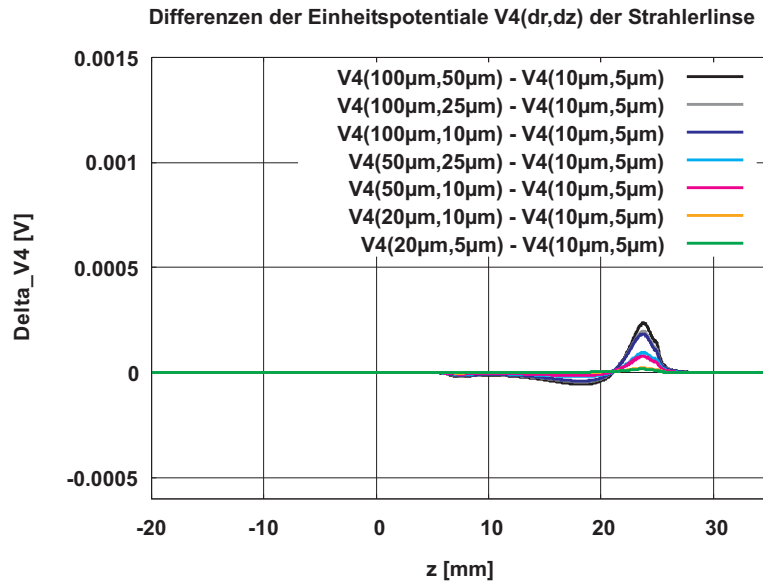


(b) Einheitspotential V_2 . Es ist $\Phi_{SL1} = 1.0$ V und $\Phi_{EX} = \Phi_{SL2} = \Phi_{SL3} = 0.0$ V.

Abbildung 5.45: Abweichung zwischen den mit unterschiedlichen Gitterabständen berechneten Einheitspotentialen und dem mit dem letztendlich gewählten Gitterabstand berechneten Einheitspotential der Strahlerlinse.

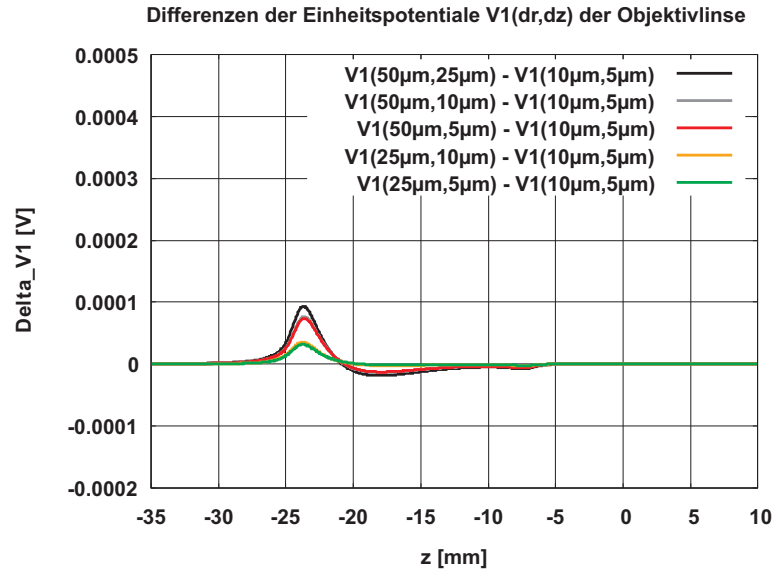


(a) Einheitspotential V_3 . Es ist $\Phi_{SL2} = 1.0$ V und $\Phi_{EX} = \Phi_{SL1} = \Phi_{SL3} = 0.0$ V.

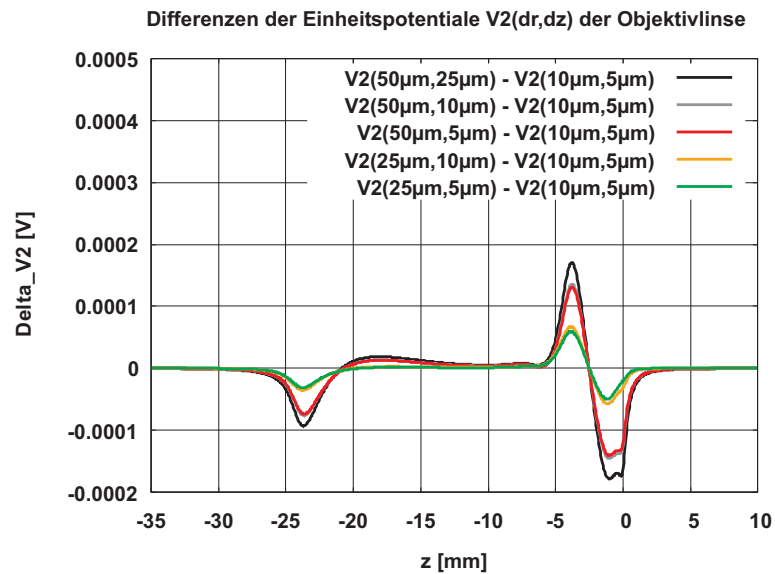


(b) Einheitspotential V_4 . Es ist $\Phi_{SL3} = 1.0$ V und $\Phi_{EX} = \Phi_{SL1} = \Phi_{SL2} = 0.0$ V.

Abbildung 5.46: Abweichung zwischen den mit unterschiedlichen Gitterabständen berechneten Einheitspotentialen und dem mit dem letztendlich gewählten Gitterabstand berechneten Einheitspotential der Strahlerlinse.



(a) Einheitspotential V_1 . Es ist $\Phi_{OL1} = 1.0$ V und $\Phi_{OL2} = \Phi_{OL3} = 0.0$ V.



(b) Einheitspotential V_2 . Es ist $\Phi_{OL2} = 1.0$ V und $\Phi_{OL1} = \Phi_{OL3} = 0.0$ V.

Abbildung 5.47: Abweichung zwischen den mit unterschiedlichen Gitterabständen berechneten Einheitspotentialen und dem mit dem letztendlich gewählten Gitterabstand berechneten Einheitspotential der Objektivlinse.

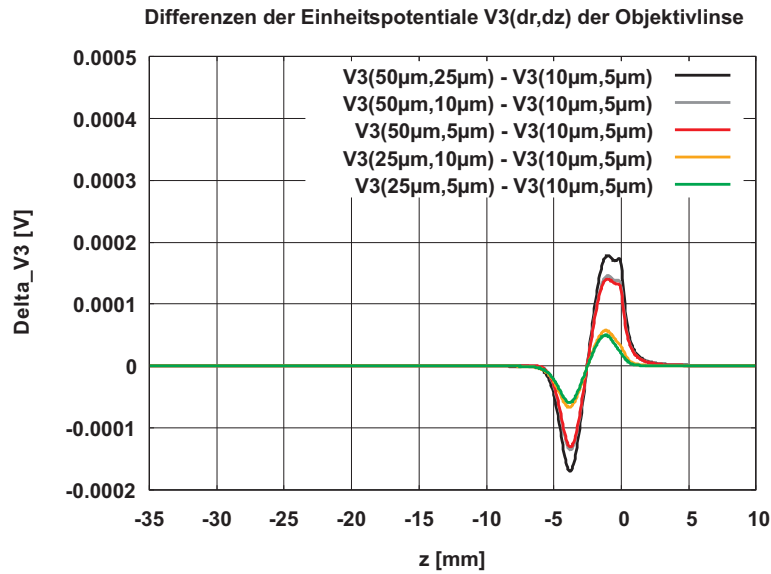


Abbildung 5.48: Abweichung zwischen den mit unterschiedlichen Gitterabständen berechneten Einheitspotentialen und dem mit dem letztendlich gewählten Gitterabstand berechneten Einheitspotential V_3 der Objektivlinse. Es ist $\Phi_{OL3} = 1.0$ V und $\Phi_{OL1} = \Phi_{OL2} = 0.0$ V.

5.6.2 Simulationen mit OPTICS

Es soll mit Hilfe des Programmpakets OPTICS für das System ohne und das System mit zusätzlichem Justageablenker für die Arbeitsabstände 5.0, 10.0 und 15.0 mm und die Landeenergien 1.0, 2.0 und 3.0 keV die optimale Systemkonfiguration bestimmt werden. Die betrachteten Systemlängen ohne zusätzlichen Justageablenker sind 403.7, 408.7 und 413.7 mm, die mit zusätzlichem Justageablenker sind 528.7, 533.7 und 538.7 mm. Erhöht man die Stützstellenanzahl von 20000 mit einer Schrittweite von 10000, sind bereits ab einer Stützstellenanzahl von 30000 die Ergebnisse für die Fokusspannung der Objektivlinse, die Aberrationskoeffizienten C_{ci} und C_{si} , $r_\alpha(z_a)$ und M_α im Rahmen der angegebenen Stellen unabhängig von der Stützstellenanzahl. Ab einer Stützstellenanzahl von 50000 verändern sich die Werte für M um $\pm 1 \cdot 10^{-7}$ und die Werte für $f_{o,real}$ der Strahlerlinse und $f_{i,real}$ der Objektivlinse um $\pm 1 \cdot 10^{-4}$ mm. Da das Programm die Stützstellen nicht äquidistant verteilt, sondern an den Stellen, an denen eine starke Änderung des Potentials auftritt, mehr Stützstellen verwendet, wird bei der Berechnung in allen sechs Fällen eine Stützstellenanzahl von 60000 verwendet.

Das prinzipielle Vorgehen entspricht dem in Kapitel 5.2.1. Es werden folgende Schrittweiten und Werte der variablen Parameter verwendet:

- Gemäß den Ausführungen in Kapitel 5.2 beträgt die Extraktionsspannung zwischen Extraktor und Emitterspitze $\Phi_{EX} - \Phi_{Emitter} = 4.5$ kV und die Spannung

zwischen erster Elektrode der Strahlerlinse und Extraktor $\Phi_{SL1} - \Phi_{EX} = 0.9$ kV.

- Das Potential des Strahlführungsrohrs wird im Bereich des minimalen Sonden­durchmessers mit einer Schrittweite von 10 V, sonst mit einer Schrittweite von 50 V variiert, wobei berücksichtigt wird, dass das massebezogene Potential des Strahlführungsrohrs minimal -10.0 kV beträgt.
- Das Potential der Fokuselektrode der Strahlerlinse wird mit einer Schrittweite von 10 V variiert.
- Die Schrittweite beim Defokus beträgt $1 \mu\text{m}$.
- Die Stützstellenanzahl beträgt 60000.
- Als Beurteilungskriterium dienen die Sondendurchmesser, die mit einem Strahl­strom von 125 pA erreicht werden können. Der entsprechende halbe Öffnungswinkel ist $\alpha_o = 1.63$ mrad. Da OPTICS auf analytischen Formeln beruht und somit keinen statistischen Schwankungen unterliegt, wird die Systemkonfiguration als optimal erachtet, die den echt kleinsten Sondendurchmesser erbringt.

Da nicht bekannt ist, welche Systemkonfiguration unter Berücksichtigung der Coulomb­Wechselwirkung das beste Ergebnis liefert, werden sämtliche Systemkonfigurationen untersucht. Allerdings werden nur diejenigen in die engere Auswahl genommen, die bei den oben genannten Schrittweiten mindestens zehn verschiedene Einstellmöglichkeiten aufweisen, bei denen der Wertebereich des kinetischen Potentials der Fokuselektrode der Strahlerlinse also mindestens 100 V umfasst.

Unter den genannten Bedingungen erhält man für das System ohne und das System mit zusätzlichem Justageablenker die in Tabelle 5.5 zusammengefassten optimalen System­konfigurationen. Details zu allen betrachteten Systemkonfigurationen sowie die Eigen­schaften der beiden Immersionslinsen für die optimalen Systemkonfigurationen sind in Anhang C.2 aufgelistet. Wie erwartet liefert für Landeenergien von 2.0 und 3.0 keV der Betriebsmodus *AaA* mit kleinem Arbeitsabstand die besten Ergebnisse. Für eine Landeenergie von 1.0 keV muss man sich auch bei einem Arbeitsabstand von 5.0 mm noch mit dem Zwischenbeschleunigungsmodus *AiA* zufrieden geben, da aufgrund des großen Immersionsverhältnisses der Betriebsmodus *AaA* nicht existiert.

Mit Hilfe der Fundamentalbahn r_α kann der für einen Strahlstrom von 125 pA notwen­dige Aperturbblendendurchmesser gemäß

$$d_{Strahl}(z_a) = 2 \alpha_o r_\alpha(z_a) \quad (5.10)$$

berechnet werden, wobei $\alpha_o(125 \text{ pA}) = 1.63$ mrad und $z_a = 146.2$ mm. Die für die op­imalen Systemkonfigurationen erhaltenen Werte sind in Tabelle 5.6 zusammengefasst. Für die optimalen Systemkonfigurationen soll abschließend auch noch die Ausfüllung der feldbegrenzenden Blende nach der Objektivlinse untersucht werden. Damit die

L_{System} [mm]	E_i [keV]	Betriebs- modus	Φ_{SFR} [V]	d_{RPS} [μm]	j_{RPS} [A/cm ²]	Φ_{SL2} [V]	M	M_α
403.7	1.0	<i>AiA</i>	11000	0.0580	2.3685	21450	-0.7777	-2.7275
403.7	2.0	<i>AaA</i>	12000	0.0346	6.6298	21690	-0.4641	-3.2316
403.7	3.0	<i>AaA</i>	13000	0.0257	12.0662	21810	-0.3460	-3.5391
528.7	1.0	<i>AiA</i>	11000	0.0580	2.3675	21430	-0.7835	-2.7071
528.7	2.0	<i>AaA</i>	12000	0.0346	6.6316	21720	-0.4645	-3.2290
528.7	3.0	<i>AaA</i>	13000	0.0257	12.0719	21900	-0.3462	-3.5376

Tabelle 5.5: Simulationsergebnisse von OPTICS für das System ohne und das System mit zusätzlichem Justageablenker. Der Strahlstrom beträgt 125 pA, der Sondenstrom 63 pA und der Arbeitsabstand 5.0 mm.

L_{System} [mm]	E_i [keV]	$r_\alpha(z_a)$ [mm]	$d_{Strahl}(z_a)$ [μm]
403.7	1.0	11.42	37.2
403.7	2.0	12.17	39.7
403.7	3.0	13.15	42.9
528.7	1.0	11.55	37.7
528.7	2.0	11.98	39.1
528.7	3.0	12.59	41.0

Tabelle 5.6: Strahldurchmesser am Ort der Aperturblende für die optimalen Systemkonfigurationen gemäß Tabelle 5.5.

Blende tatsächlich nur das aus der Objektivlinse herausquellende negative Potential und nicht auch das Bildfeld begrenzt, sollte der (rasternde) Strahl maximal 20 % der Blendenöffnung ausmachen. Der bildseitige Öffnungswinkel ergibt sich aus dem objektseitigen gemäß $\alpha_i = M_\alpha \alpha_o$, wobei α_o (125 pA) = 1.63 mrad. Der Strahldurchmesser wird mit

$$d_{Strahl}(z_{FB}) \simeq 2 \alpha_i d_w = 2 \alpha_o |M_\alpha| d_w \quad (5.11)$$

abgeschätzt. Der Abstand zwischen der Probe und dem Teil der Blende mit dem kleinsten Durchmesser beträgt $d_w = 5.0$ mm.

Im Hochauflösungsmodus beträgt die Rasterfeldgröße etwa $50 \times 50 \mu\text{m}^2$. Daraus ergibt sich am Ort der feldbegrenzenden Blende ein Achsenabstand des rasternden Strahls von

$$\delta r = \frac{\sqrt{2} \cdot 25 \mu\text{m}}{z_i - z_{N,i}} (z_i - d_w - z_{N,i}), \quad (5.12)$$

L_{System} [mm]	E_i [keV]	M_α	$d_{Strahl}(z_{FB})$ [μm]	$z_{N,i}$ [mm]	δr [μm]	f_{Fuell} [%]
403.7	1.0	-2.7275	44.5	392.7	19.3	8.3
403.7	2.0	-3.2316	52.7	392.9	19.0	9.1
403.7	3.0	-3.5391	57.7	392.7	19.3	9.6
528.7	1.0	-2.7071	44.1	517.8	19.1	8.2
528.7	2.0	-3.2290	52.6	517.9	19.0	9.1
528.7	3.0	-3.5376	57.7	517.7	19.3	9.6

Tabelle 5.7: Ausfüllung der feldbegrenzenden Blende mit $d_{Blende} = 1000 \mu\text{m}$ für die optimalen Systemkonfigurationen gemäß Tabelle 5.5.

wobei die Lage des bildseitigen Knotenpunkts $z_{N,i}$ gegeben ist durch

$$z_{N,i} = z_{H,i,real} - f_{o,real} + f_{i,real} . \quad (5.13)$$

Der Ausfüllungsfaktor f_{Fuell} ergibt sich aus

$$f_{Fuell} = \frac{2 \delta r + d_{Strahl}(z_{FB})}{d_{Blende}} . \quad (5.14)$$

Gemäß Tabelle 5.7 ist die Ausfüllung der Blendenöffnung in allen Fällen deutlich kleiner als die geforderten 20 %, so dass die Blende in der Tat nur eine feldbegrenzende Wirkung hat.

5.6.3 Simulationen mit IMAGE ohne Aperturblende

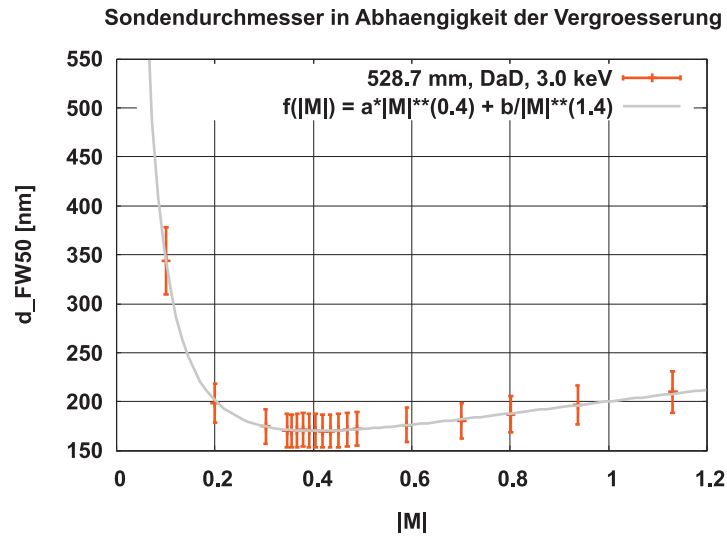
Mit Hilfe der im vorangegangenen Kapitel gefundenen optimalen Werte für das kinetische Potential des Strahlführungsrohrs (Tabellen C.7 bis C.12) soll unter Verwendung des Programmpakets IMAGE für das System ohne und das System mit zusätzlichem Justageablenker die optimale Systemkonfiguration unter Berücksichtigung der Coulomb-Wechselwirkung bei gleichzeitiger Vernachlässigung der strombegrenzenden Wirkung der Aperturblende bestimmt werden. Das in [33] skizzierte Vorgehen wird dabei konsequent umgesetzt. Allerdings wird das Minimum des Sondendurchmessers in Abhängigkeit der Systemvergrößerung in diesem Fall nicht durch eine feste Schrittweite der Vergrößerung sondern durch das Anpassen der Funktion $f(|M|) = a |M|^c + b/|M|^d$ an die berechneten Ergebnisse und anschließende Kurvendiskussion ermittelt, wobei die Parameter c und d manuell variiert werden. Die Schrittweite für diese Parameter beträgt 0.1. Für das Lösen des Fit-Problems wird das Programm Gnuplot verwendet, das nicht-lineare Ausgleichsprobleme mit Hilfe des Marquardt-Levenberg-Algorithmus löst. Dieser basiert auf der Methode der kleinsten Quadrate. Die Parameter c und d

werden so gewählt, dass der von Gnuplot berechnete Fehler minimal ist. Gnuplot gewichtet die vorgegebenen Funktionswerte mit Hilfe ihres Fehlers δ gemäß δ^{-2} . Im Fall der mit dem Programmpaket IMAGE berechneten Sondendurchmesser $d_{FW50,k}$ ergibt sich die Gewichtung gemäß der in Kapitel 4.2.1 präsentierten Fehlerabschätzung zu $(0.1 d_{FW50,k})^{-2}$. Es werden alle Betriebsmodi, die unter den genannten Bedingungen wenigstens zehn Einstellmöglichkeiten aufweisen, untersucht.

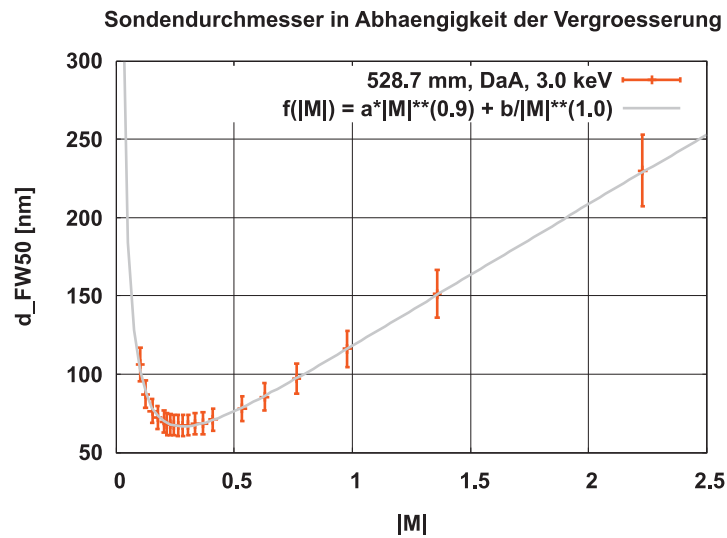
Trägt man den Sondendurchmesser in Abhängigkeit der Vergrößerung auf, erhält man im Idealfall Diagramme wie in Abbildung 5.49, bei denen alle wesentlichen Bereiche der Fitfunktion zu sehen sind. Häufig erhält man unter den gegebenen Voraussetzungen und nach endlichem Rechenaufwand jedoch nur Ausschnitte dieses Verlaufs (Abbildung 5.50). Ist der Kurvenverlauf aufgrund der gegebenen Bedingungen streng monoton steigend oder fallend, wird der Vollständigkeit halber zwar eine Funktion der Form $f(|M|) = a |M|^c$ an die Ergebnisse angepasst, als Minimum wird jedoch der echt kleinste berechnete Wert angegeben. Die erhaltenen optimalen Vergrößerungen und dazugehörigen Sondendurchmesser für alle betrachteten Betriebsmodi sind in Anhang C.3 aufgelistet. Die jeweils besten für das System ohne und das System mit zusätzlichem Justageablenker sind in Tabelle 5.8 zusammengefasst. Die entsprechenden Simulationsergebnisse zusammen mit den Fitfunktionen sind in den Abbildungen 5.51 bis 5.56 dargestellt. Unter diesen Voraussetzungen entsprechen die Ergebnisse bei Vernachlässigung der strombegrenzenden Wirkung der Aperturblende im Wesentlichen denen des Programmpakets OPTICS, lediglich die erhaltenen Sondendurchmesser sind um etwa einen Faktor 2 größer.

5.6.4 Simulationen mit IMAGE mit Aperturblende

Gemäß Kapitel 5.3 kann der große Strahlstrom vor der Aperturblende nicht vernachlässigt werden. Mit Hilfe der im vorangegangenen Kapitel gefundenen optimalen Betriebsmodi und Arbeitsabstände soll deshalb unter Verwendung des Programmpakets IMAGE für das System ohne zusätzlichen Justageablenker die optimale Kombination aus Vergrößerung und Aperturblendendurchmesser unter Berücksichtigung sowohl der Coulomb-Wechselwirkung als auch der strombegrenzenden Wirkung der Aperturblende bestimmt werden. Das Minimum des Sondendurchmessers in Abhängigkeit der Systemvergrößerung wird abhängig von dem erhaltenen Kurvenabschnitt durch das Anpassen der Funktion $f(|M|) = a |M|^c + b/|M|^d$ oder der Funktion $f(|M|) = a_1 |M|^{c_1} + a_2 |M|^{c_2} + b/|M|^d$ an die berechneten Ergebnisse und anschließende Kurvendiskussion ermittelt, wobei die Parameter c und d bzw. c_1 , c_2 und d manuell variiert werden. Die Schrittweite für diese Parameter beträgt 0.1. Aufgrund der strombegrenzenden Wirkung der Aperturblende weist der Sondendurchmesser in Abhängigkeit der Systemvergrößerung nur ein lokales Minimum auf. Für den Fit werden deshalb die Simulationsergebnisse, die ausgehend vom gesuchten lokalen Minimum für eine kleiner werdende Systemvergrößerung zum zweiten Mal abnehmen und damit zum

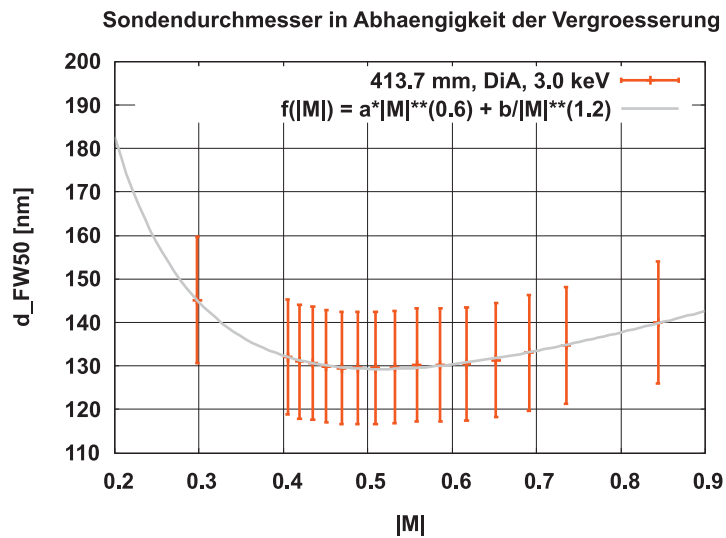


(a) Beispiel 1. Die Systemparameter sind $E_i = 3.0$ keV, $L_{System} = 528.7$ mm, $d_w = 5.0$ mm, DaD und $\Phi_{SFR} = 13000$ V.

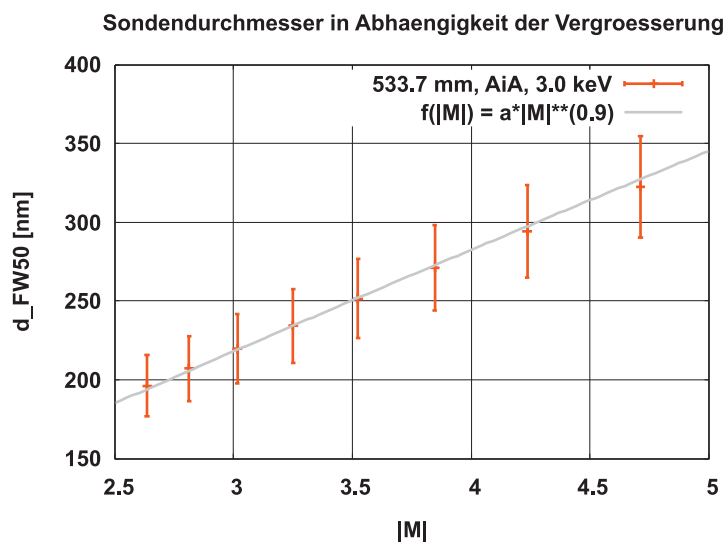


(b) Beispiel 2. Die Systemparameter sind $E_i = 3.0$ keV, $L_{System} = 528.7$ mm, $d_w = 5.0$ mm, DaA und $\Phi_{SFR} = 12980$ V.

Abbildung 5.49: Abhängigkeit des Sondendurchmessers von der Vergrößerung bei Vernachlässigung der strombegrenzenden Wirkung der Aperturblende. Gezeigt sind zwei Beispiele, bei denen alle wesentlichen Bereiche der Funktion $f(|M|) = a |M|^c + b / |M|^d$ zu sehen sind. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts (Kapitel 4.2.1).



(a) Beispiel 3. Die Systemparameter sind $E_i = 3.0$ keV, $L_{System} = 413.7$ mm, $d_w = 15.0$ mm, DiA und $\Phi_{SFR} = 12980$ V.



(b) Beispiel 4. Die Systemparameter sind $E_i = 3.0$ keV, $L_{System} = 533.7$ mm, $d_w = 10.0$ mm, AiA und $\Phi_{SFR} = 13000$ V.

Abbildung 5.50: Abhängigkeit des Sondendurchmessers von der Vergrößerung bei Vernachlässigung der strombegrenzenden Wirkung der Aperturblende. Gezeigt sind zwei Beispiele, bei denen jeweils nur ein begrenzter Ausschnitt der Funktion $f(|M|) = a|M|^c + b/|M|^d$ zu sehen ist. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts (Kapitel 4.2.1).

L_{System} [mm]	E_i [keV]	d_w [mm]	Betriebs- modus	Φ_{SFR} [V]	M_{opt}	d_{opt} [nm]
403.7	1.0	5.0	<i>AiA</i>	11000	-0.7982	116.4
403.7	2.0	5.0	<i>AaA</i>	12000	-0.5022	62.5
403.7	3.0	5.0	<i>AaA</i>	13000	-0.3679	45.1
528.7	1.0	5.0	<i>AiA</i>	11000	-0.8091	127.7
528.7	2.0	5.0	<i>AaA</i>	12000	-0.5070	68.0
528.7	3.0	5.0	<i>AaA</i>	13000	-0.3642	48.8

Tabelle 5.8: Simulationsergebnisse von IMAGE für das System ohne und das System mit zusätzlichem Justageablenker bei Vernachlässigung der strombegrenzenden Wirkung der Aperturblende. Angegeben sind die mit Hilfe der Fitfunktionen erhaltenen optimalen Vergrößerungen und dazugehörigen Sondendurchmesser. Der Strahlstrom beträgt 125 pA, der Sondenstrom 63 pA.

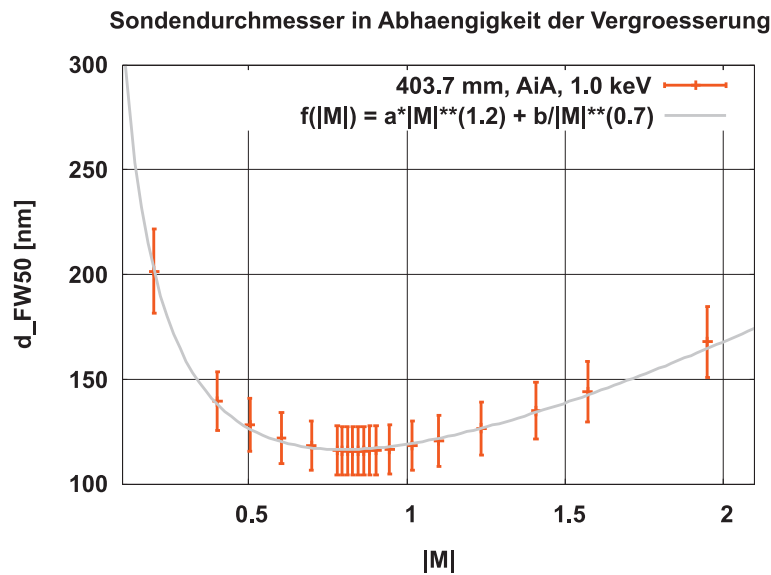


Abbildung 5.51: Sondendurchmesser in Abhängigkeit der Vergrößerung für $L_{System} = 403.7$ mm, $E_i = 1.0$ keV, $d_w = 5.0$ mm, *AiA* und $\Phi_{SFR} = 11000$ V. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 56.212$ nm und $b = 62.798$ nm. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts (Kapitel 4.2.1).

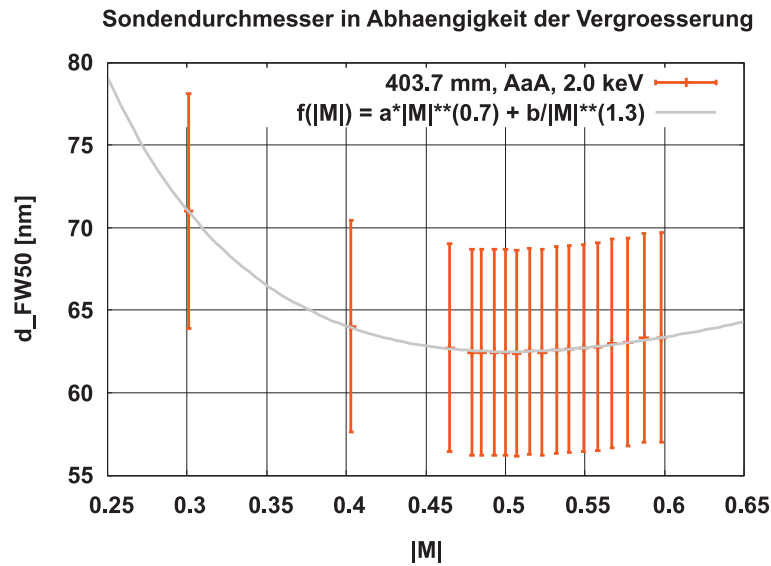


Abbildung 5.52: Sondendurchmesser in Abhängigkeit der Vergrößerung für $L_{System} = 403.7$ mm, $E_i = 2.0$ keV, $d_w = 5.0$ mm, AaA und $\Phi_{SFR} = 12000$ V. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 65.792$ nm und $b = 8.935$ nm. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts (Kapitel 4.2.1).

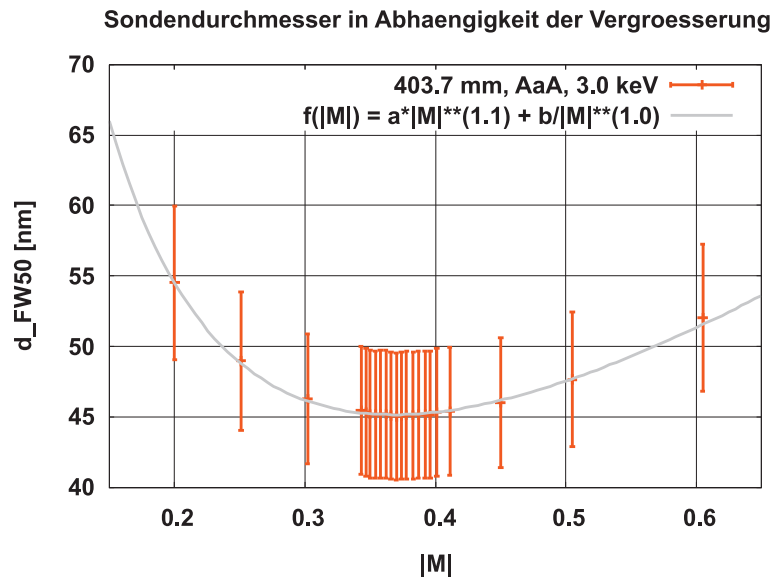


Abbildung 5.53: Sondendurchmesser in Abhängigkeit der Vergrößerung für $L_{System} = 403.7$ mm, $E_i = 3.0$ keV, $d_w = 5.0$ mm, AaA und $\Phi_{SFR} = 13000$ V. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 64.591$ nm und $b = 8.700$ nm. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts (Kapitel 4.2.1).

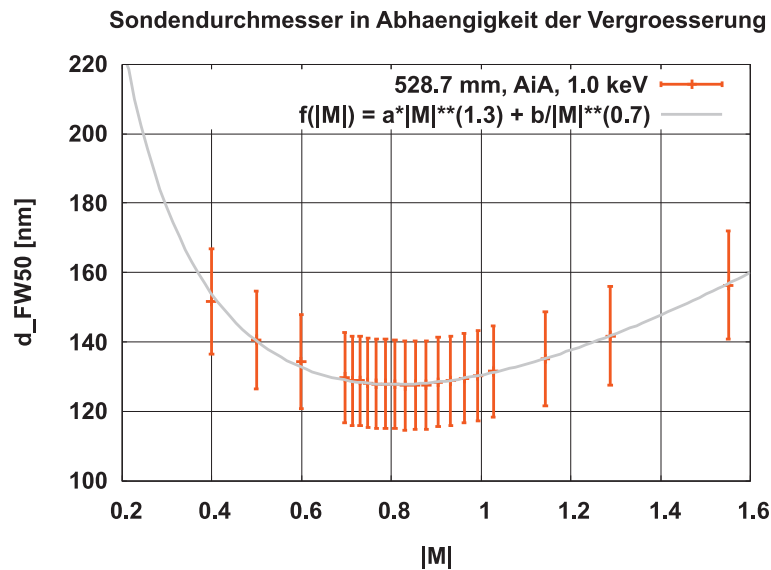


Abbildung 5.54: Sondendurchmesser in Abhängigkeit der Vergrößerung für $L_{System} = 528.7$ mm, $E_i = 1.0$ keV, $d_w = 5.0$ mm, AiA und $\Phi_{SFR} = 11000$ V. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 58.870$ nm und $b = 71.574$ nm. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts (Kapitel 4.2.1).

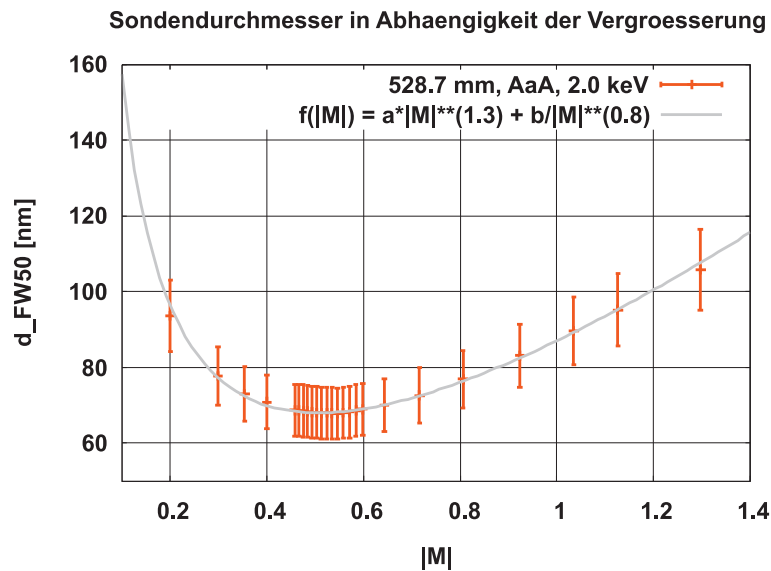


Abbildung 5.55: Sondendurchmesser in Abhängigkeit der Vergrößerung für $L_{System} = 528.7$ mm, $E_i = 2.0$ keV, $d_w = 5.0$ mm, AaA und $\Phi_{SFR} = 12000$ V. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 62.630$ nm und $b = 24.443$ nm. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts (Kapitel 4.2.1).

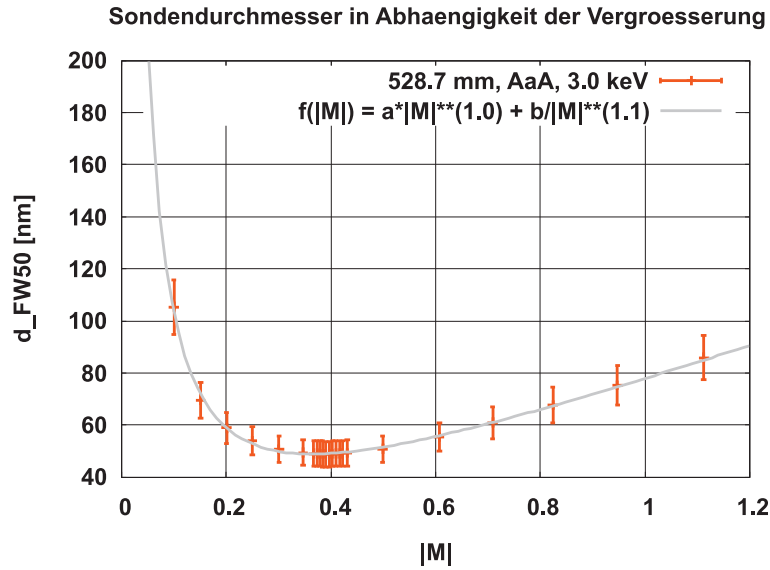


Abbildung 5.56: Sondendurchmesser in Abhängigkeit der Vergrößerung für $L_{System} = 528.7$ mm, $E_i = 3.0$ keV, $d_w = 5.0$ mm, AaA und $\Phi_{SFR} = 13000$ V. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 70.255$ nm und $b = 7.657$ nm. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts (Kapitel 4.2.1).

absoluten Minimum hinführen, nicht berücksichtigt. Für das Lösen des Fit-Problems wird wieder das Programm Gnuplot verwendet. Die Parameter c und d bzw. c_1 , c_2 und d werden so gewählt, dass der von Gnuplot berechnete Fehler minimal ist. Die berechneten Werte $d_{FW50,k}$ werden wieder mit $(0.1 d_{FW50,k})^{-2}$ gewichtet. Zur Beschreibung der Abhängigkeit des Strahlstroms am Ort der Probe von der Vergrößerung wird die Funktion $f(|M|) = a (1.00 - \exp(-b |M|^c))$ verwendet, wobei der Parameter c manuell vorgegeben wird. Die Schrittweite für diesen Parameter beträgt 0.05. Die berechneten Werte $I_{Strahl,k}$ werden ebenfalls mit $(0.1 I_{Strahl,k})^{-2}$ gewichtet. Es werden die Aperturblendendurchmesser 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100 und 200 μm untersucht.

Der Abstand zwischen Emitterspitze und Vorderkante der Sprayblende beträgt 8.15 mm. Für einen Sprayblendendurchmesser von 100 μm ergibt sich ein Öffnungswinkel von

$$\alpha_o = \arctan\left(\frac{100 \mu\text{m}}{2 \cdot 8.15 \text{ mm}}\right) = 6.13 \text{ mrad} . \quad (5.15)$$

Mit $\frac{dI}{d\Omega} = 15 \mu\text{A}/\text{sr}$ folgt daraus der theoretische Emissionsstrom für die Simulation

$$I_{Emission} = \frac{dI}{d\Omega} \pi \alpha_o^2 = 1771 \text{ pA} . \quad (5.16)$$

Die erhaltenen Sondendurchmesser und Strahlströme am Ort der Probe in Abhängigkeit der Vergrößerung für verschiedene Aperturblendendurchmesser sind in Anhang C.4

zusammen mit den entsprechenden Fitfunktionen dargestellt. Die mit Hilfe der Fitfunktionen erhaltenen optimalen Vergrößerungen und dazugehörigen Sondendurchmesser sowie Strahlströme am Ort der Probe für das System ohne zusätzlichen Justageablenker sind in den Tabellen 5.9, 5.10 und 5.11 für die Landeenergien 1.0, 2.0 und 3.0 keV aufgelistet.

Aus den erhaltenen Ergebnissen kann man einen für die Praxis hilfreichen Trend herauslesen: Wählt man einen größeren Aperturbblendendurchmesser, muss man die Vergrößerung ebenfalls größer wählen. Für die hier betrachteten Betriebsmodi *AaA* und *AiA* bedeutet das ganz konkret, dass das Potential der Fokuselektrode der Strahlerlinse etwas größer und das Potential der Fokuselektrode der Objektivlinse etwas kleiner eingestellt werden muss. Verändert man den Aperturbblendendurchmesser von d_1 zu d_2 , kann man sich an den simulierten Werten orientieren und als Voreinstellung für die anschließende Justage die entsprechende optimale Vergrößerung M_{d_2} durch $M_{d_1} d_2/d_1$ annähern.

Die optimale Vergrößerung für ein System mit großem Strahlstrom vor der Aperturblende unterscheidet sich von derjenigen für ein System, bei dem der Strahlstrom von Anfang an auf den Endwert reduziert wird. Eine mögliche Erklärung hierfür ist die Tatsache, dass durch eine Vergrößerung des Strahldurchmessers der Einfluss der Coulomb-Wechselwirkung stärker verringert wird als die Bildfehler zunehmen. Ignoriert man diesen Unterschied und betreibt das System mit nur einer einzigen, vermeintlich optimalen Vergrößerung, erhält man für eine Landeenergie von 2.0 keV die in Abbildung

$d_{Apertur}$ [μm]	M_{opt}	d_{opt} [nm]	I_{opt} [pA]
40	-0.1293	119.8	18.2
50	-0.1330	151.0	34.1
60	-0.1289	180.3	47.3
70	-0.1593	211.9	85.6
80	-0.1744	242.2	128.0
90	-0.1949	277.4	186.2
100	-0.2307	310.9	281.3
200	-0.6409	509.7	1792.1

Tabelle 5.9: Simulationsergebnisse von IMAGE für das System ohne zusätzlichen Justageablenker unter Berücksichtigung der strombegrenzenden Wirkung der Aperturblende. Angegeben sind die mit Hilfe der Fitfunktionen erhaltenen optimalen Vergrößerungen und dazugehörigen Sondendurchmesser. Es ist $E_i = 1.0$ keV, $L_{System} = 403.7$ mm, $d_w = 5.0$ mm und $\Phi_{SFR} = 11000$ V. Der Betriebsmodus ist *AiA*.

$d_{Apertur}$ [μm]	M_{opt}	d_{opt} [nm]	I_{opt} [pA]
40	-0.0638	60.2	11.2
50	-0.0718	76.6	21.2
60	-0.0793	92.4	33.3
70	-0.1016	110.0	63.7
80	-0.1150	130.3	101.7
90	-0.1307	153.6	153.5
100	-0.1617	177.4	251.0
200	-0.4959	316.8	1790.4

Tabelle 5.10: Simulationsergebnisse von IMAGE für das System ohne zusätzlichen Justageablenker unter Berücksichtigung der strombegrenzenden Wirkung der Aperturblende. Angegeben sind die mit Hilfe der Fitfunktionen erhaltenen optimalen Vergrößerungen und dazugehörigen Sondendurchmesser. Es ist $E_i = 2.0$ keV, $L_{System} = 403.7$ mm, $d_w = 5.0$ mm und $\Phi_{SFR} = 12000$ V. Der Betriebsmodus ist *AaA*.

$d_{Apertur}$ [μm]	M_{opt}	d_{opt} [nm]	I_{opt} [pA]
40	-0.0486	37.8	8.3
50	-0.0557	47.5	14.1
60	-0.0682	58.3	29.6
70	-0.0762	70.4	47.8
80	-0.0793	84.4	66.3
90	-0.1002	100.9	116.7
100	-0.1165	120.1	175.3
200	-0.4141	250.2	1808.5

Tabelle 5.11: Simulationsergebnisse von IMAGE für das System ohne zusätzlichen Justageablenker unter Berücksichtigung der strombegrenzenden Wirkung der Aperturblende. Angegeben sind die mit Hilfe der Fitfunktionen erhaltenen optimalen Vergrößerungen und dazugehörigen Sondendurchmesser. Es ist $E_i = 3.0$ keV, $L_{System} = 403.7$ mm, $d_w = 5.0$ mm und $\Phi_{SFR} = 13000$ V. Der Betriebsmodus ist *AaA*.

5.57 gezeigte Abhängigkeit des vermeintlich minimalen Sondendurchmessers von dem Aperturblendendurchmesser. Aufgrund der wenigen berechneten Punkte kann hier nur eine Trendlinie eingezeichnet werden.

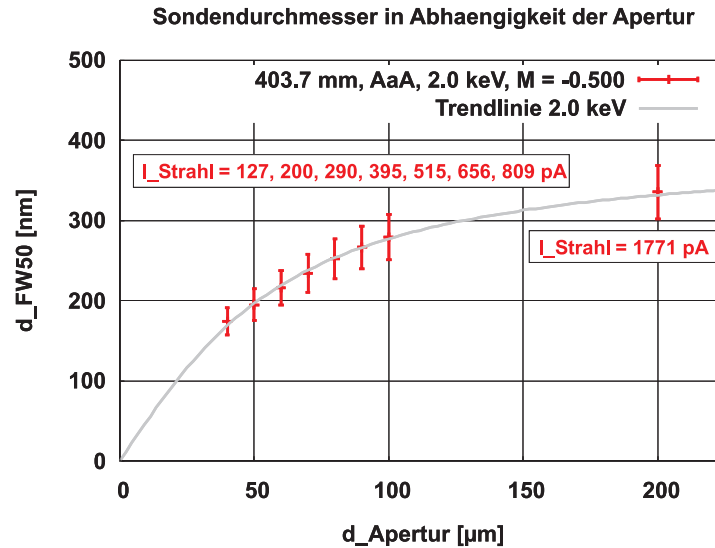


Abbildung 5.57: Sondendurchmesser in Abhängigkeit des Aperturblendendurchmessers für $E_i = 2.0 \text{ keV}$ und $M = -0.500$. Die Trendlinie entspricht der Funktion $g(d) = (250.215 \arctan(0.020 (d/\mu\text{m}))) \text{ nm}$ mit $d = d_{Apertur}$.

Für schreibende und abtragende Anwendungen ist es wichtig, dass der Strahlstrom auf einen bestimmten Wert eingestellt werden kann. In den Abbildungen 5.58, 5.59 und 5.60 ist deshalb der Sondendurchmesser in Abhängigkeit des Aperturblendendurchmessers für einen konstanten Strahlstrom am Ort der Probe von 125 pA aufgetragen. Aufgrund der wenigen berechneten Punkte ist auch in diesem Fall jeweils nur eine Trendlinie eingezeichnet.

Für einen Strahlstrom am Ort der Probe von 125 pA sind in Tabelle 5.12 die jeweils besten der betrachteten Systemkonfigurationen aufgelistet. Ergänzend finden sich für diese Systemkonfigurationen in Anhang C.4 die Eigenschaften der beiden Immersionslinsen.

Abschließend soll untersucht werden, welcher Anteil der Coulomb-Wechselwirkung in der ionenoptischen Säule dieser Arbeit dominiert. Gemäß [36] erfolgt der Strahlversatz in erster Linie aufgrund von schwachen, unvollständigen Kollisionen von Teilchen mit einer geringen Relativgeschwindigkeit. Dieser Effekt tritt in der gesamten Säule auf und hängt im Wesentlichen von der Länge der Säule ab. Im Gegensatz dazu tragen zum Boersch-Effekt in erster Linie vollständige Kollisionen von Teilchen mit einer hohen Relativgeschwindigkeit bei. Vollständige Kollisionen, bei denen die Teilchen mit einem sehr großen Abstand zueinander starten und nach dem Zusammenstoß wieder einen

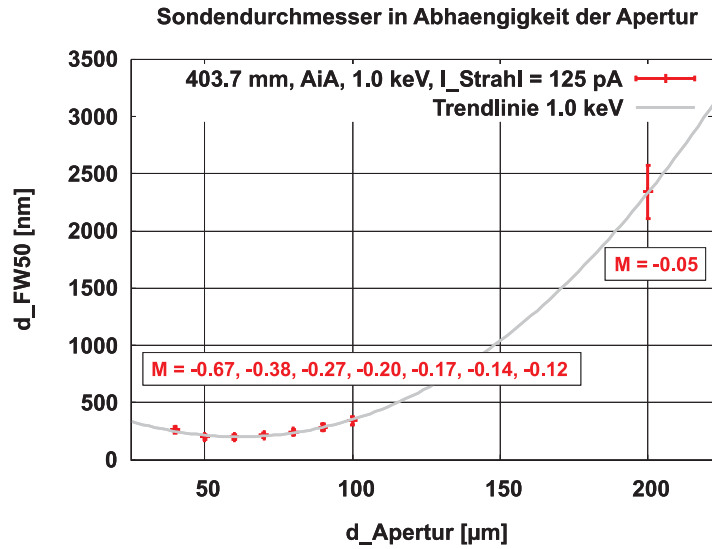


Abbildung 5.58: Sondendurchmesser in Abhängigkeit des Aperturblendendurchmessers für $E_i = 1.0$ keV und $I_{Strahl} = 125$ pA. Die Trendlinie entspricht der Funktion $g(d) = (0.076 \cdot 10^{-3} (d/\mu\text{m})^{2.1} - 1.890 (d/\mu\text{m})^{1.4} + 841.060 / (d/\mu\text{m})^{0.2})$ nm mit $d = d_{Apertur}$. Da man aus physikalischer Sicht $g(0) = 0$ erwartet, ist die gewählte Funktion für sehr kleine Blendendurchmesser nicht geeignet.

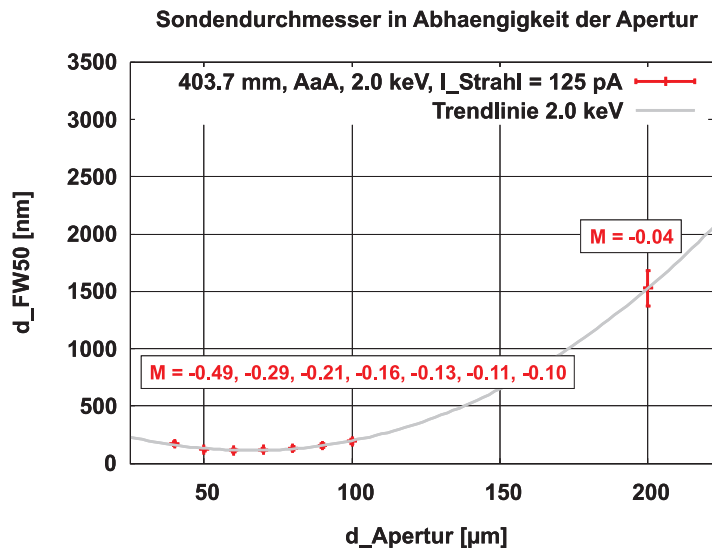


Abbildung 5.59: Sondendurchmesser in Abhängigkeit des Aperturblendendurchmessers für $E_i = 2.0$ keV und $I_{Strahl} = 125$ pA. Die Trendlinie entspricht der Funktion $g(d) = (0.055 \cdot 10^{-3} (d/\mu\text{m})^{2.1} - 1.434 (d/\mu\text{m})^{1.4} + 593.246 / (d/\mu\text{m})^{0.2})$ nm mit $d = d_{Apertur}$. Da man aus physikalischer Sicht $g(0) = 0$ erwartet, ist die gewählte Funktion für sehr kleine Blendendurchmesser nicht geeignet.

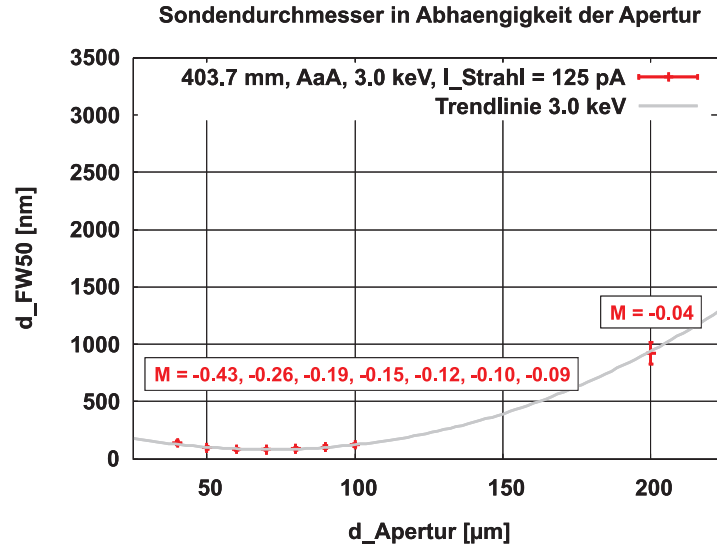


Abbildung 5.60: Sondendurchmesser in Abhängigkeit des Aperturbblendendurchmessers für $E_i = 3.0$ keV und $I_{Strahl} = 125$ pA. Die Trendlinie entspricht der Funktion $g(d) = (0.036 \cdot 10^{-3} (d/\mu\text{m})^{2.1} - 0.989 (d/\mu\text{m})^{1.4} + 450.234/(d/\mu\text{m})^{0.2})$ nm mit $d = d_{Apertur}$. Da man aus physikalischer Sicht $g(0) = 0$ erwartet, ist die gewählte Funktion für sehr kleine Blendendurchmesser nicht geeignet.

E_i [keV]	Betriebs- modus	Φ_{SFR} [V]	$d_{Apertur}$ [μm]	d_{FW50} [nm]	j_{FW50} [A/cm ²]	Φ_{SL2} [V]	M	M_α
1.0	<i>AiA</i>	11000	60	199.0	0.2026	20480	-0.2663	-7.9645
2.0	<i>AaA</i>	12000	60	112.7	0.6315	20800	-0.2060	-7.2792
3.0	<i>AaA</i>	13000	70	82.0	1.1930	20570	-0.1489	-8.2250

Tabelle 5.12: Simulationsergebnisse von IMAGE für das System ohne zusätzlichen Justageablenker unter Berücksichtigung der strombegrenzenden Wirkung der Aperturbblende. Es ist $L_{System} = 403.7$ mm, $d_w = 5.0$ mm, $\Delta z = 0$ μm , $I_{Strahl} = 125$ pA und $I_{Sonde} = 63$ pA.

sehr großen Abstand zueinander aufbauen, treten nur im Bereich eines Crossovers auf und hängen damit von dessen Form und Größe ab. In der ionenoptischen Säule dieser Arbeit ist der Strahlengang nahezu quasitelezentrisch, also frei von Crossovern.

In den Abbildungen 5.61, 5.62 und 5.63 sind für die in Tabelle 5.12 aufgelisteten besten Systemkonfigurationen jeweils die Energieverteilungen an der Quelle und an der Probe dargestellt. Durch das Anpassen der Funktion $f(\Delta E) = a/(s \sqrt{2\pi}) \cdot \exp(-(\Delta E - b)^2 / (2s^2))$ mit Hilfe des Programms Gnuplot erhält man die in Tabelle 5.13 zusammengestellten Werte für die Parameter a , b und s . Da für alle Simulationen derselbe Startparameter für den Zufallszahlengenerator gewählt wurde, ist es nicht verwunderlich, dass die Ergebnisse für die Fitparameter an der Quelle in allen drei Fällen absolut identisch sind.

E_i [keV]	a [eV]	δa [eV]	b [eV]	δb [eV]	s [eV]	δs [eV]
1.0	2126.11	5.61	0.01	0.01	2.13	0.01
2.0	2126.11	5.61	0.01	0.01	2.13	0.01
3.0	2126.11	5.61	0.01	0.01	2.13	0.01

(a) Energieverteilung an der Quelle.

E_i [keV]	a [eV]	δa [eV]	b [eV]	δb [eV]	s [eV]	δs [eV]
1.0	371.94	1.92	0.18	0.01	2.17	0.01
2.0	373.68	2.08	0.40	0.01	2.17	0.01
3.0	372.62	1.91	0.60	0.01	2.17	0.01

(b) Energieverteilung an der Probe.

Tabelle 5.13: Fitparameter a , b und s für die Energieverteilungen an der Quelle und an der Probe für die Systemkonfigurationen gemäß Tabelle 5.12. Die verwendete Fitfunktion ist $f(\Delta E) = a/(s \sqrt{2\pi}) \cdot \exp(-(\Delta E - b)^2 / (2s^2))$.

Gemäß Kapitel 3.4 ist die volle Halbwertsbreite gegeben durch

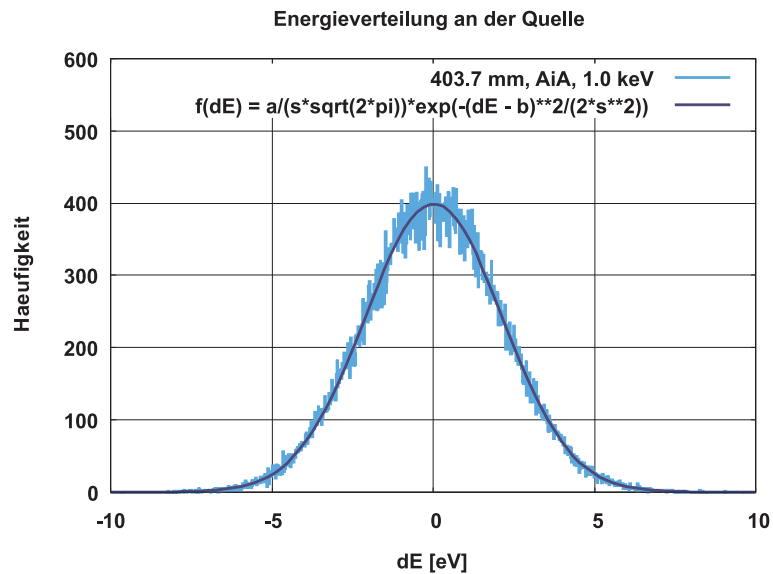
$$\Delta E_{FWHM} = 2 \sqrt{2 \ln(2)} s \quad (5.17)$$

und ihr Fehler entsprechend durch

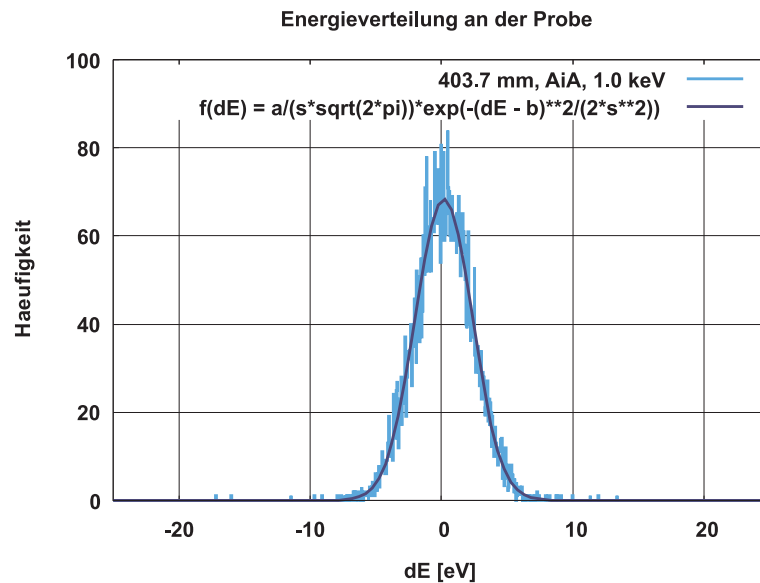
$$\delta(\Delta E_{FWHM}) = 2 \sqrt{2 \ln(2)} \delta s. \quad (5.18)$$

Für die Energiebreite am Ort der Quelle ergibt sich damit

$$\Delta E_{FWHM,o} = (5.02 \pm 0.02) \text{ eV} \quad (5.19)$$

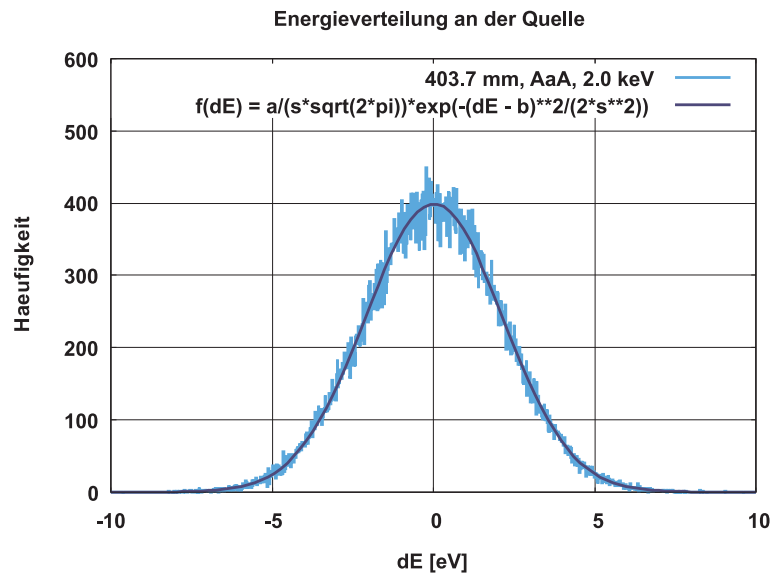


(a) Energieverteilung an der Quelle. Die Größe der Bins beträgt 0.02 eV, das für das Histogramm betrachtete Intervall ist $[-10 \text{ eV}, +10 \text{ eV}]$.

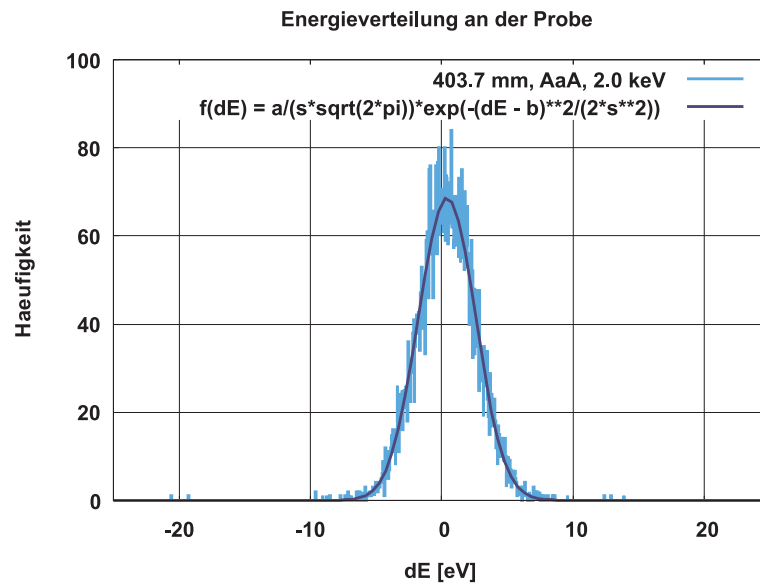


(b) Energieverteilung an der Probe. Die Größe der Bins beträgt 0.05 eV, das für das Histogramm betrachtete Intervall ist $[-25 \text{ eV}, +25 \text{ eV}]$.

Abbildung 5.61: Energieverteilung an der Quelle und an der Probe für $E_i = 1.0 \text{ keV}$. Die Fitfunktion ist eine Gaußfunktion der Form $f(\Delta E) = a / (s \sqrt{2 \pi}) \cdot \exp(-(\Delta E - b)^2 / (2 s^2))$.

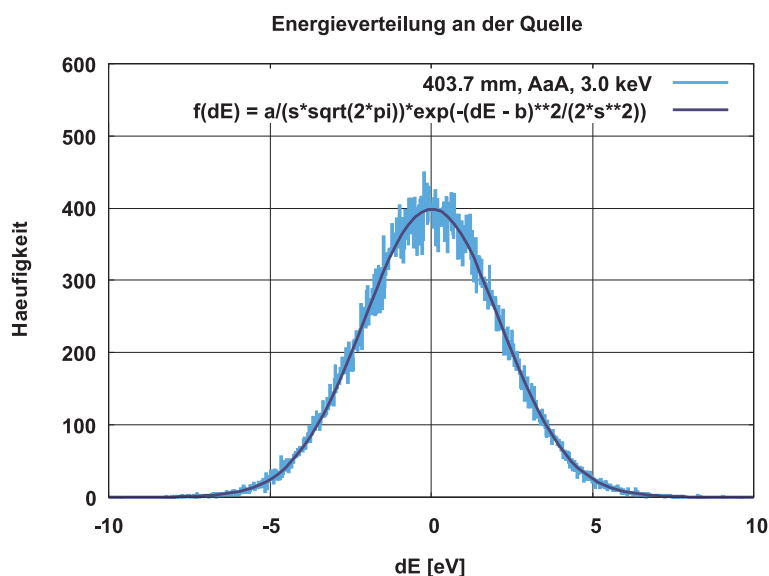


(a) Energieverteilung an der Quelle. Die Größe der Bins beträgt 0.02 eV, das für das Histogramm betrachtete Intervall ist $[-10 \text{ eV}, +10 \text{ eV}]$.

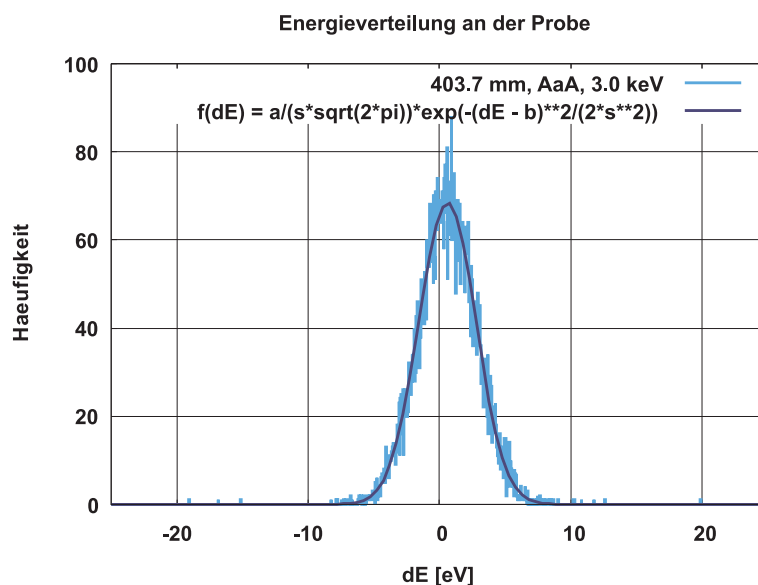


(b) Energieverteilung an der Probe. Die Größe der Bins beträgt 0.05 eV, das für das Histogramm betrachtete Intervall ist $[-25 \text{ eV}, +25 \text{ eV}]$.

Abbildung 5.62: Energieverteilung an der Quelle und an der Probe für $E_i = 2.0 \text{ keV}$. Die Fitfunktion ist eine Gaußfunktion der Form $f(\Delta E) = a / (s \sqrt{2 \pi}) \cdot \exp(-(\Delta E - b)^2 / (2 s^2))$.



(a) Energieverteilung an der Quelle. Die Größe der Bins beträgt 0.02 eV, das für das Histogramm betrachtete Intervall ist $[-10 \text{ eV}, +10 \text{ eV}]$.



(b) Energieverteilung an der Probe. Die Größe der Bins beträgt 0.05 eV, das für das Histogramm betrachtete Intervall ist $[-25 \text{ eV}, +25 \text{ eV}]$.

Abbildung 5.63: Energieverteilung an der Quelle und an der Probe für $E_i = 3.0 \text{ keV}$. Die Fitfunktion ist eine Gaußfunktion der Form $f(\Delta E) = a / (s \sqrt{2 \pi}) \cdot \exp(-(\Delta E - b)^2 / (2 s^2))$.

und für die Energiebreite am Ort der Probe

$$\Delta E_{FWHM,i} = (5.11 \pm 0.02) \text{ eV}. \quad (5.20)$$

Da trotz des großen Stroms vor der Aperturblende kaum ein Zuwachs erkennbar ist, kann der Boersch-Effekt im Fall der ionenoptischen Säule dieser Arbeit in der Tat vernachlässigt werden.

5.6.5 Abschließende Bemerkungen

Zusätzlich zu den in Anhang B erläuterten Abweichungen der Simulationsergebnisse von dem tatsächlichen Wert beinhaltet die verwendete Monte-Carlo-Simulation auch Modellfehler wie zum Beispiel die Vernachlässigung von Vibrationen, Aufladungen, Spannungsinstabilitäten, Fertigungsfehlern und nicht korrekt justierten optischen Elementen, so dass der Absolutwert der erhaltenen Ergebnisse nur eine begrenzte Genauigkeit besitzt. Die angestellten Überlegungen und Schlussfolgerungen werden davon jedoch nicht beeinflusst.

Die notwendige Extraktionsspannung der verwendeten Ga-LMIS variiert je nach Tagesform des Emitters um einige hundert Volt. Da die rechnerische Optimierung einer Systemkonfiguration sehr viel Zeit in Anspruch nimmt, ist es nicht möglich, für jede Extraktionsspannung eine solche Optimierung durchzuführen. Mit Hilfe der Simulationen kann allerdings ein Vorgehen entwickelt werden, mit dem es möglich ist, ein System, in dem die Coulomb-Wechselwirkung einen großen Einfluss hat, möglichst schnell und möglichst gut zu justieren: Vergleicht man für jede der in Tabelle 5.12 aufgelisteten optimalen Systemkonfigurationen den Strahlengang mit dem der entsprechenden optimalen Systemkonfiguration, die mit Hilfe des Programmpakets OPTICS ermittelt wurde, stellt man fest, dass sich der Strahlengang in allen drei Fällen von nahezu quasitelezentrisch zu leicht divergent verändert (Abbildungen 5.64, 5.65 und 5.66). Dies entspricht den in [37] präsentierten Ergebnissen für ein System bestehend aus zwei Einzellinsen, mit einem Crossover und einer Landeenergie von 30.0 keV. Das gefundene Verhalten ist anschaulich klar, da durch eine Vergrößerung des Strahldurchmessers der Einfluss der Coulomb-Wechselwirkung reduziert wird.

Durch eine einfache Berechnung des Systems ohne Berücksichtigung der Coulomb-Wechselwirkung kann für die aktuell benötigte Extraktionsspannung Φ_{EX} und ein kinetisches Potential der ersten Elektrode der Strahlerlinse von $\Phi_{SL1} = \Phi_{EX} + 0.9 \text{ kV}$ die Systemkonfiguration mit quasitelezentrischem Strahlengang ermittelt werden, wobei als Betriebsmodus des Gesamtsystems je nach Arbeitsabstand, kinetischem Potential des Strahlführungsrohrs und Landeenergie entweder *AaA* oder *AiA* gewählt wird. Die Systemjustage erfolgt dann ausgehend von der erhaltenen Systemkonfiguration durch die schrittweise Erniedrigung des kinetischen Potentials der Fokuselektrode der Strahlerlinse und eine entsprechende Erhöhung des kinetischen Potentials der Fokuselektrode der

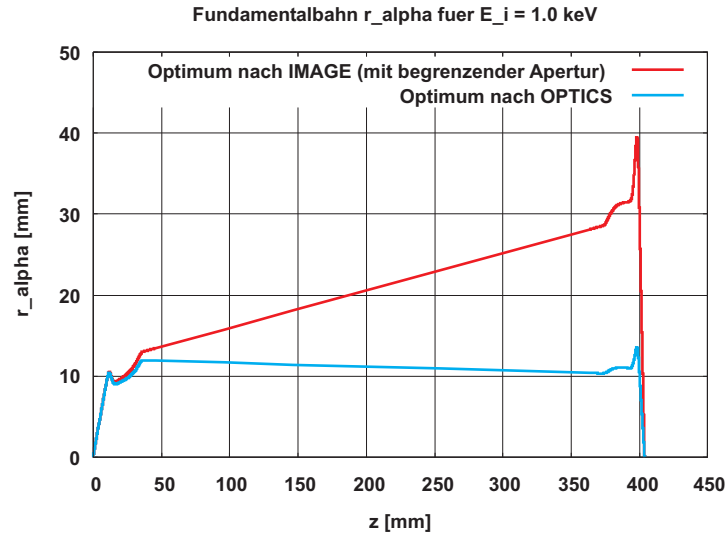


Abbildung 5.64: Fundamentalbahn r_α für die optimale Systemkonfiguration unter Vernachlässigung der Coulomb-Wechselwirkung (OPTICS) und unter Berücksichtigung sowohl der Coulomb-Wechselwirkung als auch der strombegrenzenden Wirkung der Aperturblende (IMAGE). Es ist $E_i = 1.0$ keV, $\Phi_{SFR} = 11000$ V, $L_{System} = 403.7$ mm und $d_w = 5.0$ mm. Der Betriebsmodus ist *AiA*.

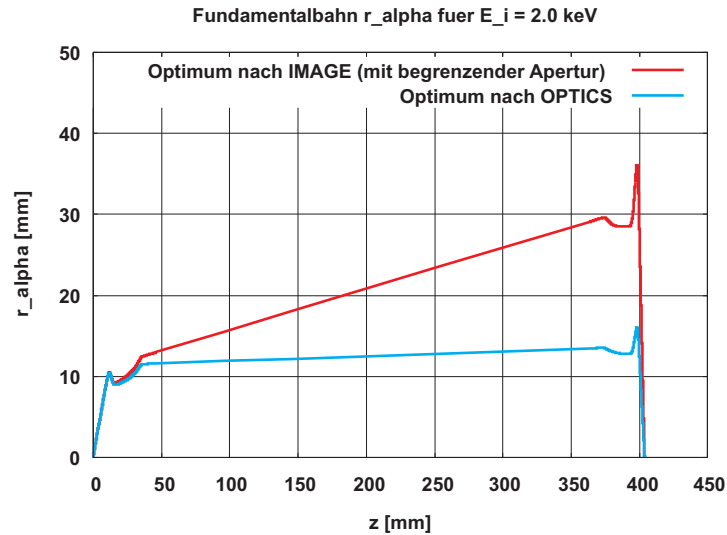


Abbildung 5.65: Fundamentalbahn r_α für die optimale Systemkonfiguration unter Vernachlässigung der Coulomb-Wechselwirkung (OPTICS) und unter Berücksichtigung sowohl der Coulomb-Wechselwirkung als auch der strombegrenzenden Wirkung der Aperturblende (IMAGE). Es ist $E_i = 2.0$ keV, $\Phi_{SFR} = 12000$ V, $L_{System} = 403.7$ mm und $d_w = 5.0$ mm. Der Betriebsmodus ist *AaA*.

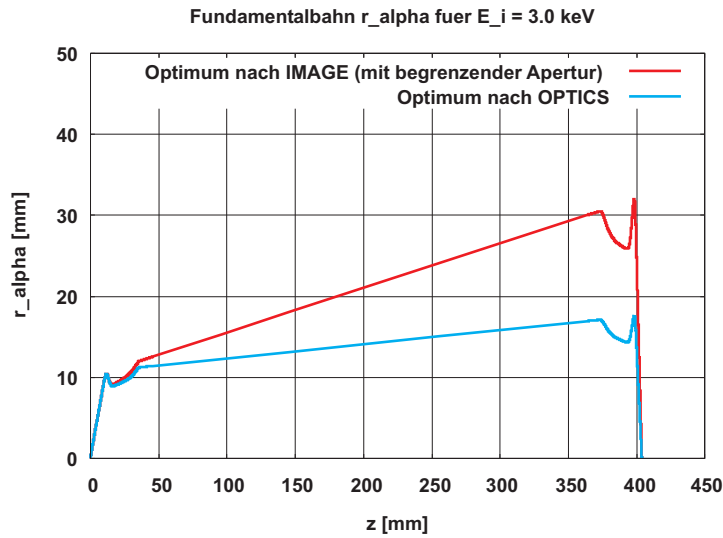


Abbildung 5.66: Fundamentalbahn r_α für die optimale Systemkonfiguration unter Vernachlässigung der Coulomb-Wechselwirkung (OPTICS) und unter Berücksichtigung sowohl der Coulomb-Wechselwirkung als auch der strombegrenzenden Wirkung der Aperturblende (IMAGE). Es ist $E_i = 3.0$ keV, $\Phi_{SFR} = 13000$ V, $L_{System} = 403.7$ mm und $d_w = 5.0$ mm. Der Betriebsmodus ist *AaA*.

Objektivlinse bis das System die beste Auflösung oder den gewünschten Strahlstrom am Ort der Probe aufweist. Wählt man anschließend einen anderen Aperturblenden-durchmesser (d_2 statt d_1), ergibt sich gemäß Kapitel 5.6.4 als Voreinstellung für die anschließende Justage $M_{d_2} = M_{d_1} d_2/d_1$.

Die ionenoptische Säule dieser Arbeit bietet prinzipiell auch die Möglichkeit, einen Arbeitsabstand kleiner als 5.0 mm zu realisieren. Schlussendlich begrenzend ist nur die Forderung, dass genügend Sekundärelektronen zum seitlich angebrachten Everhart-Thornley-Detektor geführt werden können. Auch die minimale Landeenergie ist nicht prinzipiell auf 1.0 keV beschränkt. Allerdings muss wie schon im Fall einer Landeenergie von 1.0 keV aufgrund des großen Immersionsverhältnisses auf den Betriebsmodus *AaA* verzichtet werden.

Kapitel 6

Konstruktion

6.1 Materialwahl

Als Material für potentialtragende Bauteile nahe dem Ionenstrahl wird Titan gewählt. Das Element mit Ordnungszahl 22 gehört zu den Übergangsmetallen, ist paramagnetisch und weist eine hohe Temperatur- und Korrosionsbeständigkeit auf. Letztere ist auf die sehr dünne Titanoxid-Schicht an der Oberfläche zurückzuführen, die sofort entsteht, wenn Titan mit Luft in Berührung kommt. Bei einer relativ geringen Dichte weist Titan zudem eine hohe Festigkeit auf, so dass die daraus gefertigten Bauteile mechanisch stabil aber dennoch verhältnismäßig leicht sind. Um die Kosten niedrig zu halten, werden alle Bauteile, die sich außerhalb der Reichweite des Ionenstrahls befinden, aus Edelstahl hergestellt. Als Material für den Probenhalter wird CuAl_3 gewählt. Da sich der Extraktor, die erste Elektrode der Strahlerlinse und die Sprayblende sehr nahe am Emitter befinden, kann nicht verhindert werden, dass Atome dieser Bauteile aufgrund des Ionenbeschusses zum Emitter geschleudert werden. Bei der Wahl der entsprechenden Materialien muss deshalb auch darauf geachtet werden, dass sie die Eigenschaften der Quelle nicht verändern. Beispielsweise darf in der Nähe von Gallium-Emittern kein Molybdän, Eisen oder Gold verwendet werden, da sich diese Materialien in Gallium lösen und den Schmelzpunkt erhöhen [58]. Für den Extraktor und die erste Elektrode der Strahlerlinse wird deshalb ebenfalls Titan und für die Sprayblende (wie auch für alle anderen im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Blenden) Platin mit einem Iridium-Anteil von 5 % gewählt.

Blenden mit einem Bohrungsdurchmesser von maximal 1.0 mm werden nicht selbst gefertigt, sondern von einem kommerziellen Anbieter bezogen, da insbesondere bei strahlbegrenzenden Blenden die Rundheit sehr wichtig ist. Blenden sind einem starken Ionenbeschuss ausgesetzt, so dass sie aus einem Material gefertigt sein müssen, das eine geringe Sputter-Rate aufweist. In [59] sind die Sputter-Raten für verschiedene Kombinationen von Ionensorte und Probenmaterial aufgelistet. Die Sputter-Raten für

Gallium-Ionen und die in dieser Arbeit verwendeten Materialien sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst.

Probenmaterial	Ti	Fe	Al	Pt	(Mo)
Sputter-Rate [Atome/Ion]	5.4	6.9	5.2	9.5	(5.9)

Tabelle 6.1: Sputter-Raten für die in dieser Arbeit verwendeten Materialien bei einer Landeenergie der Gallium-Ionen von 30 keV. Zum Vergleich ist in Klammern zusätzlich die Sputter-Rate von Molybdän angegeben.

Als Isolatormaterial wird in allen Bereichen, die ausgeheizt werden und damit Temperaturen von bis zu 110 °C ausgesetzt sind, das sehr gut zu bearbeitende PEEK (Polyetheretherketon) verwendet. Die genaue Bezeichnung lautet „Ketron[©] PEEK 1000 natur“. Seine Glas temperatur liegt bei 150 °C. Dieses Material zeichnet sich durch gute Isoliereigenschaften, eine sehr geringe Gasabgaberate [60], eine sehr hohe Dimensionsstabilität, eine hohe mechanische Festigkeit bei gleichzeitiger sehr guter Bearbeitbarkeit und eine hohe obere Gebrauchstemperatur aus. Allerdings darf PEEK nur mit wasserfreiem Isopropanol gereinigt werden, da Wasser dazu führt, dass das Material aufquillt, also die Maßhaltigkeit verliert, und mit der Zeit eine raue Oberfläche aufweist. Bezüglich reinen Isopropanols ist PEEK bis 100 °C beständig. Aufgrund des hohen Preises wird in Bereichen, in denen eine gute Temperaturbeständigkeit nicht erforderlich ist, das sehr viel günstigere rote Trovidur[©] (Polyvinylchlorid-Hart, ungefüllt) eingesetzt. In den verwendeten kommerziellen Bauteilen wie zum Beispiel den Hochspannungsdurchführungen kommt als Isolatormaterial in der Regel eine Glaskeramik zum Einsatz. Für CF-Flansche werden Kupferdichtungen verwendet, alle anderen Dichtungen sind O-Ringe aus Viton[©] (Fluor-Kautschuk) mit einer Härte zwischen 70 und 80.

6.2 Allgemeine Designregeln

Die Umsetzung der in Kapitel 5 erarbeiteten optimalen Systemkonfigurationen beinhaltet die Realisierung sehr hoher massebezogener Potentiale. Ein elektrischer Überschlag durch den Isolator hindurch ist für die gewählten Materialien nicht zu befürchten, da mechanisch stabile Komponenten in der Regel bereits eine ausreichend große Materialstärke aufweisen, um die zu erwartenden Potentialdifferenzen aufrechtzuerhalten. Die Hauptschwierigkeit liegt damit in der Realisierung eines ausreichend langen Kriechwegs. Tests haben gezeigt, dass die Kriechstromfestigkeit von PEEK etwa 10 kV/mm beträgt, die von Trovidur[©] etwa 3 kV/mm [61]. Um die benötigte Spannungsfestigkeit auch in der Praxis sicher gewährleisten zu können, werden sämtliche Kriechwege für

eine Kriechstromfestigkeit von 1 kV/mm ausgelegt. Jeder Kriechweg beinhaltet außerdem Abschnitte, die senkrecht zum elektrischen Feldvektor verlaufen. Sofern es möglich ist, werden die besonders kritischen Dreiphasenpunkte, in denen Isolator, Elektrode und Vakuum aufeinander treffen, gemäß [62] gestaltet. Für die Durchschlagsfestigkeit des Vakuums wird für ebene Elektrodenoberflächen 10 kV/mm angenommen [63]. Da Schraubenköpfe in der Regel nicht eben sind, werden nur Schrauben mit besonders flachen und zusätzlich abgerundeten Köpfen verwendet. Stehen sich wie zum Beispiel im Fall der beiden Immersionslinsen zwei potentialtragende Flächen direkt gegenüber, werden diese aufwändig poliert. Kanten, die Teil einer optischen Anordnung wie zum Beispiel des Rasterdoppelablenkers sind und sich nahe der optischen Achse befinden, werden nur leicht abgerundet, alle anderen so stark wie möglich. Um Aufladungen zu vermeiden, werden Isolatoren und Elektroden so gestaltet, dass es keine direkte Sichtverbindung zwischen optischer Achse und Isolatoroberfläche gibt.

Durch die Verwendung von Schrauben, Stiften und großen Gewinden innerhalb des Vakuumbereichs entstehen nahezu abgeschlossene Restgasreservoirs, deren Wirkung der eines kleinen Lecks sehr ähnlich ist. Um diese Reservoirs so klein wie möglich zu halten, werden große Gewinde mindestens an einer Stelle über die gesamte Höhe eingekerbt, Stifte an einer Seite abgeflacht und Schrauben entweder mit einer Innenbohrung versehen oder aber, sofern es möglich ist, über eine seitliche Bohrung im Vollmaterial entlüftet. Berühren sich zwei Bauteile über eine große Fläche, wird die Berührungsfläche zum Beispiel durch Rillen in einer der beiden Flächen minimiert.

6.3 Strahlkopf

Der Strahlkopf wird von [24] übernommen. Da die Ausgasrate von Teflon[®] (Polytetrafluorethylen) insbesondere bei Erwärmung verhältnismäßig groß ist und eine Kontamination des Gallium-Tropfens unter allen Umständen vermieden werden muss, wird der Teflon[®]-Sockel durch einen baugleichen PEEK-Sockel ersetzt. Die kleine Teflon[®]-Scheibe direkt unter dem Emitter wird durch ein Vitronit[®]-Scheibchen ersetzt.

Es hat sich gezeigt, dass LMIS nicht einfach zu handhaben sind und bei einer Störung wie zum Beispiel einer Fehlfunktion der Elektronik oder einem Überschlag zwischen Emitterspitze und Extraktor im schlimmsten Fall der gesamte Gallium-Tropfen verdampfen und sich als gut sichtbare Schicht auf allen nicht abgeschatteten Oberflächen niederschlagen kann. Insbesondere die Kriechstromfestigkeit von Isolatoroberflächen wird dadurch stark verringert. Deshalb wird zwischen den PEEK-Sockel und das Vitronit[®]-Scheibchen zusätzlich eine 50 μm dünne Kapton[®]-Folie gelegt (Abbildung 6.1). Diese kann mit einer Schere zurechtgeschnitten und somit bei Bedarf schnell ausgetauscht werden, ohne dass die gesamte Einheit demontiert und gereinigt werden muss.

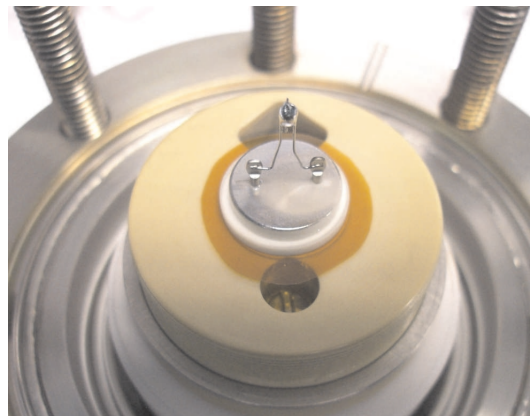


Abbildung 6.1: Emittter ohne Extraktoreinheit. Zu sehen ist der Gallium-Emitter, das Vitronit[®]-Scheibchen und die Kapton[®]-Folie zum Schutz des darunter liegenden PEEK-Sockels. Der Außendurchmesser des Vitronit[®]-Scheibchens beträgt 14.0 mm.

6.4 Strahlerlinse

Das Design der Strahlerlinse wird von [24] übernommen. Da das Gehäuse der Strahlerlinse von einem kommerziellen Hersteller (Caburn-MDC Europe Ltd) gefertigt wird, können die drei O-Ring gedichteten Flansche der Hochspannungsdurchführungen durch CF-Flansche ersetzt werden. Dies bedeutet insbesondere hinsichtlich des erreichbaren Enddrucks eine deutliche Verbesserung, da mit O-Ringen minimal ein Druck von etwa $5 \cdot 10^{-8}$ mbar erreicht werden kann.

Durch das stark überhöhte elektrische Feld an der sehr feinen Spitze des Emitters werden die Restgasmoleküle polarisiert, so dass diese in Richtung der Spitze beschleunigt werden und selbige mit nicht vernachlässigbar kleiner Energie bombardieren. Passt das zu oft, wird die Spitze stumpf und die Emission kann nicht mehr stattfinden. Deshalb benötigen LMIS für einen stabilen Betrieb einen Druck von höchstens $1 \cdot 10^{-6}$ mbar. Der Druck in der Kammer hingegen beträgt in der Regel etwa $4 \cdot 10^{-6}$ mbar und kann bei der Bearbeitung von Proben noch weiter steigen. Um den kleinen Druck im Emittterbereich dennoch aufrechtzuerhalten, wird der Vakuumbereich des Emitters von dem der Kammer durch eine Druckstufenblende entkoppelt. Zwischen den Vakuumbereichen befindet sich außerdem ein Vakuumventil, das geschlossen werden kann, wenn die Probenkammer beispielsweise bei einem Probenwechsel belüftet werden muss. Sobald Gallium mit Sauerstoff in Berührung kommt, oxidiert seine Oberfläche. Da die entstandene Oxidschicht im Gegensatz zu reinem Gallium bei Raumtemperatur nicht flüssig ist, verschlechtern sich die Emissionseigenschaften des Emitters erheblich. Darum ist es ratsam, den Ultrahochvakuum-Bereich (UHV-Bereich), in dem sich der Emittter und die Strahlerlinse befinden, so selten wie möglich zu belüften. Zu

Gunsten der besseren Handhabbarkeit des Emitters wird deshalb das Vakuumventil vor der Aperturblende positioniert, auch wenn gemäß Kapitel 5.4 die optimale Position der Aperturblende diejenige direkt im Anschluss an die Strahlerlinse ist.

Aufgrund des großen massebezogenen Potentials des Strahlführungsrohrs muss das Vakuumventil neben einer ausreichend kleinen Leckrate auch eine ausreichend große Spannungsfestigkeit zwischen Gehäuse und Ventilteller bzw. Ventilgarage aufweisen. Da hierfür eine vakuumdichte Verbindung zwischen Metall und Keramik notwendig ist, wird auf das kommerzielle Ventil einer Gemini-Säule (Zeiss) zurückgegriffen. Dieses wird unmittelbar nach der Strahlerlinseneinheit platziert. Um eine mechanische Überbestimmtheit des Systems und damit eine Verspannung des Isolators der Ventileinheit zu vermeiden, werden die letzte Elektrode der Strahlerlinse und das anschließende Strahlführungsrohr mit Hilfe einer flexiblen Feder miteinander verbunden (Abbildungen 6.2 und 6.3). Diese gleicht einen eventuellen Versatz der mechanischen Achsen von Strahlerlinse und Ventileinheit aus und sorgt gleichzeitig für einen guten elektrischen Kontakt zwischen den beiden Bauteilen.

Das Design des Strahlführungsrohrs unterliegt zwei gegensätzlichen Anforderungen: Zum einen soll innerhalb des Strahlführungsrohrs ein konstantes Potential vorliegen, andererseits soll dieser Bereich durch einen ausreichend großen Querschnitt bepumpt werden können, da die Wechselwirkung zwischen Gallium-Ionen und Restgasmolekülen zu einer Verschlechterung der Auflösung führt. In Abbildung 6.4 sind die mit Hilfe des Programms PLOTE erstellten Äquipotentiallinienverläufe für zwei Geometrien mit unterschiedlich großen Entlüftungslöchern gezeigt. Die Wandstärke des Strahlführungsrohrs beträgt 5 mm. Da selbst bei einem Durchmesser der Entlüftungslöcher von 10 mm der Potentialdurchgriff noch sehr groß ist, werden in sämtlichen Abschnitten des Strahlführungsrohrs nur Bohrungen mit einem Durchmesser von maximal 5 mm verwendet.

Um den Emitter noch stärker vor einem eventuellen Vakuumeinbruch in der Kammer zu schützen, wird unmittelbar vor der Ventileinheit eine zweite Druckstufenblende eingesetzt. Der Bereich zwischen den beiden Druckstufenblenden wird über eine Umwegleitung mit dem Emitterbereich verbunden. Sollte es notwendig sein, kann der Bereich zwischen den zwei Druckstufenblenden mit Hilfe einer zweiten Ionenzerstäuber-Pumpe bepumpt und so von den anderen beiden Druckbereichen getrennt werden. Abhängig vom Zustand der Feder zwischen der letzten Elektrode der Strahlerlinse und dem Strahlführungsrohr befindet sich die zweite Druckstufenblende etwa 66 mm nach der ersten Druckstufenblende. Abhängig von der Landeenergie ergeben sich für einen objektseitigen halben Öffnungswinkel von $\alpha_o = 6.13$ mrad mit Hilfe der jeweiligen Fundamentalbahn r_α (Abbildungen 5.64, 5.65 und 5.66) am Ort der zweiten Druckstufenblende Strahlradien von $\alpha_o r_{\alpha,1\text{keV}}(z_{DS2}) = 98 \mu\text{m}$, $\alpha_o r_{\alpha,2\text{keV}}(z_{DS2}) = 97 \mu\text{m}$ und $\alpha_o r_{\alpha,3\text{keV}}(z_{DS2}) = 96 \mu\text{m}$. Beträgt der Durchmesser der Druckstufenblende in etwa das Fünffache des Strahldurchmessers, ist sichergestellt, dass die Druckstufenblende keine

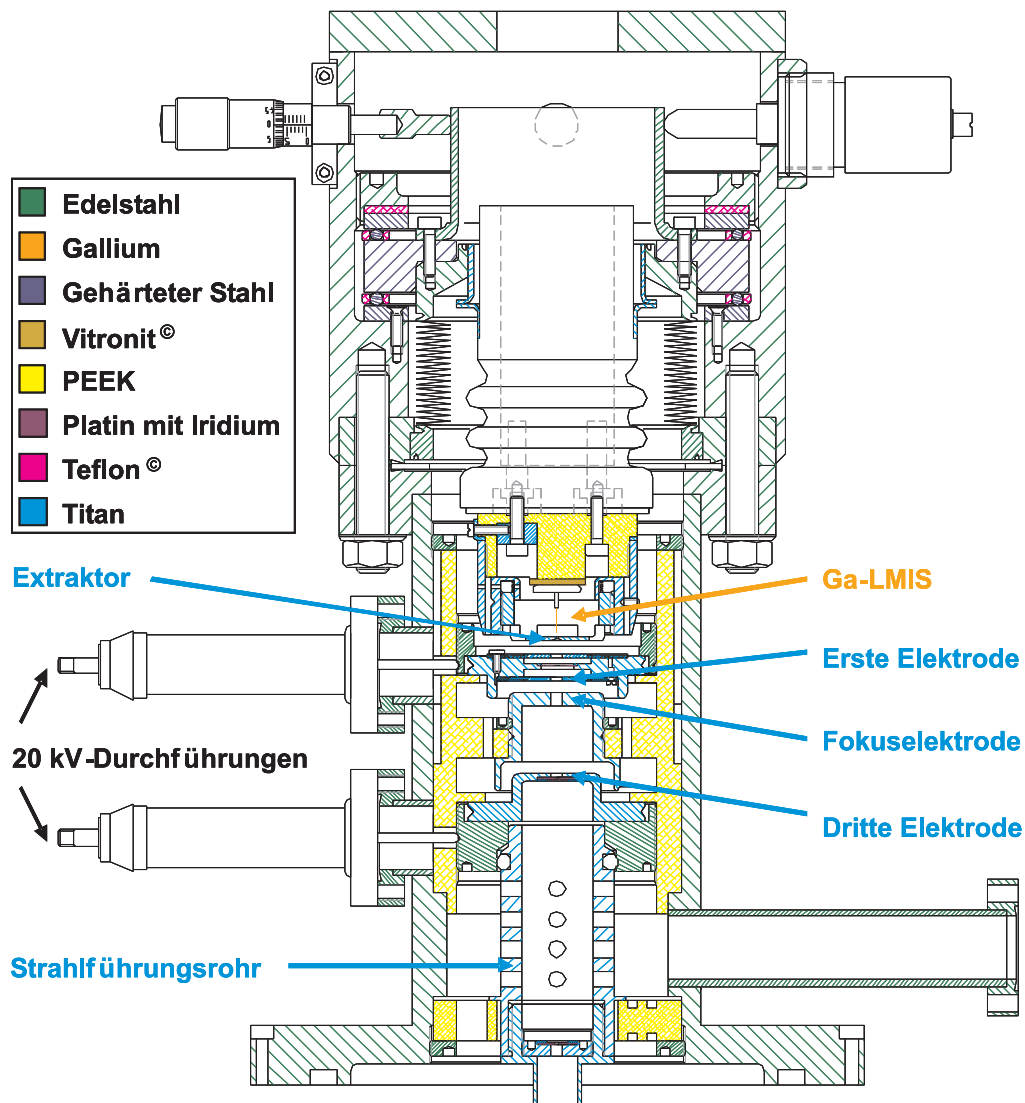


Abbildung 6.2: 0°-Schnitt des Strahlerlinsenbereichs. Der Innendurchmesser des Strahlführungsrohrs beträgt 18.0 mm.

strahlbegrenzenden Eigenschaften aufweist. Deshalb wird für beide Druckstufenblenden ein Durchmesser von 1000 μm gewählt.

Um einen guten elektrischen Kontakt zwischen Hochspannungsdurchführung und entsprechender Elektrode auch bei kleinen Ungenauigkeiten in der Länge herstellen zu können, wird der Kontakt in allen drei Fällen über einen kleinen vergoldeten Federkontaktstift an der Spitze des Kontaktstabs realisiert (Abbildung 6.5 (a)). Um zu verhindern, dass im Fall einer nicht exakt mittigen Position der Kontaktierungsbohrung der ersten und letzten Elektrode der Strahlerlinse der Kontaktstab der 20 kV-Durchführung seit-

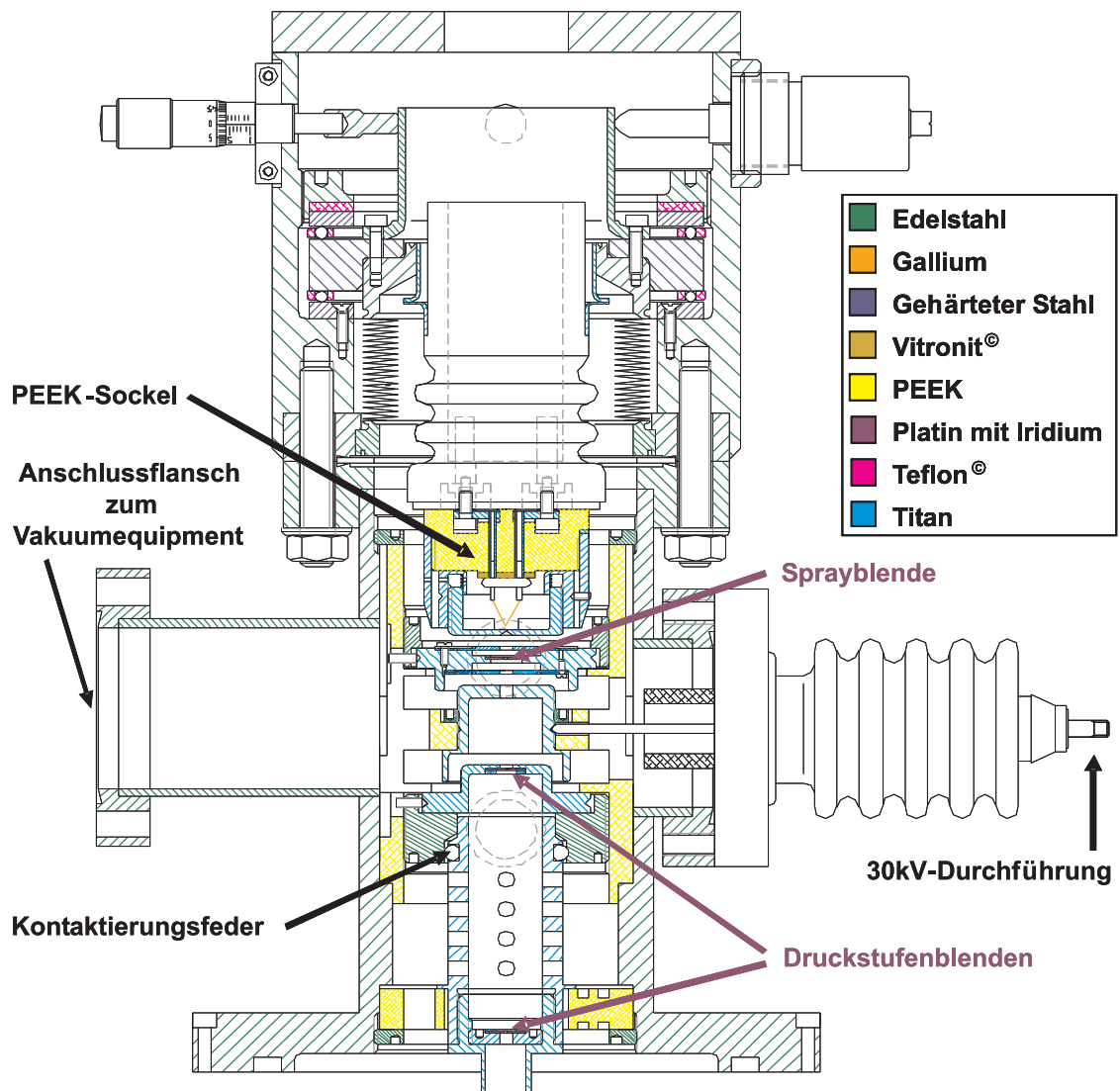
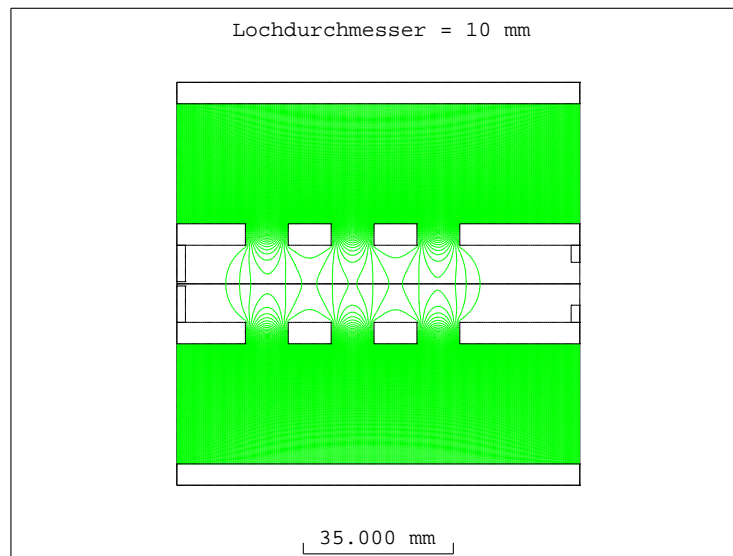


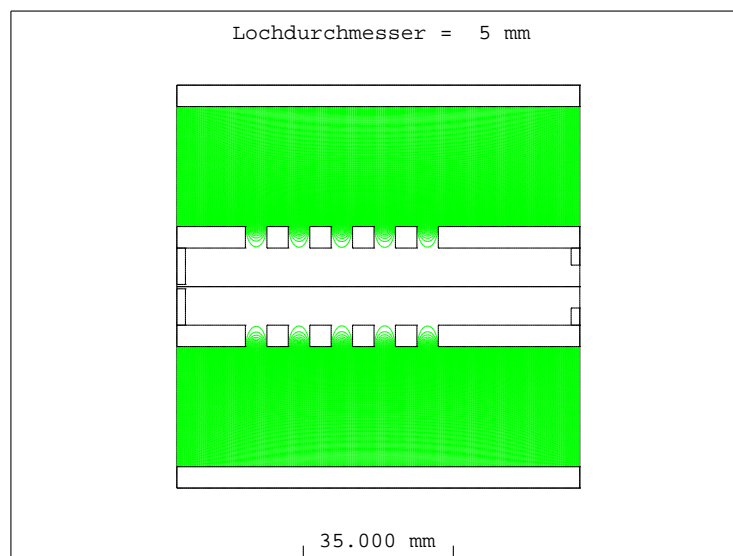
Abbildung 6.3: 90 °-Schnitt des Strahlerlinsenbereichs. Der Innendurchmesser des Strahlführungsrohrs beträgt 18.0 mm.

lich an der Bohrung anliegt und damit den Kriechweg verkürzt, wird vor der Montage der Durchführungen in jede Bohrung ein kleiner Isolatorring gesteckt. Als Nebeneffekt verlängert sich der Kriechweg um 6.0 mm (Abbildung 6.5 (b)).

Der elektrische Kontakt zwischen Ventil und Strahlführungsrohr entsteht durch viele kleine Goldfedern innerhalb der Öffnung in der Ventilbasis (Abbildung 6.6). Für einen Außendurchmesser des unteren Endes des Strahlführungsrohrs von 12.13 mm ist der Kontakt optimal.

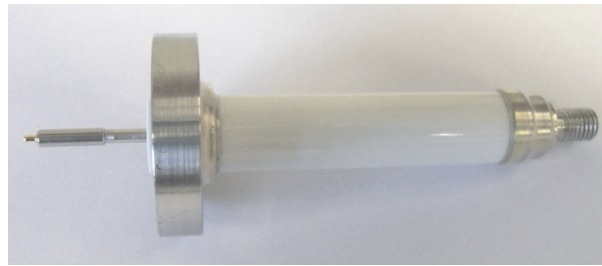


(a) Bohrungsdurchmesser = 10 mm.

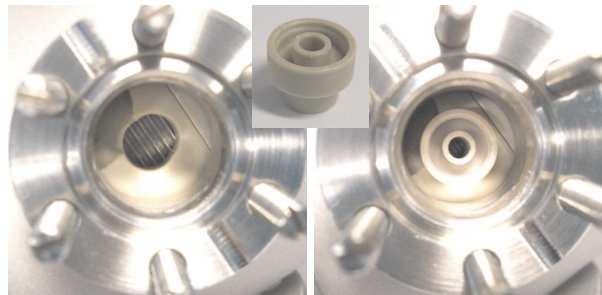


(b) Bohrungsdurchmesser = 5 mm.

Abbildung 6.4: Verlauf der Äquipotentiallinien für unterschiedliche Durchmesser der Entlüftungslöcher und ein massebezogenes Potential des Strahlführungsrohrs von -10.0 kV. Das Gehäuse ist geerdet. Die Wandstärke des Strahlführungsrohrs beträgt 5 mm. Es sind die Potentiallinien von -10.0 bis 0.0 kV in einem Abstand von 50 V aufgetragen.



(a) Federkontakt an der Spitze einer 20 kV-Durchführung. Der Kontaktstab der Durchführung besitzt einen Durchmesser von 2.4 mm.



(b) Isolatoreinsatz zur Führung der Kontaktstäbe der 20 kV-Durchführungen. Der Außendurchmesser des Einsatzes beträgt 10.5 mm.

Abbildung 6.5: Details zur Kontaktierung der Strahlerlinse am Beispiel einer der beiden 20 kV-Durchführungen.

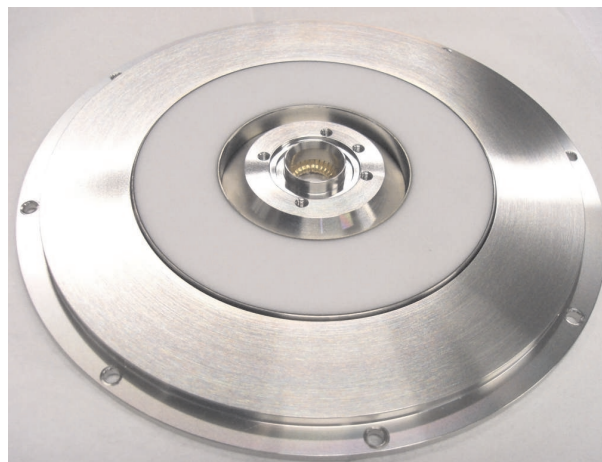


Abbildung 6.6: Ventilbasis des Gemini-Ventils. In der Mitte erkennt man die Goldfedern, die den elektrischen Kontakt zum Strahlführungsrohr herstellen. Der Außendurchmesser der Basis beträgt 153.2 mm.

6.5 Ventil- und Aperturblendeneinheit

Durch die Verwendung eines kommerziellen Vakuumventils ist eine ausreichende Dichtigkeit sowie eine ausreichende Spannungsfestigkeit sichergestellt, wobei letztere neben ausreichend langen Kriechwegen auch die ortsgenaue Führung des Ventiltellers umfasst, da schon bei kleinen Abweichungen Überschläge zwischen Ventil und Gehäuse auftreten können. Die Verwendung eines solchen Ventils bringt aber auch Nachteile mit sich. Zum einen muss das Design des Systems vor und nach dem Ventil an die Geometrie der Ventileinheit angepasst werden, zum anderen ist die Gemini-Säule am Ort des Ventils O-Ring gedichtet, so dass neben dem notwendigen O-Ring im Ventilteller ein zweiter O-Ring im UHV-Bereich verwendet werden muss.

Aufgrund der beengten Verhältnisse wird der Isolator, der den Ventilteller vom geerdeten Gehäuse trennt, durch eine schlankere Variante mit größerem Kriechweg ersetzt. Als Material wird PEEK gewählt. Mit Hilfe zweier entgegengesetzt laufender Gewinde kann die Länge des Ventilarms stufenlos eingestellt und damit der Druck, der von dem Arm auf den Ventilteller ausgeübt wird, sobald sich dieser komplett in der Ventilgarage befindet, genau dosiert werden. Dies ist wichtig, da das Ventil nur für eine bestimmte Einstellung die erforderliche Dichtigkeit aufweist. Die experimentell gefundene optimale Einstellung kann über eine Kontermutter fixiert werden (Abbildung 6.7).

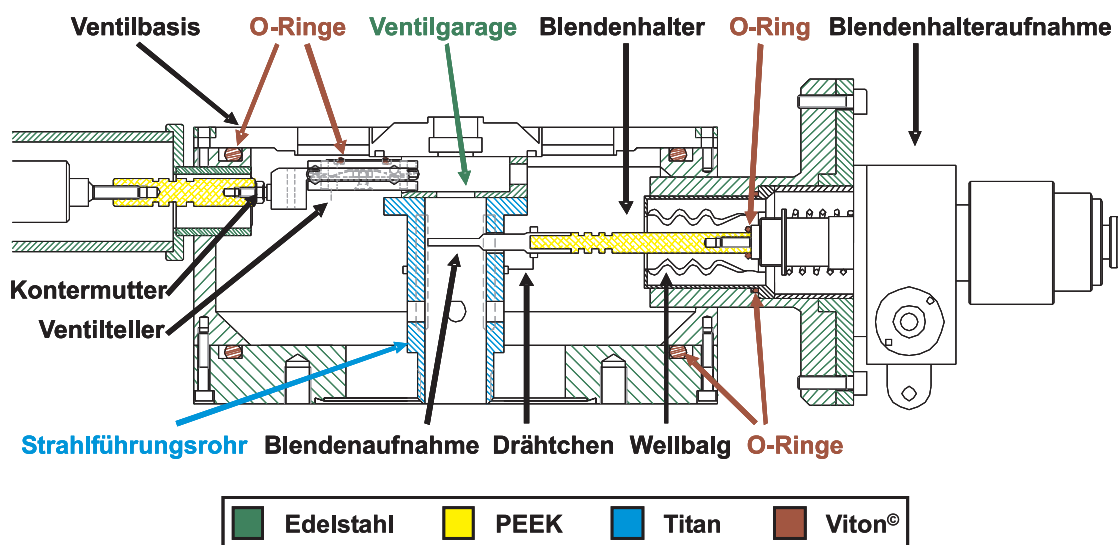


Abbildung 6.7: Schnittzeichnung des Säulensegments, das das Vakuumventil und die Aperturblende umfasst. Der Innendurchmesser des Strahlführungsrohrs misst 18.0 mm.

Um die Aperturblende in der Ebene senkrecht zum Strahl justieren und auch während des Betriebs wechseln zu können, wird auf den Blendenhalter und die Blendenhalteraufnahme eines kommerziellen Elektronenmikroskops vom Typ EM 420 (Philips)

zurückgegriffen. Die entsprechende Einheit bietet die Möglichkeit, den Blendenhalter in den zwei Richtungen senkrecht zum Strahl zu justieren, den Blendenhalter seitlich auszuschwenken und außerdem zwischen drei Blenden zu wählen. Die Blendeneinheit wird möglichst dicht unterhalb des Vakuumventils angebracht. Der Abstand zwischen Emitterspitze und Aperturblende beträgt 146.2 mm. Da sich die Blende im Hochvakuum-Bereich (HV-Bereich) befindet, spielt es keine Rolle, dass in der Blendeneinheit zwei O-Ring-Dichtungen zum Einsatz kommen. Mit Hilfe eines Wellbalgs wird zwischen dem beweglichen Blendenhalter und der fest an der Säule montierten Blendenhalteraufnahme eine flexible und vakuumdichte Verbindung hergestellt.

Die Blendenhalteraufnahme kann unverändert übernommen werden. Um das große massebezogene Potential des Strahlführungsrohrs aufrechterhalten zu können, wird das Mittelstück des Blendenhalters, das sich jenseits der Dichtfläche im Vakuum befindet, entfernt und durch ein Stück PEEK mit geeignetem Profil und geeigneter Länge ersetzt. Die eigentliche Blendenaufnahme wird unverändert übernommen. Sie erhält ihr Potential über einen dünnen, flexiblen Draht von dem angrenzenden Abschnitt des Strahlführungsrohrs (Abbildung 6.8). Das hat den Nachteil, dass der Blendenhalter nicht mehr ohne weiteres entfernt werden kann, bietet aber im Rahmen der vorhandenen Möglichkeiten die einzig sichere Kontaktierung.



Abbildung 6.8: Blick in die auf den Kopf gedrehte Aperturblenden- und Ventileinheit. Zu sehen ist der dünne, flexible Draht, mit Hilfe dessen die Aperturblende (links) kontaktiert wird. Das Vakuumventil (rechts) hat in allen Positionen Kontakt zur Ventilgarage, so dass keine weitere Kontaktierung notwendig ist. Der Außendurchmesser des Strahlführungsrohrs beträgt 28.0 mm.

Der Abstand zwischen optischer Achse und Außenwand des Gehäuses ist in der ionenoptischen Säule dieser Arbeit größer als im EM 420. Aufgrund der veränderten Position der Blendenhalteraufnahme verschiebt sich damit der Druckpunkt der Justierschrauben weiter nach außen: Im EM 420 befindet sich der Druckpunkt gemäß Zeichnung 106.3 mm entfernt von der optischen Achse. Mit dem verlängernden Isolator im Blen-

denhalter erhöht sich dieser Abstand um 28.4 mm auf 134.7 mm. Da die Justierschrauben nur eine Verschiebung (und keine Verdrehung) des Blendenhalters bezüglich der optischen Achse bewirken, bleibt die Empfindlichkeit der Anordnung erhalten. Aufgrund des verlängernden Isolators nimmt jedoch die mechanische Stabilität der Aperturblende etwas ab. Das stellt in der Praxis allerdings keine Limitierung dar.

Der anschließende Abschnitt des Strahlführungsrohrs wird gemäß den in Kapitel 6.4 angestellten Überlegungen ebenfalls mit Entlüftungsbohrungen versehen. Da das System offen für weitere Segmente wie zum Beispiel einen zusätzlichen Justageablenker oder einen Massenseparator bleiben soll, werden alle Abschnitte des Strahlführungsrohrs aus zwei Teilen gefertigt, die über ein Gewinde miteinander verbunden sind. Benötigt man eine andere Länge des Strahlführungsrohrs für das neu hinzukommende oder veränderte Säulensegment, muss so nur das betroffene Teilstück des Strahlführungsrohrs verändert werden. Auch der Umbau ist entsprechend einfach und schnell erledigt.

6.6 Rasterdoppelablenker

Die Realisierung eines Rasterdoppelablenkers mit überlagertem Justageablenker und Stigmator unmittelbar vor der Objektivlinse umfasst im Wesentlichen die Realisierung einer ausreichend großen Spannungsfestigkeit und die Zuführung der notwendigen Potentiale. Um das System möglichst kurz zu halten, werden drei kommerzielle Siebenfach-Durchführungen (Caburn-MDC Europe Ltd) mit einer Spannungsfestigkeit von 12 kV gegen Masse und 2 kV von Pin zu Pin auf je einem CF16-Flansch verwendet. Wie sich gezeigt hat, sind die Anforderungen an diese Durchführungen so hoch, dass sie mit dem heutigen Stand der (kommerziellen) Technik nicht sicher erreicht werden können. Deshalb waren weitere Maßnahmen notwendig, um die benötigte Spannungsfestigkeit zu realisieren: Luftseitig wird zwischen Hochspannungskabel und Isolation der mitgelieferten Stecker ein dünner Film Silikonöl eingebracht. Außerdem wird mit Hilfe eines zusätzlichen Bauteils aus Trovidur[®] die mechanische Stabilität und damit die Zugentlastung der Kabel verbessert. Vakuumseitig wird aufgrund der engen Platzverhältnisse zwischen den äußeren Pins und dem geerdeten Gehäuse ein spezieller Siebenfach-Stecker entworfen, mit dem eine zuverlässige Kontaktierung der einzelnen Pins bei gleichzeitiger Erhaltung der Spannungsfestigkeit selbst dann gegeben ist, wenn der Stecker die Innenwand des Gehäuses berührt. Des Weiteren werden alle sieben Pins einer Durchführung mit je einem Röhrchen aus 50 μm dünnem Kapton[®] versehen. Diese Röhrchen sind so lang, dass sie in dem vakuumseitigen Stecker verschwinden und somit die Pins selbst nicht mehr zu sehen sind (Abbildung 6.9).

Gemäß Kapitel 3.3 tritt bei einem als Dipol erregten Achtpolelement als nächst höhere Multipolkomponente ein (unerwünschter) Quadrudezipol auf. Während die Dipolkomponente nur eine schwache Abhängigkeit vom Spaltwinkel aufweist, nimmt der Quadrudezipolanteil mit zunehmendem Spaltwinkel deutlich ab, so dass ein eher großer

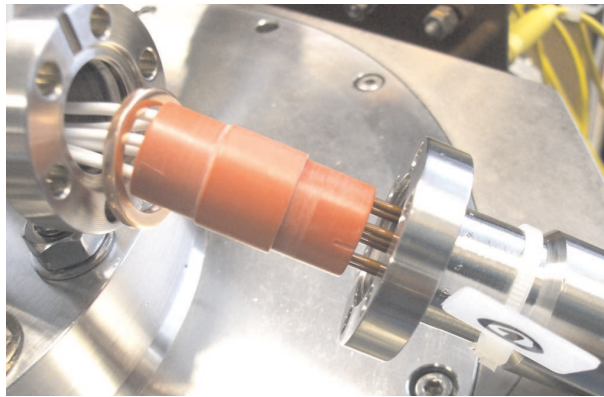


Abbildung 6.9: Vakuumseitige Kontaktierung der kommerziellen Siebenfach-Durchführung. Zu sehen ist von rechts nach links die Siebenfach-Durchführung, die (braunen) Kapton[®]-Röhrchen, die die Pins bis in den Stecker hinein bedecken, der vakuumseitige Stecker aus rotem Trovidur[®] und die Kupferdichtung, die vor dem Zusammenstecken über den Stecker geschoben werden muss. Der größte Außendurchmesser des Steckers misst 16.5 mm.

Spaltwinkel zu bevorzugen ist. Um die hohen Anforderungen bezüglich der Spannungsfestigkeit erfüllen zu können, ist es andererseits von großer Bedeutung, dass die Oberflächen gut bearbeitet und die Kanten gut verrundet werden können. Als Kompromiss zwischen diesen beiden Anforderungen wird ein Spaltwinkel von 19° und ein Elektrodenwinkel von 26° gewählt (Abbildung 6.10).

6.7 Objektivlinse

In den Abbildungen 6.11 und 6.12 sind Schnittzeichnungen des Säulensegments nach der Aperturblenden- und Ventileinheit gezeigt. Das Segment umfasst einen kleinen Gehäuseabschnitt für die Hochspannungsdurchführungen, den Rasterdoppelablenker mit überlagertem Justageablenker und Stigmator und die Objektivlinse. Der Gehäuseabschnitt ist unter Berücksichtigung der Fertigungsvorgaben so kurz wie möglich gestaltet. Die Position der Objektivlinse ist so gewählt, dass es mit dem zur Verfügung stehenden Probenstisch möglich ist, einen Arbeitsabstand zwischen 5.0 und 15.0 mm einzustellen. Der Abstand von Strahlführungsrohr zu oberer Ablenketage, von Ablenketage zu Ablenketage und von unterer Ablenketage zu erhöhter Kante der ersten Elektrode der Objektivlinse beträgt jeweils 2.0 mm. Damit ist auch bei einer eventuellen Unterbrechung des elektrischen Kontakts zu einem der Elemente eine ausreichend große Spannungsfestigkeit gewährleistet. Auf der optischen Achse beträgt der Abstand zwischen unterer Ablenketage und oberer Kante der ersten Elektrode 3.0 mm. Die feldbegrenzende Blende hinter der letzten Elektrode der Objektivlinse ist 0.1 mm dünn.

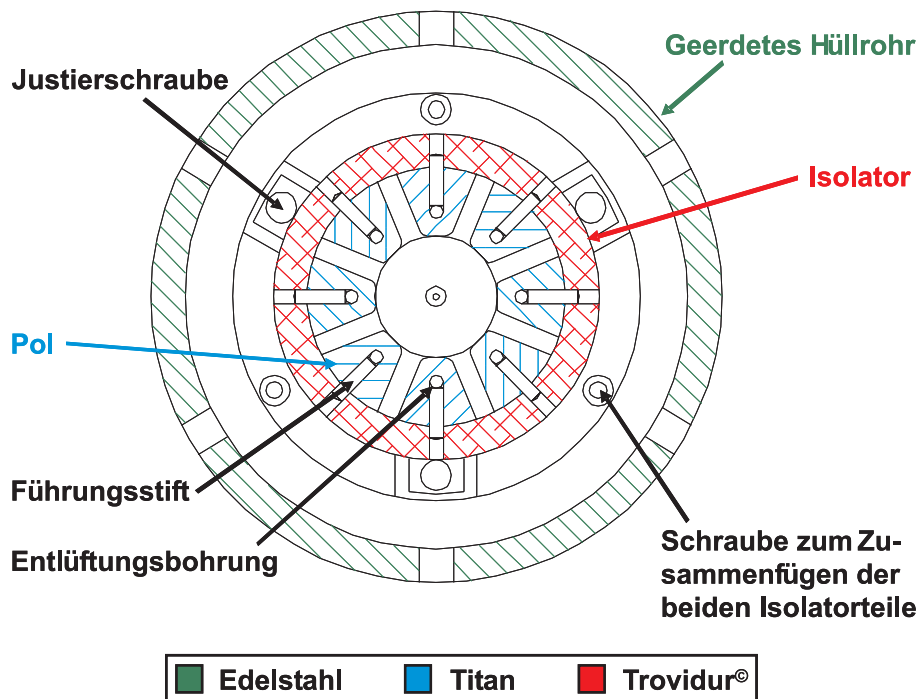


Abbildung 6.10: Schnitt durch die untere Ablenketage des Rasterdoppelablenkers. Zu sehen sind die acht Segmente der Ablenketage mit einem Elektrodenwinkel von 26° . Weiter unten sieht man außerdem die Justierschrauben und die dazugehörigen „Ohren“ der ersten Elektrode. Der Innendurchmesser der Ablenketage misst 18.0 mm.

Ihr Innendurchmesser beträgt 1.0 mm, ihr Außendurchmesser 10.0 mm. Sie wird von einem 0.25 mm dünnen Titan-Blech, das mit zwei Schrauben an der letzten Elektrode fixiert wird, gehalten (Abbildung 6.13).

Die Ausrichtung der einzelnen Pole des Rasterdoppelablenkers erfolgt über je zwei Stifte mit einem Durchmesser von 2.0 mm. Fixiert werden die Pole mit Hilfe der gleichen Schraube, die auch den elektrischen Kontakt herstellt. Die Bohrung parallel zur optischen Achse innerhalb eines Pols dient zur Entlüftung. Für eine möglichst gute Justage der Objektivlinse wird der Isolator, an dem alle optischen Elemente angebracht sind, aus zwei Teilen hergestellt, die mit Hilfe dreier Schrauben zusammengefügt werden. In Abbildung 6.14 ist die relativ kompakte Objektivlinseneinheit dargestellt. Die Justage der Elektroden der Objektivlinse zueinander erfolgt analog zur Strahlerlinse bezüglich der in den Isolator geschraubten und gekonvertierten Fokuselektrode. In der ersten und letzten Elektrode befinden sich jeweils drei Justierlöcher, die 0.7 mm größer sind als die dazugehörigen Schrauben. Für ein möglichst gutes Ergebnis erfolgt die Justage mit Hilfe eines Messmikroskops. Um die Objektivlinse bei einem Kontaktierungspro-

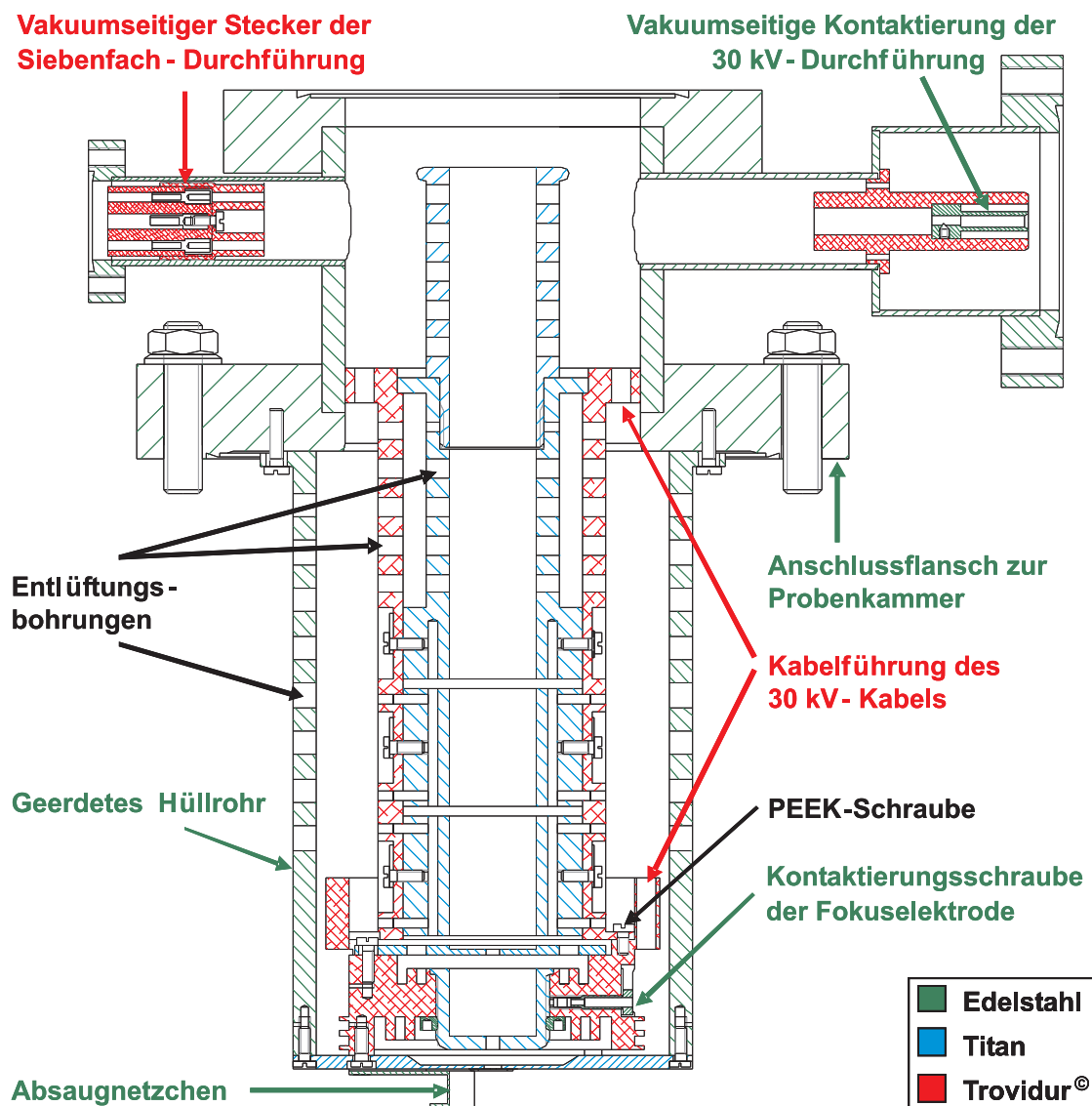


Abbildung 6.11: 0°-Schnitt des Säulensegments, das den Praelens-Ablenker und die Objektivlinse beinhaltet. Der Innendurchmesser des Strahlführungsrohrs beträgt 18.0 mm.

blem nicht erneut justieren zu müssen, wird der elektrische Kontakt zu der ersten Elektrode über einen kleinen Steckkontakt hergestellt.

Das Strahlführungsrohr, die Segmente des Rasterdoppelablenkers sowie die Fokuselektrode der Objektivlinse werden durch jeweils eine Schraube und eine Lötöse kontaktiert. Da die Schraube für die Fokuselektrode nicht direkt in die Elektrode sondern in den umgebenden Isolator geschraubt wird, ist an ihrer Spitze ebenfalls ein Federkontakt-

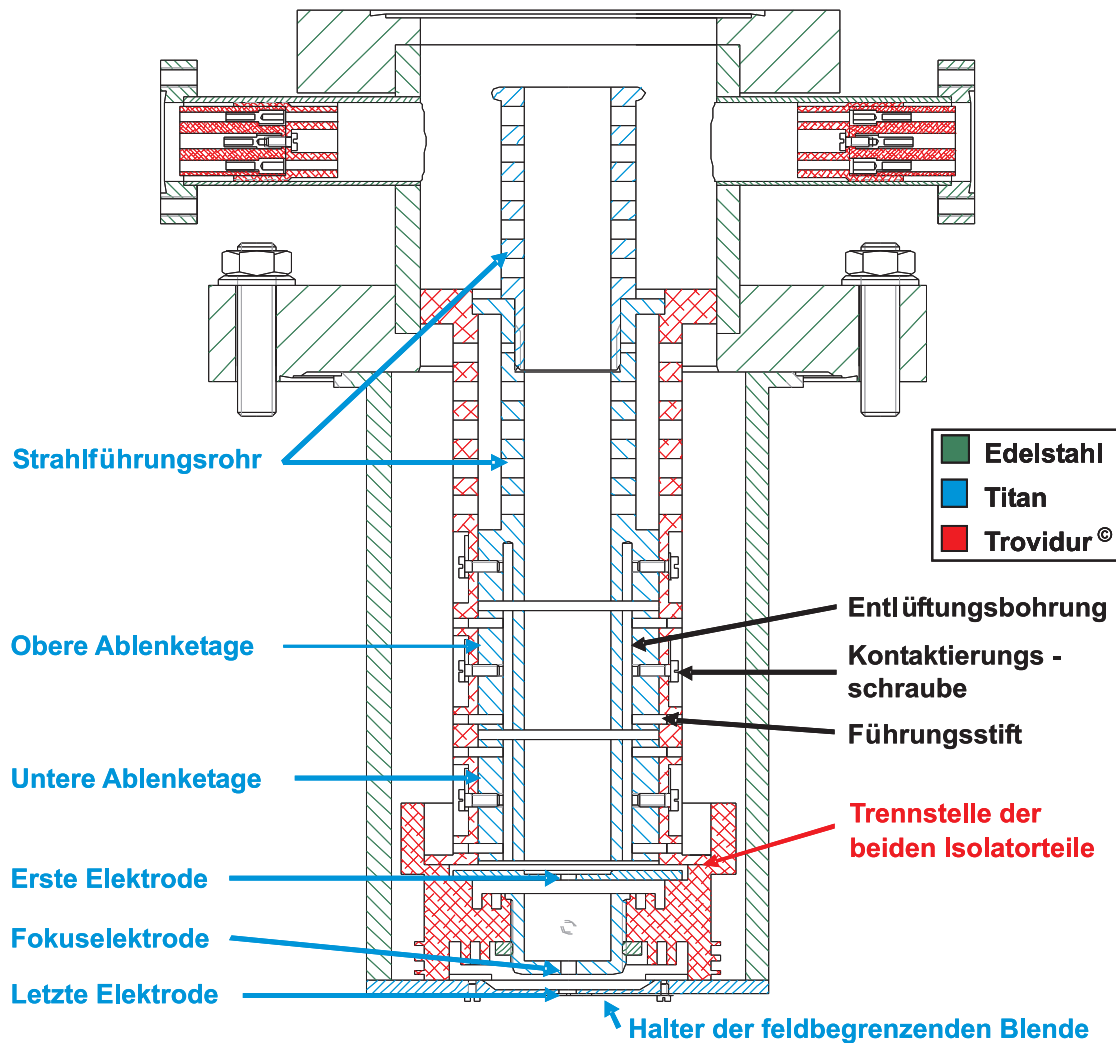


Abbildung 6.12: 90 °-Schnitt des Säulensegments, das den Praelens-Ablenker und die Objektivlinse beinhaltet. Der Innendurchmesser des Strahlführungsrohrs beträgt 18.0 mm.

stift angebracht. Damit kann auch bei leicht unterschiedlichen Positionen der Schraube die Fokuselektrode zuverlässig kontaktiert werden. Die Lötöse sowie das angelötete Kabel werden in diesem Fall zur Sicherheit mit einem Schrumpfschlauch aus Teflon[®] und der Schraubenkopf mit einer kleinen Kappe aus PEEK verdeckt (Abbildung 6.15). Aufgrund einer großzügigen Aussparung am unteren Ende des Isolators liegt die letzte Elektrode der Objektivlinse über einen Bereich von $\pm 40^\circ$ nicht auf dem Isolator auf. Dadurch wird zum einen der Kriechweg von Kontaktierungsschraube zu letzter Elektrode deutlich verlängert, zum anderen sorgt die Aussparung für eine bessere Entlüftung

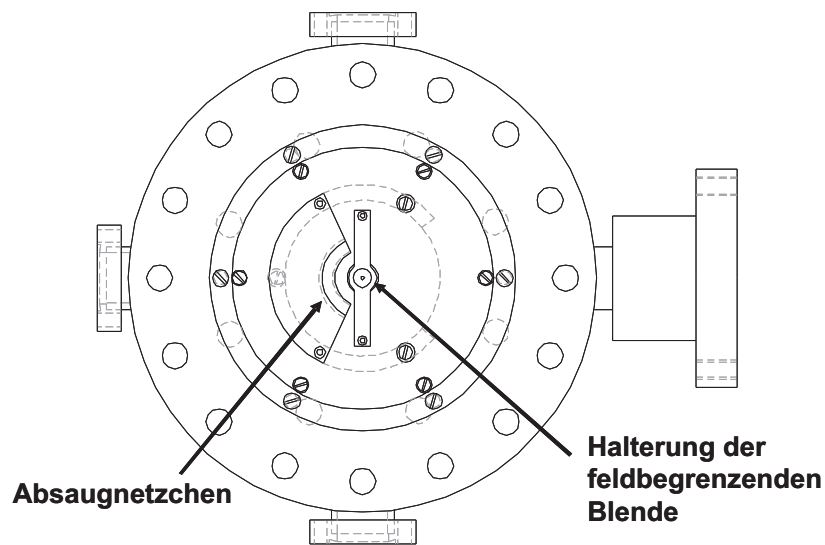


Abbildung 6.13: Ansicht der Objektivlinse von unten, das heißt von der Probe in Richtung Emitter. Zu sehen sind die Halteung der feldbegrenzenden Blende und das Absaugnetzchen. Der Durchmesser des kleinsten Kreises coaxial zur optischen Achse misst 1.0 mm. Dieser Kreis entspricht der Bohrung der feldbegrenzenden Blende.



Abbildung 6.14: Montierte Objektivlinseneinheit. Zu sehen ist die erste Elektrode mit zehn großen Entlüftungsbohrungen (oben), zwei der drei Justierschrauben, die Fahne des Steckkontakts, der Isolator mit drei Rillen zur Kriechwegverlängerung, das 30 kV-Kabel zur Kontaktierung der Fokuselektrode (links) und die letzte Elektrode (unten) mit vielen kleinen Löchern nahe des Außenradius zur besseren Entlüftung des darüber liegenden Bereichs. Der Bohrungsdurchmesser der ersten Elektrode beträgt 3.0 mm.

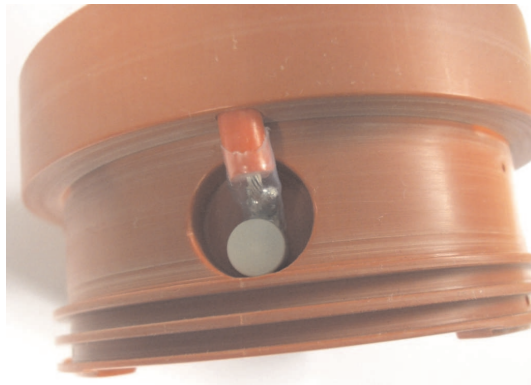


Abbildung 6.15: Vollständig isolierte Kontaktierung der Fokuselektrode der Objektivlinse. Um Überschläge zum geerdeten Hüllrohr zu vermeiden, ist über dem nicht isolierten Teil der Leitung ein Teflon[®]-Schrumpfschlauch angebracht. Auf der Schraube selbst sitzt eine kleine Kappe aus PEEK. Am unteren Ende des Isolators ist außerdem die im Text beschriebene Aussparung von $\pm 40^\circ$ zu sehen. Der Innendurchmesser der Vertiefung im Trovidur[®]-Isolator für die Kontaktierung der Fokuselektrode beträgt 11.0 mm.

des Objektivlinsenbereichs. Da sich die drei Schrauben, die die beiden Isolareinheiten zusammenhalten, nicht auf einem definierten Potential befinden, wird diejenige, die sich in der Nähe der Kontaktierung der Fokuselektrode befindet, aus PEEK gefertigt. Zur Kontaktierung werden ungeschirmte, Teflon[®] isolierte Kabel verwendet. Diese werden durch geeignete Löcher in den zwei Isolareinheiten geführt, wobei die Lochdurchmesser so gewählt sind, dass die Kabel straff in den Löchern sitzen und nicht verrutschen können (Abbildung 6.16). Der Innendurchmesser des Hüllrohrs ist außerdem so gewählt, dass selbst bei einer direkten Verbindung von einem der Pole zum Hüllrohr der Kriechweg entlang des entsprechenden Kabels ausreichend lang ist. Oberhalb des Isolators finden die Kabel in dem Bereich zwischen Gehäuse und Strahlführungsrohr Platz und sind so gänzlich vor dem Ionenstrahl verborgen. Die Entlüftungsbohrungen des Strahlführungsrohrs folgen wieder den Überlegungen in Kapitel 6.4.

Aus fertigungstechnischen Gründen besteht das Absaugnetzchen aus einem Halter, an dem das eigentliche Netzchen angebracht ist (Abbildung 6.17). Sowohl der Halter als auch das Netzchen bestehen aus Edelstahl. Der Halter selbst ist 0.6 mm dick und wird durch ein 0.4 mm dünnes Trovidur[®]-Plättchen von der letzten Elektrode isoliert.



Abbildung 6.16: Verkabelung des Rasterdoppelablenkers. Zu sehen ist die Führung der 20 kV-Kabel zu den Polen des Rasterdoppelablenkers. Aufgrund der bereits justierten feldbegrenzenden Blende steht der Komplex auf einem Trovidur[®]-Fuß, der in der Mitte eine entsprechende Vertiefung aufweist. Der Außendurchmesser der letzten Elektrode beträgt 84.0 mm.



Abbildung 6.17: Halter und eigentliches Absaugnetzchen. Der Halter wird mit Hilfe eines dünnen Trovidur[®]-Plättchens elektrisch isoliert an der letzten Elektrode der Objektivlinse angebracht. Um scharfe Kanten vor dem Ionenstrahl zu verbergen, wird das Netzchen auf der der optischen Achse abgewandten Seite befestigt. Die Höhe des Halters beträgt 7.6 mm.

6.8 Probenhalter und Faraday-Becher

Der Probenhalter soll Platz für zwei normale Proben und eine auf einem Faraday-Becher angebrachte Probe bieten. Damit alle drei Proben in etwa dieselbe Höhe haben, wird der Faraday-Becher in den Probenhalter integriert. Das stellt besondere Anforderungen sowohl an die Fertigung als auch an die elektrische Kontaktierung, da die Gesamthöhe des Faraday-Bechers in diesem Fall maximal 4.5 mm betragen darf.

Um eine aussagekräftige Messung mit Hilfe eines Faraday-Bechers zu erhalten, dürfen Ladungsträger, die einmal in den inneren Becher gelangt sind, nicht mehr über die obere Öffnung des Bechers entweichen. Das gilt für einfallende Ionen genauso wie für erzeugte Sekundärelektronen, so dass der Ionenstrahl auf ein Material treffen sollte, das eine möglichst kleine Sekundärelektronenausbeute aufweist. Die Erforschung der Wechselwirkung der verschiedenen Ionensorten mit den unzähligen Probenmaterialien steht erst am Anfang, so dass bislang nur für wenige Kombinationen Messdaten vorliegen. In [64] wird die Wechselwirkung von Argon- und Stickstoff-Ionen mit Graphit untersucht. Für die Sekundärelektronenausbeute wird dort der Zusammenhang

$$\gamma_{SE}(\vartheta) = n_{Probe} \sigma_e \lambda_{SE} \frac{w_{SE}}{\cos(\vartheta)} \left(1 - \frac{\lambda_{SE}}{R_e \cos(\vartheta)} \left(1 - \exp\left(-\frac{R_e}{\lambda_{SE}} \cos(\vartheta)\right) \right) \right) \quad (6.1)$$

verwendet, wobei ϑ der Einfallswinkel der Ionen bezüglich der Probe, n_{Probe} die Dichte des Probenmaterials, λ_{SE} die mittlere freie Weglänge der Sekundärelektronen, w_{SE} die Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Sekundärelektron aus der Probe entkommt, und σ_e der Ionisationsquerschnitt im Rahmen des binären Kollisionsmodells ist. Letzteres beruht auf der Annahme, dass das einfallende Ion mit nur einem Probenatom zur selben Zeit wechselwirkt. Der Ionisationsquerschnitt ist gegeben durch

$$\sigma_e(v) = 1.16 \cdot a_0 \frac{h}{J_C} \left(\frac{Z_1 + Z_2}{\sqrt{Z_1} + \sqrt{Z_2}} \right)^2 v \arctan(0.6 \cdot 10^{-7} \cdot (v - v_0)) , \quad (6.2)$$

wobei v die Geschwindigkeit des einfallenden Ions, a_0 der erste Bohrsche Radius, J_C die Ionisationsenergie von Graphit, Z_1 die Ordnungszahl des einfallenden Ions, Z_2 die Ordnungszahl von Graphit und v_0 diejenige Geschwindigkeit des einfallenden Ions ist, bei der ein Kohlenstoff-Atom gerade noch ionisiert werden kann. R_e entspricht der mittleren Weglänge, die benötigt wird, um ein einfallendes Ion auf v_0 abzubremesen. Man erkennt, dass mit zunehmender Ionenmasse und abnehmender Ionenenergie die Sekundärelektronenausbeute kleiner wird, so dass man die Messwerte für Argon-Ionen bei Raumtemperatur als Obergrenze für die Sekundärelektronenausbeute im Fall einer niederenergetischen Rasterionensonde ansehen kann. Gefunden wurde im Fall der Argon-Ionen bei senkrechtem Einfall und einer Landeenergie von 20.0 keV ein Wert von etwa 2.5, bei senkrechtem Einfall und einer Landeenergie von 10.0 keV ein Wert von etwa 1.3. Im Fall von Gallium-Ionen mit einer Landeenergie von maximal 3.0 keV und einem

Einfallswinkel von 45° ergibt sich daraus eine Sekundärelektronenausbeute von etwa 1.0. Im Zusammenspiel mit einer kleinen Eingangsöffnung des Faraday-Bechers kann man somit annehmen, dass die gemessenen Ströme den tatsächlichen entsprechen.

Die Geometrie des Probenhalters (CuAl_8) ist im Wesentlichen durch den verwendeten Probenstisch vorgegeben. Der äußere Zylinder des Faraday-Bechers wird durch eine Vertiefung auf der Oberseite des Probenhalters realisiert (Abbildung 6.18). In diese Vertiefung wird ein PEEK-Becher mit einer Wandstärke von 0.2 mm eingebracht. In diesem wiederum befindet sich ein Becher aus CuAl_8 . Um Aufladungen zu vermeiden, ist seine Wand etwas höher als die des PEEK-Bechers. So können weder Ionen noch Sekundärelektronen auf den Isolator treffen. Auf den Boden des Bechers aus CuAl_8 wird ein abgeschrägter Einsatz aus Spektralkohle gelegt. Dieser weist auf der einen Seite eine verschwindende Höhe und auf der anderen eine Höhe von 2.0 mm auf. Der Winkel der Schräge beträgt 45° . In diesem Montagezustand wird die koaxiale Durchführung angelötet. Abschließend wird der Becher mit einer Blende, die nur Kontakt zum Probenhalter hat, abgedeckt. Der Bohrungsdurchmesser der Blende beträgt $300\ \mu\text{m}$, der Außendurchmesser 3.0 mm.

Der Probenhalter ist mit zwei Quantifoil[®]-Netzchen und einem Universal Testobjekt „Zinn auf Kohle“ bestückt, wobei sich eines der beiden Quantifoil[®]-Netzchen direkt über der Blende des Faraday-Bechers befindet (Abbildung 6.19). Die Zinnkugelprobe hat einen Außendurchmesser von 6.0 mm und eine Höhe von 0.5 mm. Die Zinnkugeln, die auf dem Kohlescheibchen zu finden sind, besitzen Durchmesser von 5 nm bis $30\ \mu\text{m}$.

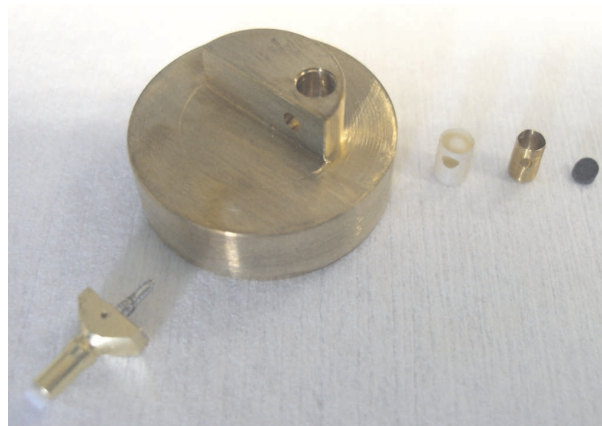


Abbildung 6.18: Bestandteile des Faraday-Bechers. Zu sehen sind der Probenhalter aus CuAl_8 mit der Vertiefung für den Faraday-Becher, der Isolationsbecher aus PEEK, der innere Becher aus CuAl_8 , der abgeschrägte Einsatz aus Spektralkohle sowie die koaxiale Durchführung. Nicht zu sehen ist die Blende, die den Faraday-Becher abdeckt. Der Außendurchmesser des Kohleeinsatzes beträgt 2.0 mm.

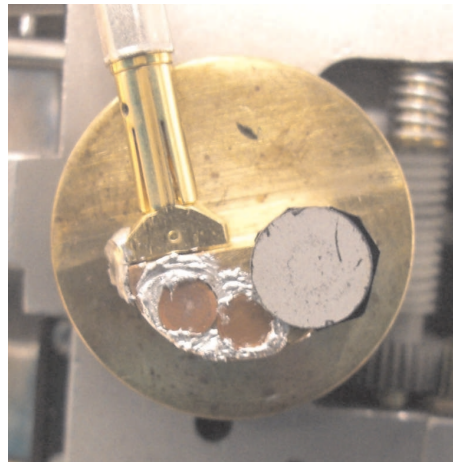


Abbildung 6.19: Bestückter Probenhalter. Zu sehen sind die zwei mit Silberleitkleber befestigten Quantifoil[®]-Netzchen bzw. deren kupferne Trägergitter und rechts daneben die deutlich größere, gräuliche Zinnkugelprobe. Letztere ist etwas höher als die Netzchen. Der helle Fleck in der Mitte des linken Quantifoil[®]-Netzchens ist Gallium, das sich während des Betriebs abgelagert hat. Direkt unter diesem Fleck befindet sich die Öffnung des Faraday-Bechers. Der Außendurchmesser des Probenhalters beträgt 20.0 mm.

6.9 Zusätzlicher Justageablenker

Aufgrund von Fertigungsungenauigkeiten wie zum Beispiel nicht exakt senkrecht zur optischen Achse angebrachten Flanschen oder nicht senkrecht zur optischen Achse verlaufenden Auflageflächen für Elektroden kann es unter Umständen notwendig sein, einen zweiten Justageablenker in der Mitte der Säule einzubringen. Um einen Versatz senkrecht zur optischen Achse ausgleichen zu können, werden auch in diesem Fall zwei Ablenketagen benötigt. Die Gesamtlänge eines solchen Säulensegments ist fertigungsbedingt deutlich größer als die Länge des eigentlichen Justageablenkers, so dass der zur Verfügung stehende Raum genutzt wird, um einen zweiten Stigmator in den Strahlengang einzubringen (Abbildung 6.20).

Gemäß Kapitel 3.3 tritt bei einem Vierpolelement als nächst höhere Multipolkomponente zum Dipol ein (unerwünschter) Hexapol auf. Da sich ein ebenes Multipolfeld mit $2m$ -Polen erst ab der m -ten Bildfehlerordnung bemerkbar macht und ein Justageablenker nur kleine Fehlausrichtungen korrigieren soll, also in der Regel nur schwach erregt wird, ist die unerwünschte Hexapolkomponente des Ablenkers eine kleine Größe, die mit drei Bahnen erster Ordnung, also mit drei weiteren kleinen Größen multipliziert in die Bildfehlerintegrale eingeht. Gemäß [30] sind das der zweizählige Astigmatismus, der dreizählige Astigmatismus und die Verzeichnung aufgrund eines Hexapols. Der zweizählige Astigmatismus kann mit dem anschließenden Stigmator korrigiert werden.

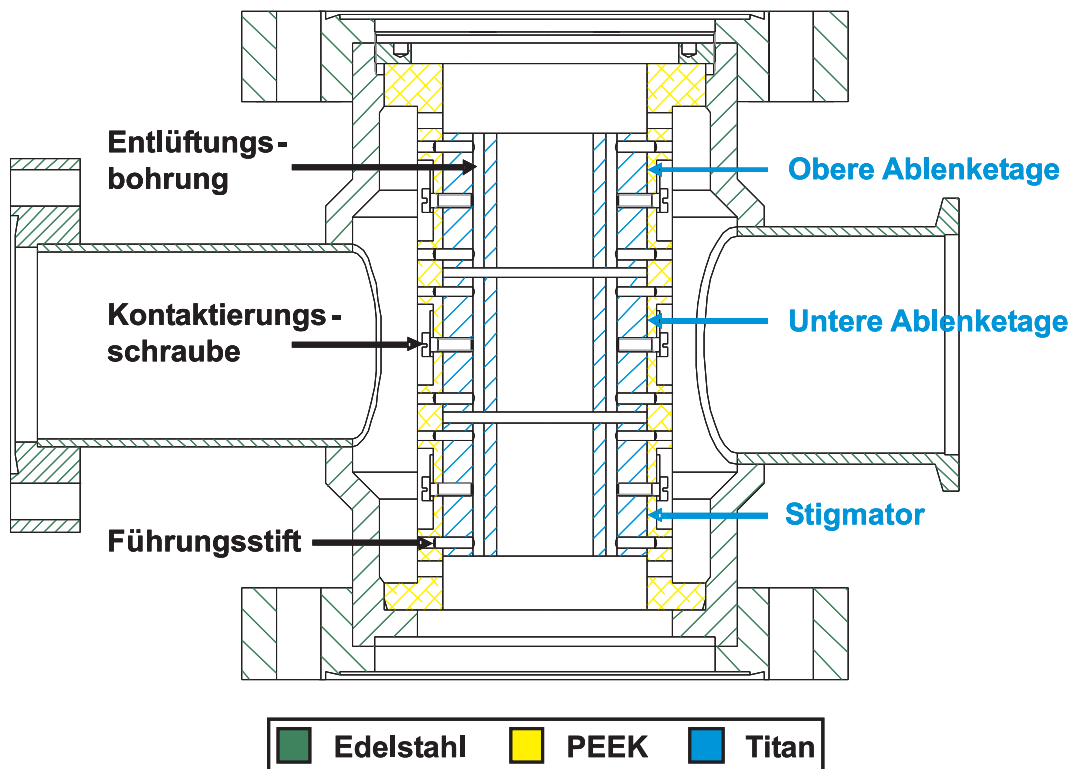


Abbildung 6.20: Justageablenker und zweiter Stigmator. Der Innendurchmesser des Justageablenkers beträgt 18.0 mm, der Spaltwinkel 19° . Die Pole sind 25.0 mm lang.

Wenn der Strahlengang ideal telezentrisch und die Strahlablenkung nur ein Strahlversatz ist, verschwindet der dreizählige Astigmatismus aus Symmetriegründen. Im realen Fall kompensiert sich dieser Fehleranteil zumindest teilweise. In dem Bildfehlerintegral der Verzeichnung entsprechen zwei der drei Bahnen erster Ordnung der Ablenkbahn, so dass dieser Fehleranteil immer einen endlichen Wert annimmt. Verglichen mit den Aberrationen, die durch den Rasterdoppelablenker entstehen, kann dieser Fehleranteil jedoch vernachlässigt werden, so dass es ausreicht, den zusätzlichen Justageablenker für die ionenoptische Säule dieser Arbeit aus zwei Vierpolelementen aufzubauen.

Da der Hexapolanteil in Abhängigkeit des Spaltwinkels nur unwesentlich stärker abfällt als die Dipolkomponente, kann der Spaltwinkel in Abhängigkeit der mechanischen Machbarkeit und der Spannungsfestigkeit gewählt werden. Die Annahme eines linearen Abfalls zwischen den Elektroden behält ihre Gültigkeit bis etwa 35° . Besonders gut zu fertigen sind Segmente, die durch das Zerschneiden eines Zylinders entstehen. Daher weisen die Segmente unabhängig vom Abstand zur optischen Achse überall einen Abstand von 3.0 mm zueinander auf. Auf dem Innenradius des Ablenkers ergibt sich so ein Spaltwinkel von 19° . Dasselbe gilt für den achtpoligen Stigmator (Abbildung 6.21).

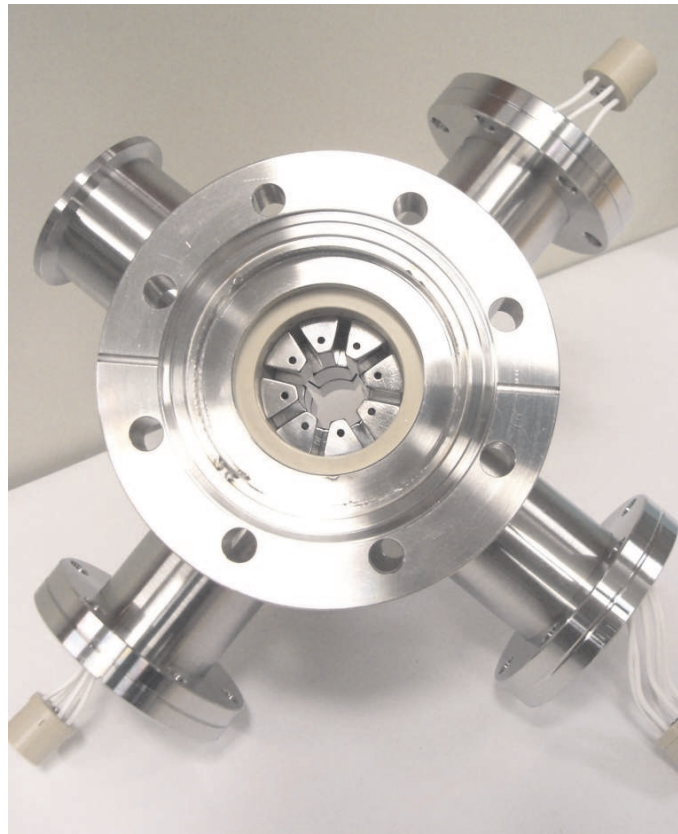


Abbildung 6.21: Blick in das zusammengebaute Säulensegment des Justageablenkers und des zweiten Stigmators von unten nach oben. Zu sehen sind vorne die acht Pole des Stigmators inklusive der Entlüftungsbohrungen, weiter hinten die zwei Ablenketagen bestehend aus je vier Polen und seitlich die vakuumseitigen Stecker der Siebenfach-Durchführungen. Diese sind deutlich kleiner als im Fall der Objektivlinse, da für diese Durchführungen ein CF40-Flansch gewählt werden konnte. Der Innendurchmesser beträgt sowohl für den Justageablenker als auch für den zweiten Stigmator 18.0 mm.

Kapitel 7

Elektronik

7.1 Potentialverlauf

Als erste Übersicht ist in Abbildung 7.1 in Analogie zu Abbildung 2.1 ein vereinfachter Potential- und Spannungsverlauf sowie eine schematische Zeichnung der ionenoptischen Säule dieser Arbeit für den Betriebsmodus *AaA* dargestellt. Im Gegensatz zu dem gezeigten Potentialverlauf verläuft der reale Potentialverlauf deutlich weicher. Außerdem erreicht der Potentialwert auf der optischen Achse nur für lange Elemente den Wert, der an der entsprechenden Elektrode vorherrscht. Für kurze Elemente ist er stets etwas kleiner.

7.2 Emitter und Extraktor

Der Schmelzpunkt von Gallium liegt bei 29.6 °C, so dass Ga-LMIS in der Regel keinen dauerhaften Heizstrom benötigen. Lediglich bei der Inbetriebnahme, einer späteren Konditionierung oder manchmal auch zur Stabilisierung können Heizströme von bis zu 2.0 A notwendig sein. Da in der ionenoptischen Säule im Anschluss an diese Arbeit auch Emitter mit anderen Materialien zum Einsatz kommen sollen, wird die Emitter-Versorgung schon jetzt so hoch dimensioniert, dass Heizströme von bis zu 5.0 A bereitgestellt werden können. Damit ist es möglich, Indium-Emitter (mit einer Schmelztemperatur von $T_m = 157.0$ °C), Zinn-Emitter ($T_m = 232.0$ °C) und sogar Emitter auf Basis einer Gold-Silizium-Legierung ($T_m = 365.0$ °C) zu betreiben.

Um einer Langzeitdrift der Emission entgegenzuwirken und damit den defokussierenden Effekt, der durch den Raumladungsanteil der Coulomb-Wechselwirkung entsteht, konstant zu halten, kann die Emitter-Versorgung den Emissionsstrom automatisch auf einen vorgegebenen Wert regeln. Da sich die Emission mitunter sehr schnell und völlig unvorhersagbar ändert, kann die Extraktorspannung von der Versorgung nur um maximal ± 100 V verändert werden. Größere Schwankungen müssen von Hand ausgeglichen

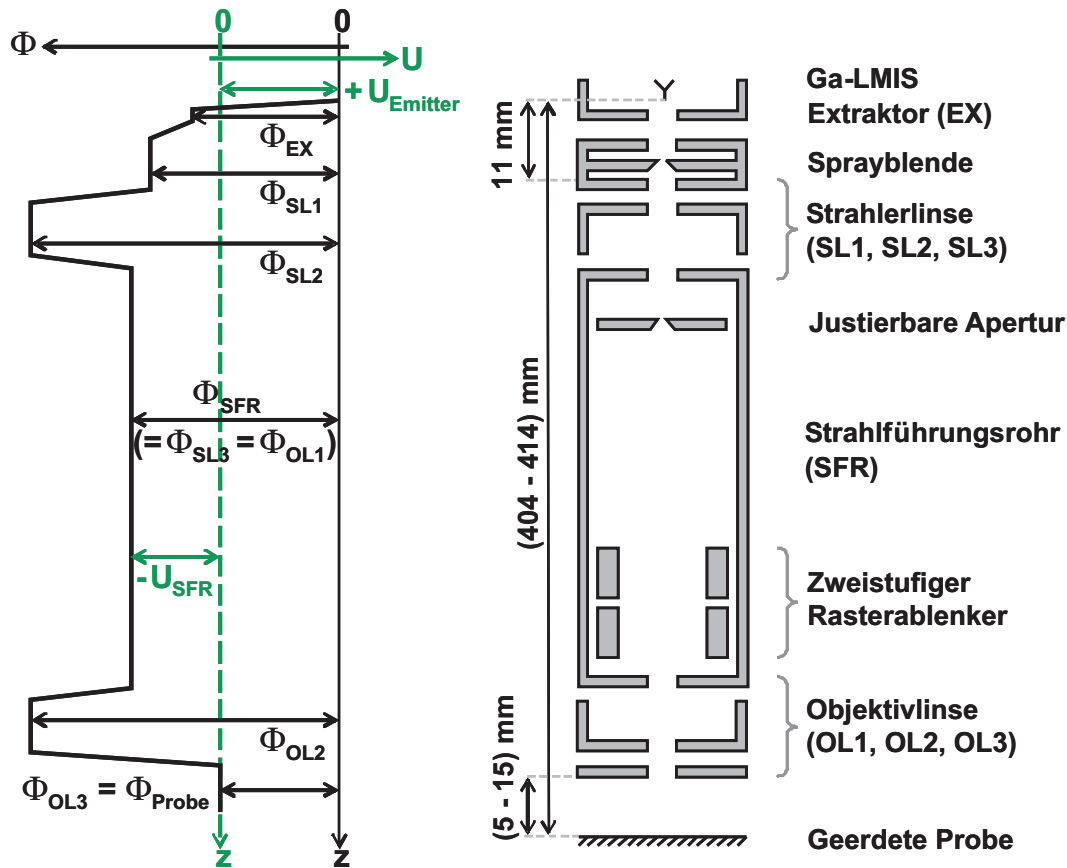


Abbildung 7.1: Vereinfachter Potential- und Spannungsverlauf der ionenoptischen Säule dieser Arbeit. Der dargestellte Betriebsmodus ist *AaA*. Das kinetische Potential des Extraktors beträgt $\Phi_{EX} = 4.5$ kV, das der ersten Elektrode der Strahlerlinse $\Phi_{SL1} = 5.4$ kV. Das massebezogene Potential des Strahlführungsrohrs beträgt minimal $U_{SFR} = -10.0$ kV. Die Probe ist geerdet und abhängig vom Arbeitsabstand beinahe oder tatsächlich feldfrei.

werden.

7.3 Rasterdoppelablenker

Da die Spannungsversorgung des Rasterdoppelablenkers mit überlagertem Justageablenker und Stigmator auf das Potential des Strahlführungsrohrs bezogen wird, kann nicht auf eine kommerzielle Versorgung zurückgegriffen werden. Allerdings wurde im Rahmen der in [65] vorgestellten Arbeit eine Spannungsversorgung für eine miniaturisierte elektronenoptische Säule entwickelt, aufgebaut und getestet, die fast den gleichen Anforderungen genügt, die an die Versorgung des Rasterdoppelablenkers dieser

Arbeit gestellt werden. Weil die Spannungsversorgung in ihrer Funktionalität unverändert übernommen wird, soll hier nur kurz auf die Spannungsbelegung der einzelnen Pole eingegangen werden (Tabelle 7.1). Die Pole sind so angeordnet, dass die positive x -Achse zwischen den Polen 1 und 8 der oberen und den Polen 4 und 5 der unteren Ablenketage verläuft.

Pol	Rasterspannung	Justagespannung	Stigmatorspannung
1	$U_{R1,x} + (1 - \sqrt{2}) U_{R1,y}$	$U_{J1,x} + (1 - \sqrt{2}) U_{J1,y}$	–
2	$(\sqrt{2} - 1) U_{R1,x} - U_{R1,y}$	$(\sqrt{2} - 1) U_{J1,x} - U_{J1,y}$	–
3	$(1 - \sqrt{2}) U_{R1,x} - U_{R1,y}$	$(1 - \sqrt{2}) U_{J1,x} - U_{J1,y}$	–
4	$-U_{R1,x} + (1 - \sqrt{2}) U_{R1,y}$	$-U_{J1,x} + (1 - \sqrt{2}) U_{J1,y}$	–
5	$-U_{R1,x} + (\sqrt{2} - 1) U_{R1,y}$	$-U_{J1,x} + (\sqrt{2} - 1) U_{J1,y}$	–
6	$(1 - \sqrt{2}) U_{R1,x} + U_{R1,y}$	$(1 - \sqrt{2}) U_{J1,x} + U_{J1,y}$	–
7	$(\sqrt{2} - 1) U_{R1,x} + U_{R1,y}$	$(\sqrt{2} - 1) U_{J1,x} + U_{J1,y}$	–
8	$U_{R1,x} + (\sqrt{2} - 1) U_{R1,y}$	$U_{J1,x} + (\sqrt{2} - 1) U_{J1,y}$	–

(a) Obere Ablenketage.

Pol	Rasterspannung	Justagespannung	Stigmatorspannung
1	$-U_{R2,x} + (\sqrt{2} - 1) U_{R2,y}$	$-U_{J2,x} + (1 - \sqrt{2}) U_{J2,y}$	$U_{Q1} + U_{Off,x}$
2	$(1 - \sqrt{2}) U_{R2,x} + U_{R2,y}$	$(1 - \sqrt{2}) U_{J2,x} - U_{J2,y}$	$-U_{Q2} + U_{Off,y}$
3	$(\sqrt{2} - 1) U_{R2,x} + U_{R2,y}$	$(\sqrt{2} - 1) U_{J2,x} - U_{J2,y}$	$-U_{Q1} + U_{Off,y}$
4	$U_{R2,x} + (\sqrt{2} - 1) U_{R2,y}$	$U_{J2,x} + (1 - \sqrt{2}) U_{J2,y}$	$U_{Q2} - U_{Off,x}$
5	$U_{R2,x} + (1 - \sqrt{2}) U_{R2,y}$	$U_{J2,x} + (\sqrt{2} - 1) U_{J2,y}$	$U_{Q1} - U_{Off,x}$
6	$(\sqrt{2} - 1) U_{R2,x} - U_{R2,y}$	$(\sqrt{2} - 1) U_{J2,x} + U_{J2,y}$	$-U_{Q2} - U_{Off,y}$
7	$(1 - \sqrt{2}) U_{R2,x} - U_{R2,y}$	$(1 - \sqrt{2}) U_{J2,x} + U_{J2,y}$	$-U_{Q1} - U_{Off,y}$
8	$-U_{R2,x} + (1 - \sqrt{2}) U_{R2,y}$	$-U_{J2,x} + (\sqrt{2} - 1) U_{J2,y}$	$U_{Q2} + U_{Off,x}$

(b) Untere Ablenketage.

Tabelle 7.1: Spannungsbelegung des Rasterdoppelablenkers mit überlagertem Justageablenker und Stigmator. Weitere Details zu den einzelnen Spannungen finden sich im Text.

Die Spannungen $U_{R1,x}$, $U_{R1,y}$, $U_{R2,x}$ und $U_{R2,y}$ werden von den Signalen der Rastereinheit ADDA II und zwei einstellbaren Faktoren abgeleitet und können jeweils maximal ± 750 V betragen: Der erste Faktor kann nur diskrete Werte zwischen 2.5 und 750.0 V annehmen und bestimmt in Abhängigkeit des Arbeitsabstands die Größe des Rasterfelds. Der zweite Faktor bestimmt das Verhältnis von oberer zu unterer Ablenketage.

Da die untere Ablenketage den Ionenstrahl auf die andere Seite der optischen Achse bringen muss, kann der Faktor zwischen oberer und unterer Ablenketage nur Werte zwischen 0 und 1 annehmen. Die Spannungen $U_{J1,x}$, $U_{J1,y}$, $U_{J2,x}$ und $U_{J2,y}$ des Justageablenkers ebenso wie die Spannungen U_{err} , $U_{Off,x}$, $U_{Off,y}$ und der Drehwinkel θ_{Stig} des drehbaren Stigmators können mit Hilfe von Potentiometern eingestellt werden. Die Spannungen U_{Q1} und U_{Q2} ergeben sich aus diesen Werten gemäß

$$U_{Q1} = U_{err} \sin(2 \cdot (\theta_{Stig} + 22.5^\circ)) \quad (7.1)$$

und

$$U_{Q2} = U_{err} \cos(2 \cdot (\theta_{Stig} + 22.5^\circ)) . \quad (7.2)$$

Die Justagespannungen können maximal ± 600 V, die Spannungen des Stigmators jeweils maximal ± 200 V betragen. An einem Pol der oberen Ablenketage kann somit maximal eine Spannung von 1.9 kV anliegen, an einem Pol der unteren Ablenketage maximal eine Spannung von 2.3 kV.

Um den Sattelpunkt des Stigmators mit Hilfe der Offset-Spannungen $U_{Off,x}$ und $U_{Off,y}$ auf die optische Achse bringen zu können, bietet die Spannungsversorgung auch die Möglichkeit einer sinusförmigen Modulation der Stigmatorerregung. Gewobbelt wird dabei um die halbe eingestellte Spannung $\frac{1}{2} U_{err}$ mit einer Amplitude von $\frac{1}{2} U_{err}$, so dass während der Modulation maximal ein Potential von U_{err} auftreten kann.

7.4 Rastereinheit

Die verwendete Rastereinheit ADDA II (Soft Imaging System GmbH) kontrolliert im aktiven Modus mit Hilfe zweier Sägezahngeneratoren das Rastern des Ionenstrahls über die Probe. Das maximale Pixelfeld beträgt 4096×4096 Pixel, die maximale Ausgangsspannung ist 10 V. Parallel zur Rasterung des Strahls wird das Detektorsignal des Photomultipliers mit einer Frequenz von 10 MHz digitalisiert und über optische Kabel zum Computer weitergeleitet, wobei für den Intensitätswert eines Pixels 12 Bit, also 4096 Graustufen zur Verfügung stehen. Das Ergebnis wird mit Hilfe der *analySIS*®-Software (Soft Imaging System GmbH) dargestellt und ausgewertet. Die gewählten Einstellungen für die Bildaufnahme sind in Abbildung 7.2 gezeigt.

Eine Empfindlichkeit von 100 % bedeutet, dass der Spannungsbereich des Signalwegs vollständig ausgenutzt wird. Im Fall des Sekundärelektronensignals heißt das, dass nur bei einer Maximalspannung von 10 V die maximale Pixelintensität (weiß) und nur bei einer Minimalspannung von 0 V die minimale Pixelintensität (schwarz) gesetzt wird. Für eine Aufnahme wird nicht über mehrere Aufnahmen gemittelt, so dass das Rauschen und der Dynamikumfang der gezeigten Aufnahmen dem tatsächlichen Rauschen und dem tatsächlichen Dynamikumfang entsprechen. Das Rastern erfolgt netzsynchron. Das heißt, dass der Ionenstrahl eine neue Zeile immer zur gleichen Phasenlage des Netzstroms beginnt. So wird das störende Netzbrummen unterdrückt. Da die ionenoptische

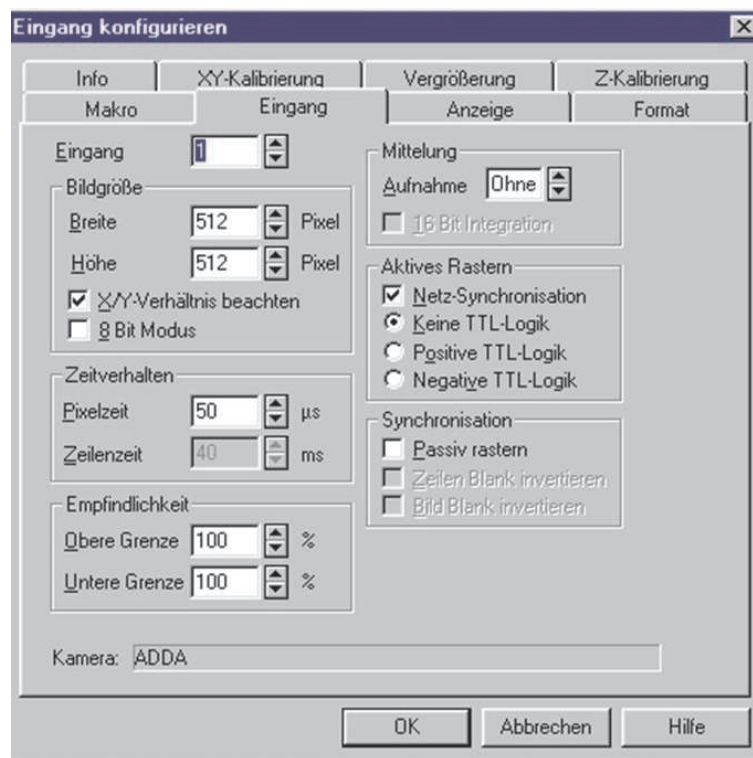


Abbildung 7.2: Eingang „Netzsynchro“. Diese Einstellungen werden für alle in dieser Arbeit gezeigten Aufnahmen verwendet und sind auch für Messungen mit dem Faraday-Becher gültig. Die Bildgröße beträgt 512×512 Pixel, die Pixelzeit ist $50 \mu\text{s}$. Das Rastern erfolgt netzsynchro.

Säule dieser Arbeit für das Umschalten in den externen Steuerungsmodus kein Steuersignal benötigt, ist der Punkt „Keine TTL-Logik“ aktiviert.

Die verwendete Probenkammer des Elektronenmikroskops Stereoscan 180 Scanning (Cambridge Instruments) verfügt bereits über eine Einheit zur Detektion der Sekundärelektronen. Sie besteht aus Absaugnetz, Szintillator und Lichtleiter. Das Absaugnetz kann mit einem massebezogenen Potential von bis zu $+400 \text{ V}$ beaufschlagt werden, der Szintillator benötigt ein massebezogenes Potential von $+12.0 \text{ kV}$. Im Anschluss an den Lichtleiter wird ein Photomultiplier vom Typ H5784 (Hamamatsu) verwendet. Dieser erkennt Licht im Bereich von 300 bis 650 nm , das Ausgangssignal beträgt maximal $+10 \text{ V}$ und die Bandbreite überdeckt den Frequenzbereich von 0 bis 20 kHz . Um das Rauschen des Photomultipliers abschätzen zu können, wurde sein Ausgangssignal ohne Ionenstrahl gemessen: Es beträgt 1.4 mV und kann damit vernachlässigt werden. Die entsprechenden Einstellungen in der *analySIS*[©]-Software sind in Abbildung 7.3 gezeigt, wobei die Werte „Filter half width“ und „Back retrace“ gemäß den Empfehlungen in [66] gewählt sind. Neben dem Sekundärelektronensignal wird auch das Signal

des Faraday-Bechers zur Bildaufnahme verwendet. Die entsprechenden Spannungswerte bewegen sich zwischen 0.1 und 0.3 V. Aufgrund der positiven Ladung der Ionen fließt der Strom bei der Faraday-Becher-Messung gerade andersherum als im Fall eines Elektronenstrahls. Passt man das Vorzeichen nicht an (wie in diesem Fall), ergibt sich ein umgekehrter Kontrast, so dass die Messungen mit dem Faraday-Becher rein optisch denen, die mit Hilfe der Sekundärelektronen aufgenommen wurden, entsprechen. Das heißt, auch im Fall des Faraday-Becher-Signals sind die Löcher eines Gitters schwarz, obwohl an diesen Stellen der gemessene Strom maximal ist. Für die Auswertung ist das unerheblich, das Auge kann die Messungen allerdings besser vergleichen.

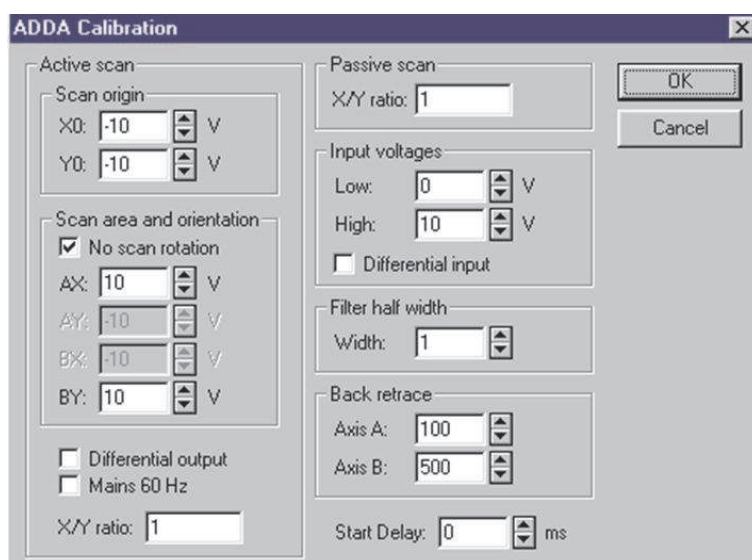


Abbildung 7.3: Kalibrierung der ADDA II gemäß den Eigenschaften des verwendeten Photomultipliers. Die entsprechenden Eingangsspannungen für die gezeigten Messungen mit dem Faraday-Becher sind 0.1 und 0.3 V.

Das luftseitige Signalkabel des Faraday-Bechers ist triaxial. Da es keine geeigneten triaxialen Durchführungen und Stecker gibt, werden vakuumseitig koaxiale Elemente verwendet. Um das Einkoppeln von Störsignalen zu verhindern und eine Aufladung der Isolation zu vermeiden, wird das vakuumseitige koaxiale Signalkabel in einen zusätzlichen Schirm gehüllt. Dieser ist mit der Kammer verbunden und endet kurz vor dem Faraday-Becher.

7.5 Erdungskonzept

Aufgrund der Komplexität der ionenoptischen Säule ist es nicht möglich, die benötigten Potentiale von einer einzigen Spannungsversorgung abzuleiten. Da sich aufgrund

des endlichen Widerstands der Erdleitung die Potentiale verschiedener Erdungspunkte deutlich voneinander unterscheiden können, wird das Bezugspotential aller massebezogener Versorgungen von einem zentralen Erdungspunkt in der Nähe der ionenoptischen Säule abgegriffen (sternförmige Erdung). Um das Einkoppeln von Störfeldern über Erdschleifen zu verhindern, werden Schirme, sofern das möglich ist, nur auf der Seite der Spannungsversorgung angeschlossen und enden unmittelbar vor der ionenoptischen Säule. Geerdete Versorgungen, bei denen es nicht ohne weiteres möglich ist, den Schirm zu unterbrechen, werden über einen Trenntrafo versorgt. Ihr Massepotential beziehen sie von der ionenoptischen Säule über eine Schraubverbindung.

Da Erdschleifen zum Beispiel auch über den mechanischen Kontakt zweier geerdeter Gehäuse entstehen können, werden alle Spannungsversorgungen, die nicht über Gummifüßchen verfügen, auf isolierende Trovidur[®]-Böden gestellt. Für eine kontaktfreie Verbindung zwischen Vorpumpe und Turbomolekular-Pumpe sowie zwischen Stromausfallfluter und Turbomolekular-Pumpe werden die Standard-Dichtungsteile von Kleinflanschen jeweils durch einen Zentrierring aus POM (Polyoxymethylen) und eine spezielle Kunststoffschelle ersetzt. Das Gleiche gilt für die Verbindung von Vakuummesszelle und ionenoptischer Säule im Hochvakuumbereich.

Die einzigen verbleibenden Erdschleifen des Systems werden durch die Ionenzerstäuber-Pumpe und den Szintillator verursacht (Abbildungen 7.4 und 7.5). Da bei dem Betrieb der Ionenzerstäuber-Pumpe gefährlich hohe Ströme auftreten und die Szintillator-Versorgung Teil einer in sich geschlossenen kommerziellen Einheit ist, werden die Ionenzerstäuber-Pumpe und der Szintillator über eine unterbrechungsfreie Stromversorgung (USV) versorgt, so dass die beiden Erdschleifen, falls sie einen nicht vernachlässigbaren Einfluss auf die Messung haben, für den Zeitraum der Messung unterbrochen werden können.

Mit Hilfe derselben USV ist im Falle eines Stromausfalls sichergestellt, dass das Vakuum im Emitterbereich aufrecht erhalten wird. Das elektropneumatische Vakuumventil schließt im stromlosen Zustand automatisch. Der Kammerbereich wird mit Stickstoff belüftet. Ein Unterspannungsschutz sorgt außerdem dafür, dass nach einem Stromausfall insbesondere die Hochspannungsversorgungen nicht unkontrolliert ihren Dienst wiederaufnehmen können.

Wird die ionenoptische Säule betrieben, während sich der Ventilteller des Vakuumventils noch nicht in seiner Endposition befindet, kann der Ionenstrahl auf den O-Ring des Ventiltellers treffen und diesen so sehr beschädigen, dass dieser ausgetauscht werden muss. Deshalb zeigen zwei LEDs direkt an dem Ventilkästchen an, ob das Ventil tatsächlich ganz geöffnet oder ganz geschlossen ist.

Das Steuerungskästchen „Pumpenwächter“ sorgt dafür, dass bei einem Ausfall der Turbomolekular-Pumpe auch die Vorpumpe ausgeschaltet wird. Aufgrund der geringen Gegengasströmung bei ausgeschalteter Turbomolekular-Pumpe würde andernfalls über das während des Betriebs geöffnete Rückschlagventil der Vorpumpe vermehrt Öldampf

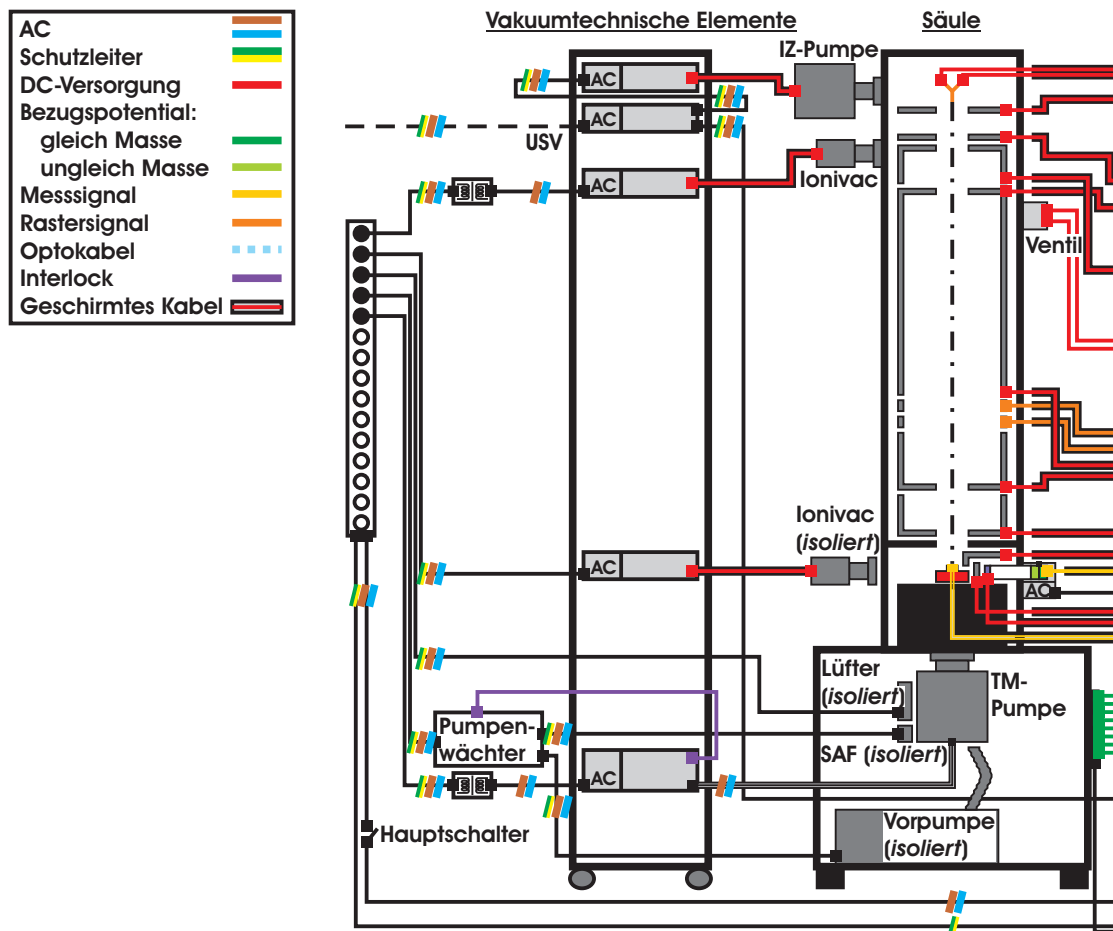


Abbildung 7.4: Verkabelungsplan des vakuumtechnischen Teils der Säule. „IZ-Pumpe“ ist die Ionenzerstäuber-Pumpe, „Ionivac“ sind Fullrange-Messzellen, „SAF“ bedeutet Stromausfallfluter und „TM-Pumpe“ ist die Turbomolekular-Pumpe. Die kommerziellen Versorgungen im Rack von oben nach unten sind: NIZ 2 (Leybold-Heraeus), Smart-UPS 2200 (APC), Center One (Leybold), Combivac IT23 (Leybold) und Turbotronik NT151/361 (Leybold-Heraeus).

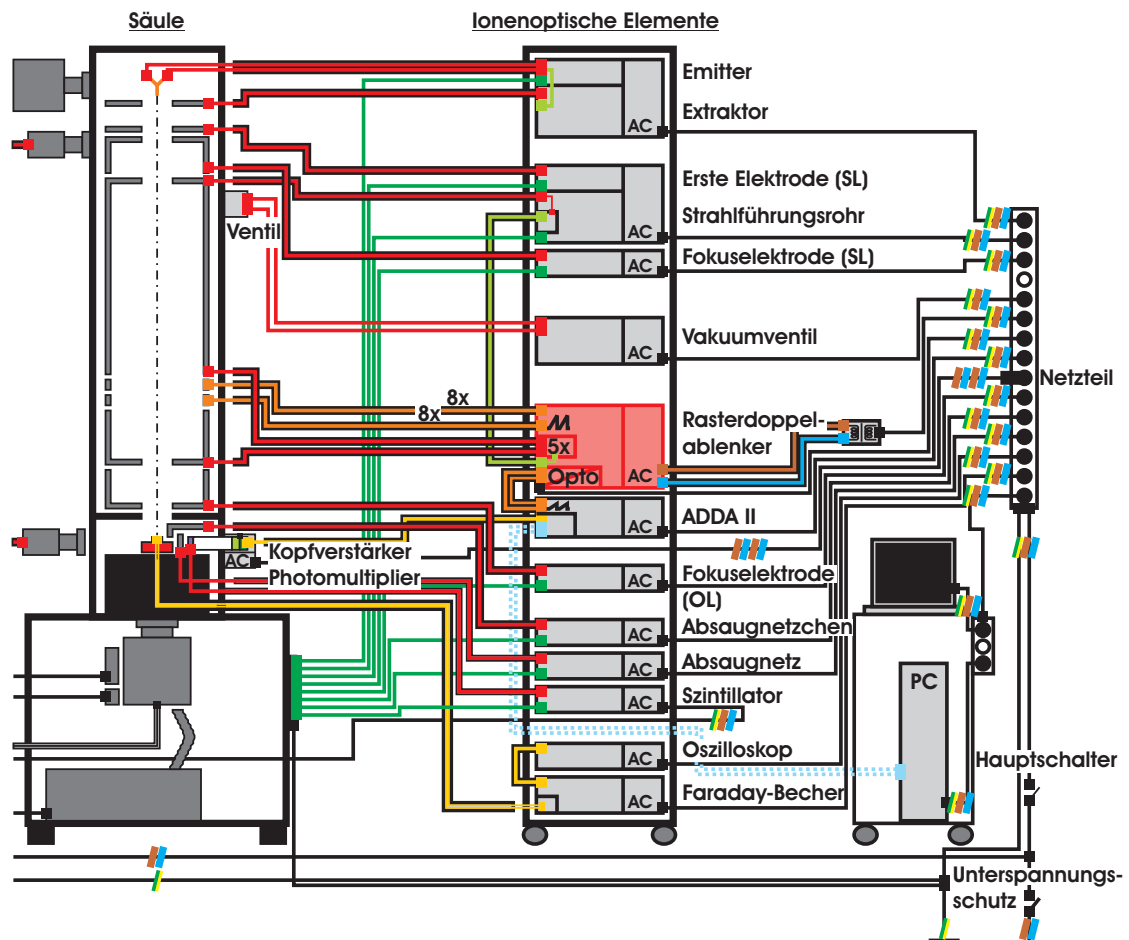


Abbildung 7.5: Verkabelungsplan des ionenoptischen Teils der Säule. „8x“ bedeutet, dass das entsprechende Kabel in achtfacher Ausführung vorhanden ist. „5x“ bedeutet, dass die Versorgung des Rasterdoppelablenkers über fünf solcher Ausgänge verfügt. „Opto“ heißt, dass ein Teil der Signalstrecke über optische Kabel verläuft. Eine rote Kiste bedeutet, dass das Gehäuse aus Trovidur[®] besteht. Die kommerziellen Versorgungen im Rack von oben nach unten sind: 24 K 24 R 5:5 Gleichstromversorgung (Gossen), ADDA II (Soft Imaging System GmbH), HNCs 50000-5 (Heinzinger), MCN 35-200 (FHG), MCN 140-350 (FHG), HCN 35-12500 (FUG), TDS 1002 (Tektronix) und 428/427 Current Amplifier (Keithley). Die Hochspannungsmodule der nicht-kommerziellen Versorgungen sind in Kapitel 7.6 beschrieben.

in die Kammer gelangen [67].

7.6 Stabilität und tatsächliche Spannung

Die Eigenschaften der verwendeten Hochspannungsmodule sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst. Für die Fokuselektrode der Objektivlinse wird ein kommerzielles negatives 50 kV-Hochspannungsnetzteil vom Typ HNCs 50000-5 (Heinzinger) verwendet. Die Restwelligkeit beträgt bei -30.0 kV maximal ± 150 mV. Der Maximalstrom ist 5.0 mA.

Optisches Element	Hochspannungsmodul	U_{max} [kV]	δU [mV]	I_{max} [mA]
Emitter	HP5P	+5.0	± 10	2.0
Extraktor	HP6R	± 6.0	± 20	2.0
Erste Elektrode der Strahlerlinse	HP5N	-5.0	± 10	2.0
Fokuselektrode der Strahlerlinse	LS030N	-30.0	± 15	0.033
Strahlführungsrohr	HP10N	-10.0	± 25	1.0

Tabelle 7.2: Verwendete Hochspannungsmodule (Applied Kilovolts). Die angegebene Restwelligkeit δU bezieht sich auf die Maximalspannung U_{max} . Für kleinere Spannungen ist sie entsprechend geringer.

Da beim Einschalten des Hochspannungsmoduls LS030N eine Spannungsspitze von bis zu -700 V entsteht, wird der Ausgang der entsprechenden Hochspannungsversorgung erst mit einigen Sekunden Verzögerung freigegeben.

Für einen Vergleich zwischen Simulation und Experiment müssen sämtliche Parameter bekannt sein. Deshalb wurden die von den verwendeten Versorgungen ausgegebenen Spannungen mit Hilfe eines Tischmultimeters vom Typ 34401A (Agilent) und einem Hochspannungstastkopf vom Typ 80K-40 (Fluke) gemessen und mit den angezeigten Werten verglichen. Dabei zeigte sich, dass das Verhältnis von gemessener zu eingestellter Spannung nicht konstant ist. Der Offset der Anzeige wurde daraufhin so eingestellt, dass die Anzeige im mittleren Spannungsbereich der jeweiligen Versorgung den richtigen Wert anzeigt. Je nach Modul kann es in den anderen Bereichen zu Abweichungen von bis zu 0.4 % kommen. Bei einer sehr großen Erregung einer der Fokuselektroden beläuft sich der Anzeigefehler auf knapp 100 V.

7.7 Justage

Um den Ionenstrahl mit Hilfe des Justageablenkers optimal durch die Objektivlinse zu führen, wird das Potential der Fokuselektrode der Objektivlinse sinusförmig moduliert. Die stete Veränderung der Brennweite der Objektivlinse führt dazu, dass das Bild auswandert, wenn der Ionenstrahl schräg in die Linse einfällt. Trifft man die Linse optimal, sieht man nur noch ein Atmen des Bilds von scharf zu unscharf und wieder zurück. Da die verwendete Spannungsversorgung diese Funktionalität nicht beinhaltet, werden für die Strahljustage in den Fußpunkt der Spannungsversorgung zusätzlich ein Funktionengenerator und ein Spannungsverstärker eingebracht (Abbildung 7.6). Um keine Erdschleife zu erzeugen, wird der Funktionengenerator über einen Trenntrafo gespeist. Der Funktionengenerator erzeugt ein Sägezahnsignal mit einer Frequenz von 10 Hz und einer Amplitude von 15 V. Diese wird von dem Spannungsverstärker um das 2^4 -fache auf etwa 240 V verstärkt.

Die gewählten Einstellungen der analysIS[®]-Software für die Bildaufnahme während des Wobbelns sind in Abbildung 7.7 gezeigt.

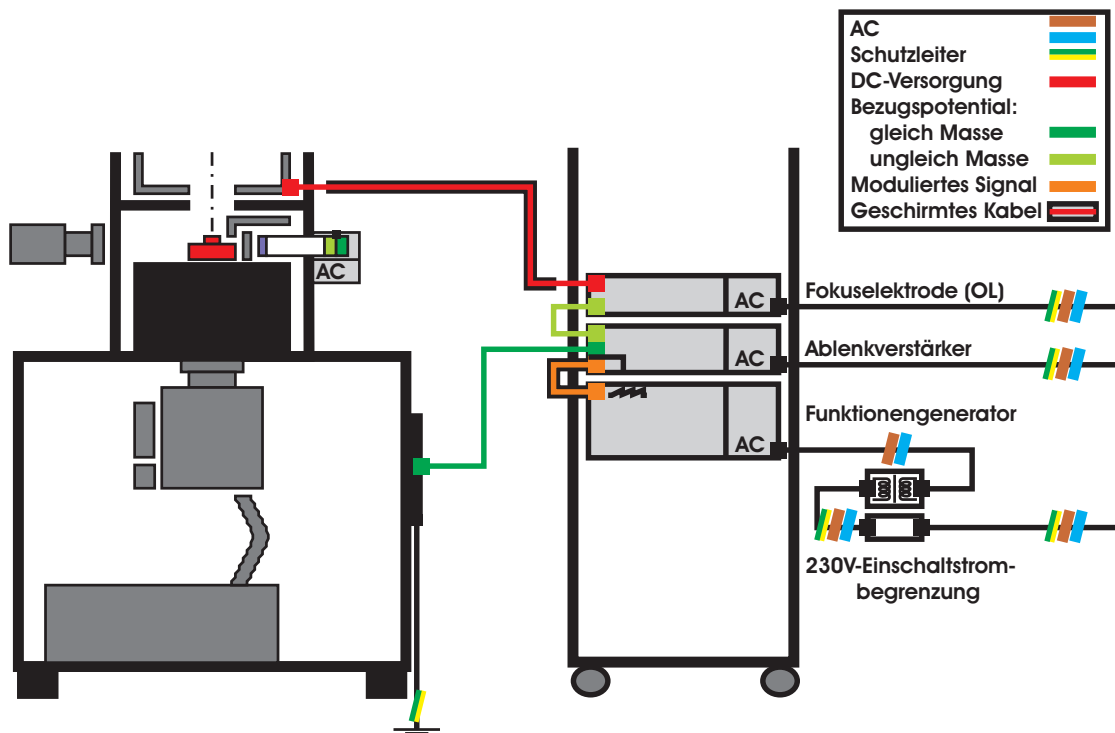


Abbildung 7.6: Verkabelungsplan für das Wobbeln der Fokuselektrode der Objektivlinse. Der Typ des Funktionengenerators ist FG 216 (Wandel & Goltermann).

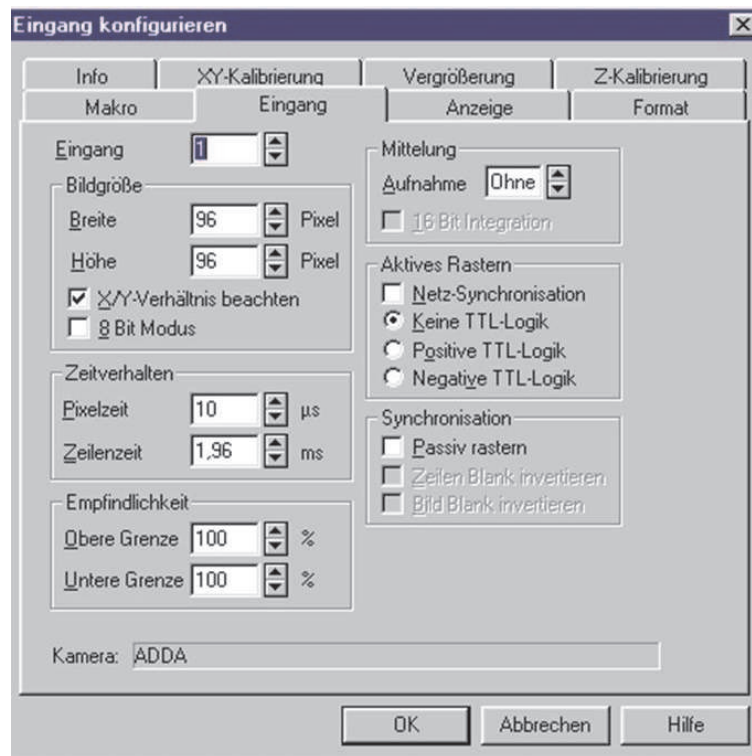


Abbildung 7.7: Eingang „Wobbeln“. Diese Einstellungen werden ausschließlich für das Wobbeln verwendet. Die Bildgröße beträgt 96×96 Pixel, die Pixelzeit ist $10 \mu\text{s}$. Das Rastern erfolgt nicht netzsynchron.

Kapitel 8

Experimenteller Aufbau

8.1 Aufbau

In den Abbildungen 8.1 und 8.2 sind die Front- und die Rückenansicht des Laboraufbaus der ionenoptischen Säule ohne zusätzlichen Justageablenker gezeigt.

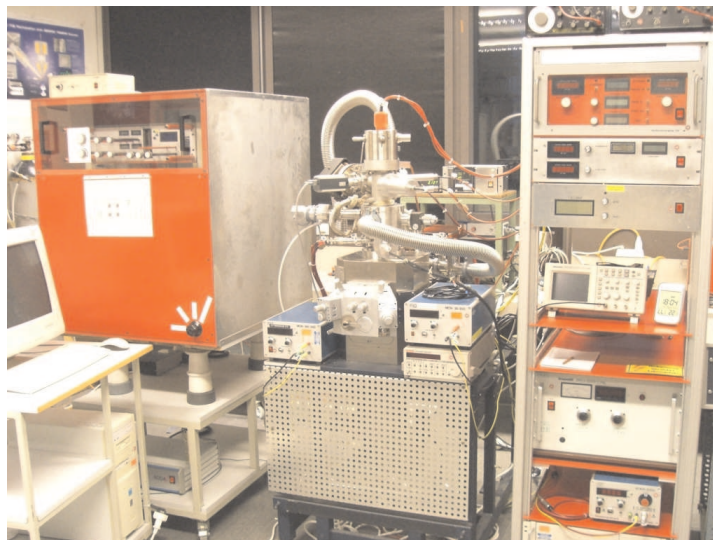


Abbildung 8.1: Frontansicht des Laboraufbaus inklusive der Spannungsversorungen. Der Computer ganz links unten steuert die ADDA II, die große Versorgung rechts daneben ist die Versorgung des Rasterdoppelablenkers und die zwei blauen Labornetzgeräte rechts und links der Säule versorgen das Netz und das Netzchen des Sekundärelektronenwegs. Im Rack auf der rechten Seite stehen die Versorgungen für den Emitter, den Extraktor, die beiden Immersionslinsen und das Strahlführungsrohr. Diese sind so aufgestellt, dass kein elektrischer Kontakt zwischen Gehäuse und geerdetem Rack besteht.

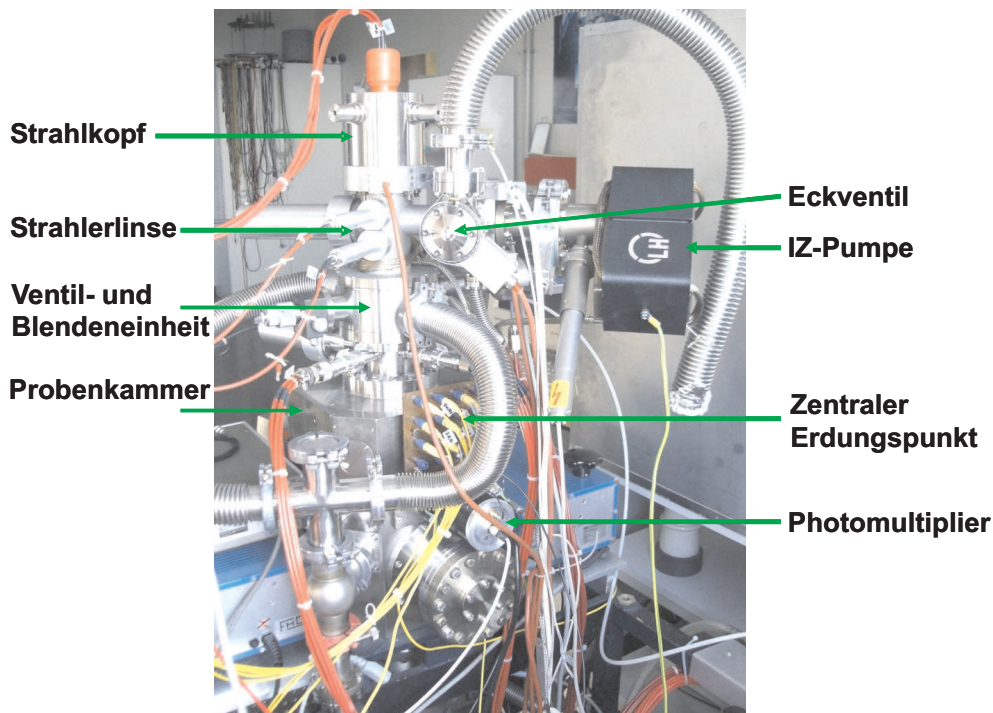


Abbildung 8.2: Rückenansicht des Laboraufbaus. Im Bereich der Strahlerlinse sind die speziell entwickelten luftseitigen Stecker für die beiden 20 kV- und die 30 kV-Durchführung zu sehen. In der Mitte der Säule kann man außerdem die Anschlussplatte für die sternförmige Erdung erkennen. Zum Anpumpen und Ausheizen des Emitter- und Strahlerlinsenbereichs wird an den Vakuumschlauch oben und rechts im Bild eine zweite Turbomolekular-Pumpe angeschlossen und das Eckventil geöffnet.

Im Rahmen dieser Arbeit werden folgende Blenden verwendet: Die Sprayblende hat einen Bohrungsdurchmesser von $100\ \mu\text{m}$. Die beiden Druckstufenblenden haben jeweils einen Durchmesser von $1000\ \mu\text{m}$. Als Aperturblenden stehen die Durchmesser 70 , 100 und $200\ \mu\text{m}$ zur Verfügung, wobei die kleinste Blende nahe des Strahls und die größte Blende nahe des Gehäuses eingebaut ist. Die feldbegrenzende Blende im Anschluss an die Objektivlinse hat einen Durchmesser von $1000\ \mu\text{m}$.

Entfernt man den Probenstisch, erhält man Einblick in die Probenkammer (Abbildung 8.3) und kann den Sekundärelektronenweg überprüfen: Man erkennt auch auf Höhe des Absaugnetzchens noch ein Stückchen des Szintillators, so dass auch im Fall eines Arbeitsabstands von $5.0\ \text{mm}$ ein ausreichend großes Sekundärelektronensignal erwartet werden kann.

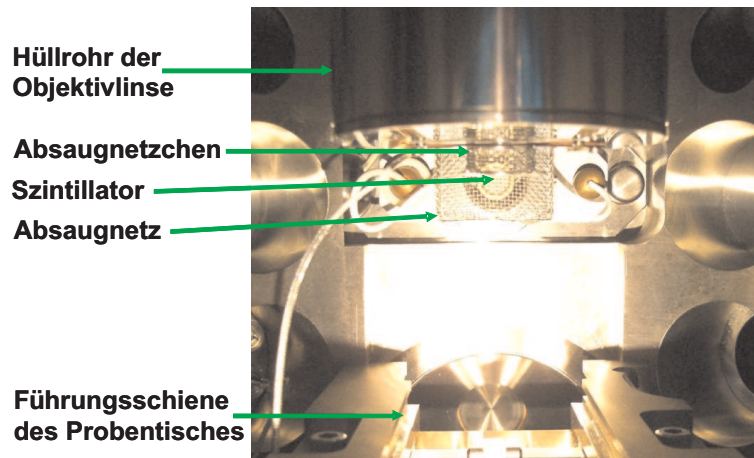


Abbildung 8.3: Sekundärelektronenweg. Zu sehen ist die in die Kammer ragende Objektivlinse, das daran befestigte Absaugnetzchen und weiter hinten das Absaugnetz über dem (runden) Szintillator. Der Außendurchmesser des Hüllrohrs der Objektivlinse beträgt 84.0 mm.

8.2 Vakuum

Das Vakuum im Kammerbereich wird mit Hilfe einer Kombination aus Vorpumpe, Zeolith-Falle und Turbomolekular-Pumpe erzeugt, das Vakuum im Emitterbereich mit Hilfe einer Ionenzerstäuber-Pumpe. Um ein ausreichend gutes Vakuum erzeugen zu können, ist es wichtig, alle Bauteile gründlich zu reinigen. Deshalb wird in Anlehnung an [68] folgendes Reinigungsverfahren angewendet: Soweit es das Material zulässt, werden in einem ersten Schritt grobe Verunreinigungen mit Aceton entfernt. Anschließend folgen je zehnmünütige Ultraschallbäder in 5-prozentiger TICKOPUR-Lösung (je nach Material TICKOPUR RW77 oder TICKOPUR R30), Wasser, demineralisiertem Wasser und abschließend in Ethanol oder Isopropanol. Die TICKOPUR-Lösung hat eine Temperatur von etwa 60 °C, alle anderen Reinigungsflüssigkeiten haben Zimmertemperatur. Direkt im Anschluss an das letzte Ultraschallbad wird das Bauteil mit einem fusselfreien Tuch abgetrocknet. Eine Ausnahme bilden Bauteile aus PEEK und Bauteile mit Glaskeramik wie zum Beispiel Hochspannungsdurchführungen: Diese werden lediglich in einem Ultraschallbad mit Isopropanol gereinigt. O-Ringe werden mit einem in Ethanol getauchten fusselfreien Tuch gereinigt. Für den Gebrauch bei Zimmertemperatur wird anschließend ein dünner Film Hochvakuumfett aufgetragen. O-Ringe wie zum Beispiel der Dichtring der Ventilbasis, die nicht weit genug von dem Säulenbereich entfernt sind, der ausgeheizt wird, werden nur mit Ethanol gereinigt.

Flüssigmetallionenquellen benötigen ein Vakuum von mindestens $1 \cdot 10^{-6}$ mbar. Um im Emitterbereich ein ausreichend gutes Vakuum zu erzeugen, muss dieser Bereich ausgeheizt werden. Sowohl im Emitter- als auch im Kammerbereich wird eine Fullrange-

Messzelle, eine Kombination aus Heißkathoden-Ionisations-Vakuummeter nach Bayard-Alpert und Wärmeleitungsmessung nach Pirani verwendet. Eine Vakuummesszelle von diesem Typ kann zwar auch bei Normaldruck betrieben werden, allerdings beträgt die maximal zulässige Betriebstemperatur gerade einmal 50 °C , so dass der Druck während des Ausheizens nicht kontrolliert werden kann. Da die Elektronik außerdem nur bei Temperaturen bis 70 °C gelagert werden darf, wird diese vor dem Ausheizen abgenommen. Der eigentliche Sensor hält Temperaturen von bis zu 150 °C stand, so dass für diesen keine Gefahr besteht. Um eine gleichmäßige Temperaturverteilung zu erreichen, wird der gesamte Bereich über dem Vakuumventil einschließlich des Eckventils und des daran angeschlossenen Vakuumschlauchs in Alufolie gehüllt. Mit speziellen Heizmanschetten für CF-Flansche und zusätzlichen Heizbändern wird dieser Bereich schrittweise auf 110 °C erwärmt. Da das Anpumpen von Bauteilen, die längere Zeit bei Normaldruck gelagert wurden oder gar zum ersten Mal im Vakuum verwendet werden, mehr Zeit benötigt als das Anpumpen eines Systems, das für zwei Stunden mit Stickstoff belüftet war, wird die Endtemperatur anfänglich für gut zwei Wochen aufrecht erhalten. Bei normalen Umbauzeiten von ein paar Stunden kann diese Zeitspanne auf drei Tage reduziert werden. Nach dieser Zeit wird das Ausheizen beendet, die Alufolie entfernt und, sobald die Temperatur genügend weit gefallen ist, die Vakuummesszelle wieder in Betrieb genommen. Auf diese Weise kann im Emitterbereich ein Vakuum von $1.7 \cdot 10^{-8}$ mbar erzeugt werden. Das Vakuum im Kammerbereich beträgt typischerweise $1.4 \cdot 10^{-6}$ mbar.

8.3 Hochspannung

Beim Anlegen der Spannungen wird darauf geachtet, dass das aktuelle Potentialgebirge immer dem endgültigen Potentialgebirge ähnelt. Insbesondere wird darauf geachtet, dass sich die Vorzeichen der Potentialdifferenzen nicht umkehren. Das heißt zum Beispiel, dass nicht zuerst das Zielpotential des Strahlführungsrohrs aufgebaut wird, während die Fokuselektroden der beiden Immersionslinsen noch nahezu auf Masse liegen. Stattdessen wird das Potential der beiden Fokuselektroden jeweils um -1.0 kV erniedrigt, bevor anschließend das Potential des Strahlführungsrohrs nachgeführt wird. Dies wird solange wiederholt, bis der endgültige Potentialwert des Strahlführungsrohrs erreicht ist. Im nächsten Schritt werden dann unabhängig voneinander die Potentiale der Fokuselektroden auf ihren Endwert geführt. Dieser Vorgang benötigt etwas Zeit, stellt aber sicher, dass die Isolatoren richtig konditioniert und damit in der Lage sind, die geforderten Potentialdifferenzen aufrechtzuerhalten.

Um das System keinem unnötigen elektrischen Überschlag auszusetzen, wurden bei einem Vorabtest zur Spannungsfestigkeit nur die Potentialdifferenzen untersucht, die gemäß den Simulationen maximal zu erwarten sind. Die Ergebnisse sind in Tabelle 8.1 aufgelistet.

U_{SL1}	U_{SL2}	U_{SFR}	U_{OL2}	U_{OL3}
-5.0 kV	-25.3 kV	-10.0 kV	-22.5 kV	0.0 kV

(a) Massebezogene Potentiale.

$U_{SL2} - U_{SL1}$	$U_{SL2} - U_{SFR}$	$U_{OL2} - U_{SFR}$	$U_{OL2} - U_{OL3}$
-20.3 kV	-15.3 kV	-12.5 kV	-22.5 kV

(b) Potentialdifferenzen.

Tabelle 8.1: Experimentell nachgewiesene Spannungsfestigkeit. Die angegebenen Werte stellen keine Obergrenze für die tatsächliche Spannungsfestigkeit der ionenoptischen Säule dar.

8.4 Flüssigmetallionenquelle

LMIS bestehen typischerweise aus einer Haarnadel, einer feinen Spitze, die in der Mitte der Haarnadel angebracht ist, und einem Tropfen Metall, der sich am entgegen gesetzten Ende der Spitze befindet (Reservoir). Die Spitze ist bereits vor dem Betrieb mit dem Metall des Reservoirs benetzt. Das Metall kann entweder ein reines Metall oder eine Legierung sein. Für den Betrieb muss das Metall des Reservoirs verflüssigt werden. Abhängig von der Schmelztemperatur des Metalls kann es dafür notwendig sein, den Emitter mit Hilfe eines geeigneten Heizstroms zu erwärmen. Bei einer Feldstärke von einigen Volt pro Nanometer bildet sich auf der Spitze ein kleiner Kegel aus flüssigem Metall aus (Taylor-Kegel). Der volle Winkel des Kegels beträgt 98.6° . Die eigentliche Emission findet an einer dünnen, strahlähnlichen Vorwölbung an der Spitze des Kegels statt [69], wobei die Höhe der Vorwölbung proportional zu dem gewählten Emissionsstrom ist [70].

Damit während des Betriebs ausreichend viele, aber nicht zu viele Metallatome vom Reservoir zur Spitze fließen können, müssen der Winkel, der Krümmungsradius und die Oberflächenbeschaffenheit der Spitze sorgfältig aufeinander abgestimmt werden. Die Spitze des Emitters, der in der ionenoptischen Säule dieser Arbeit zum Einsatz kommt, basiert auf einem 0.2 mm dünnen Tantal-Draht. Der Winkel der Tantal-Spitze beträgt 60° , der Krümmungsradius 4 bis 7 μm . Die Oberfläche der Tantal-Spitze ist mechanisch bearbeitet, so dass das Gallium mit der optimalen Geschwindigkeit nachfließen kann.

Alle gezeigten Aufnahmen wurden mit Hilfe eines einzigen Emitters in Kombination mit einem Extraktor aus Titan erstellt. Der Abstand von Emitterspitze zu Extraktor beträgt 650 μm , der Lochdurchmesser des Extraktors 733 μm . Das Verhältnis zwischen diesen beiden Größen beläuft sich auf $650/733 = 0.9$ und ist damit etwas kleiner als 1.0. Der Widerstand des verwendeten Emitters beträgt im angepumpten Zustand 500 m Ω .

Basierend auf dem aktuellen Verständnis der Funktionsweise von LMIS [71] wird bei dem Betrieb darauf geachtet, dass an der Spitze des Emitters sowohl während der Verflüssigungsphase vor dem Betrieb als auch während der Erstarrungsphase nach dem Betrieb ein elektrisches Feld vorherrscht. Die Feldstärke wird so groß gewählt, dass eine Emission gerade noch nicht stattfinden kann. Da der Extraktor einen wesentlichen Einfluss auf die Stabilität der Emission ausübt [72], wird der Extraktor nach jedem Störfall und bei jedem Emittertausch fünfzehn Minuten lang in einer Aluminium-Ätze gereinigt. Diese entfernt die (unebenen) Gallium-Ablagerungen und sorgt dafür, dass sich das hohe Feld zwischen Emitterspitze und Extraktor immer gleich ausbildet.

8.5 Systemjustage

Prinzipiell wird ein optisches System zur Erzeugung einer niederenergetischen Rasterionensonde folgendermaßen justiert:

1. Zuerst wird die Aperturblende mit dem größten Bohrungsdurchmesser bezogen auf ihren Einstellbereich in etwa mittig positioniert.
2. Bei ausgeschalteten Linsen wird der Emitter so lange in den beiden Richtungen senkrecht zur optischen Achse verschoben, bis der Strahlstrom am Ort der Probe maximal ist.
3. Bleibt die Intensität auch bei eingeschalteter Strahlerlinse in etwa gleich, kann zum nächsten Schritt übergegangen werden, andernfalls muss die Position der Aperturblende variiert und die Emitterposition gemäß Schritt 2 nachgeführt werden.
4. Zur Feineinstellung der Emitterposition wird die Strahlerlinse gewobbelt. Durch die stete Veränderung der Brennweite kann man gut erkennen, ob der Strahl senkrecht oder unter einem Winkel in die Linse trifft: Verändert sich die Intensität nur noch minimal, ist die Einstellung optimal.
5. Um den Strahl mit Hilfe des Justageablenkers senkrecht und mittig in die Objektivlinse führen zu können, wird die Objektivlinse eingeschaltet und gewobbelt. Der Justageablenker ist richtig eingestellt, wenn das Bild nicht mehr auswandert, sondern abwechselnd scharf und unscharf wird.
6. Um den Sattelpunkt des Stigmators auf die optische Achse bringen zu können, wird der Stigmator gewobbelt. Ähnlich wie im Fall der Objektivlinse zeigt sich die optimale Einstellung durch ein Bild, das nicht mehr auswandert.
7. Anhand einer Probenstelle, die in zwei senkrecht zueinander stehenden Richtungen das gleiche Muster aufweist, wie zum Beispiel das Loch des Faraday-Bechers

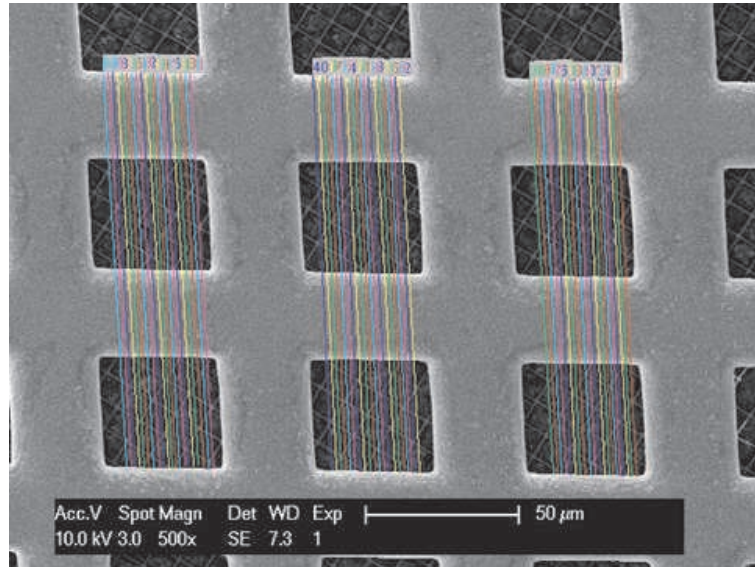
oder ein Loch eines quadratischen Gitters wird die Spannung und der Drehwinkel des Stigmatoren bestimmt.

8. Weisen die Aufnahmen das gewünschte Ergebnis auf, kann die nächst kleinere Aperturblende gewählt und die Justage entsprechend angepasst werden. Andernfalls müssen die vorangegangenen Schritte so lange wiederholt werden, bis das System ausreichend gut justiert ist.

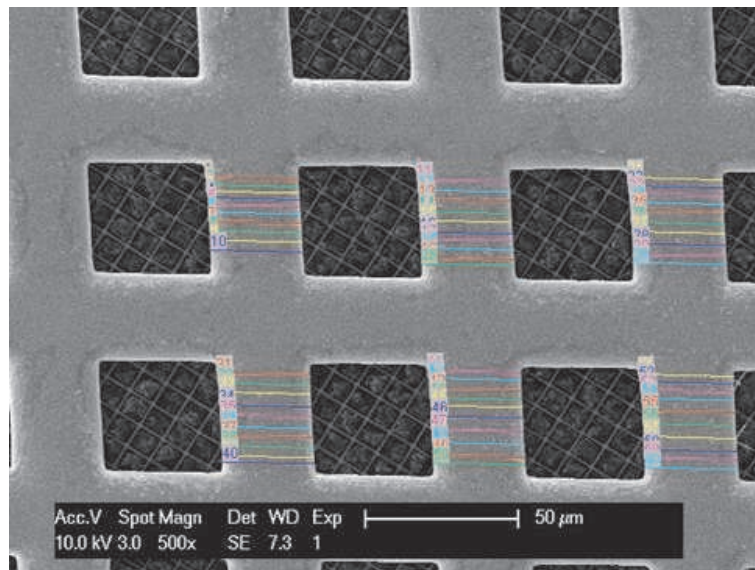
Aufgrund von Fertigungsungenauigkeiten und dem nicht eingebauten zusätzlichen Justageablenker ist es im Fall des Laboraufbaus der ionenoptischen Säule nicht möglich, den Strahl im Einzellinsenmodus, d.h. in dem Modus, in dem sowohl die Strahlerlinse als auch die Objektivlinse als Einzellinse betrieben werden, durch die Säule zu fädeln. Demzufolge kann die Justage des Emitters und der beiden Immersionslinsen nicht entkoppelt voneinander durchgeführt werden. Als sehr hilfreich hat sich an dieser Stelle die abschließende feldbegrenzende Blende erwiesen: Wählt man ein sehr großes Rasterfeld, wird der Ionenstrahl zum Teil auf die Blende gelenkt. Da die ausgelösten Sekundärelektronen nicht zu dem Detektorsystem jenseits der Blende gelangen können, erscheint die eigentliche Blende im Bild schwarz und man erkennt nur in der Mitte der Aufnahme, jenseits der Blendenöffnung einen kleinen Ausschnitt der Probe. Bei einem dejustierten System ist dieser Ausschnitt elliptisch. Durch Verschieben des Emitters und Anpassen der Einstellungen des Justageablenkers wird der Ausschnitt zu einem Kreis geformt. Anschließend können die Schritte 5 bis 8 der obigen Aufzählung wie beschrieben durchgeführt werden.

8.6 Charakterisierung der Probe

Als Probe wird ein Quantifoil[®]-Netzchen vom Typ S 7/2 verwendet. Dabei handelt es sich um einen mit Kohle bedampften Lochfilm aus Formvar mit quadratischen Öffnungen. Die Kantenlänge beträgt $7\ \mu\text{m}$, die Stegbreite $2\ \mu\text{m}$ und die Gitterkonstante damit $9\ \mu\text{m}$. Zur Erhöhung der Leitfähigkeit ist der Film zusätzlich mit einer $20\ \text{nm}$ dünnen Goldschicht bedampft. Die Höhe des Formvar-Films beträgt ebenso wie die Höhe des Kohlefilms etwa $10\ \text{nm}$, so dass sich die Gesamthöhe der Struktur auf $40\ \text{nm}$ beläuft. Der Film liegt auf einem 400er Gitter aus Kupfer mit einer Gitterkonstante von $63\ \mu\text{m}$ und einer Höhe von 10 bis $12\ \mu\text{m}$. Da die Maßangaben nicht besonders genau sind, wurde ein Quantifoil[®]-Netzchen derselben Charge, aus der auch die beiden Netzchen auf dem Probenhalter stammen, mit Hilfe des Rasterelektronenmikroskops XL30 FEG (Philips) untersucht. Die Gitterkonstante und die Stegbreite sowohl des Quantifoil[®]-Netzchens als auch des 400er Gitters wurden in horizontaler und in vertikaler Richtung an jeweils 60 Positionen vermessen (Abbildungen 8.4 und 8.5). Die Ergebnisse sind in Tabelle 8.2 zusammengefasst.

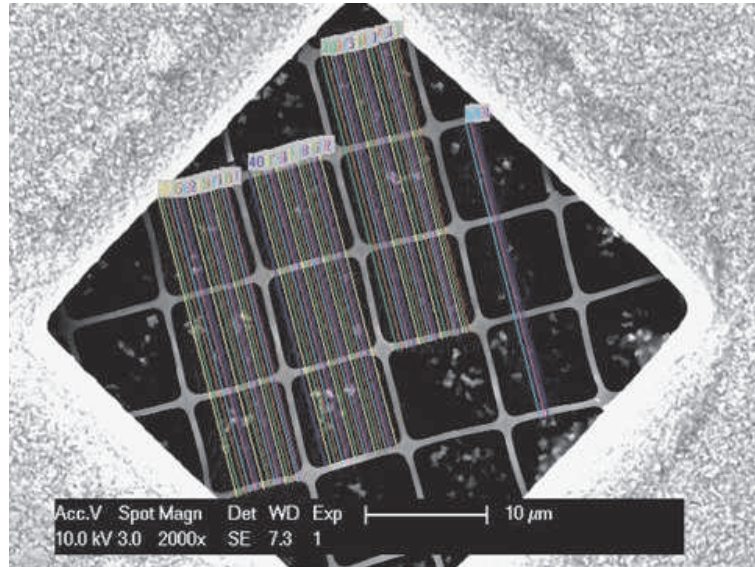


(a) Gitterkonstante in vertikaler Richtung.

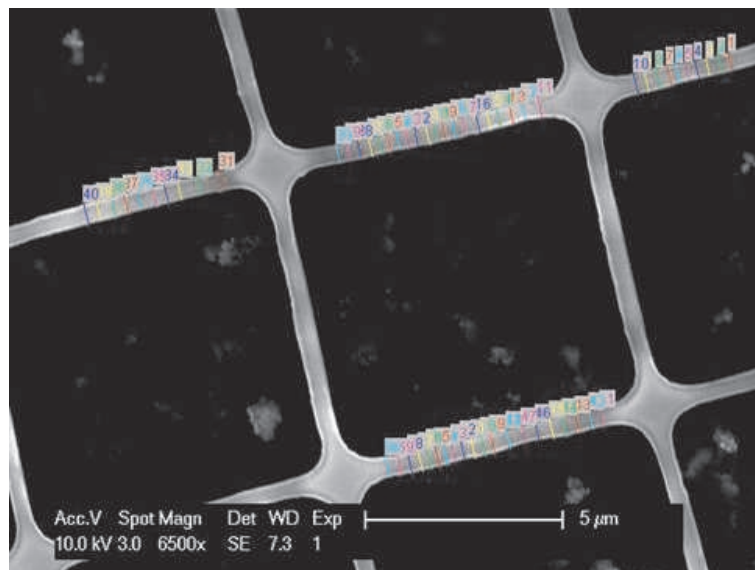


(b) Stegbreite in horizontaler Richtung.

Abbildung 8.4: Vermessung des 400er Gitters. Gezeigt sind jeweils 60 der 120 verwendeten Messpositionen. Die Energie des Primärelektronenstrahls beträgt 10.0 keV.



(a) Gitterkonstante in vertikaler Richtung.



(b) Stegbreite in vertikaler Richtung.

Abbildung 8.5: Vermessung des Quantifoil[®]-Netzchens. Gezeigt sind jeweils 60 der 120 verwendeten Messpositionen. Die Energie des Primärelektronenstrahls beträgt 10.0 keV.

	400er Gitter	Quantifoil [®] -Netzchen
Gitterkonstante	$(67.12 \pm 0.42) \mu\text{m}$	$(8.26 \pm 0.01) \mu\text{m}$
Stegbreite	$(29.31 \pm 0.20) \mu\text{m}$	$(487.65 \pm 7.18) \text{nm}$

Tabelle 8.2: Charakterisierung der Probe. Die statistische Sicherheit beträgt 95 %. Mit Hilfe dieser Werte wird der Maßstab sämtlicher Aufnahmen festgelegt.

Kapitel 9

Experimentelle Ergebnisse

9.1 Allgemeines

Es werden prinzipiell nur unveränderte Messdaten ausgewertet. Diese entsprechen allerdings nicht den in dieser Arbeit gezeigten Aufnahmen, da letztere mit Hilfe des Office Picture Managers (Microsoft) auf Dokumentengröße komprimiert und der besseren Erkennbarkeit wegen in Helligkeit und Kontrast automatisch korrigiert wurden.

9.2 Rasterdoppelablenker

Unter der Annahme einer ausreichend großen mechanischen Genauigkeit des Gesamtsystems wurde zunächst auf den zusätzlichen Justageablenker verzichtet. Ohne diesen Ablenker ist es nicht möglich, den Strahl nahe der optischen Achse und unter kleinem Winkel in den Rasterdoppelablenker zu führen, wenn dies nicht ohnehin durch die Fertigungsgenauigkeit gegeben ist. Es hat sich gezeigt, dass mit den Mitteln, die der feinmechanischen Werkstatt zur Verfügung stehen, die benötigte Fertigungsgenauigkeit nicht erreicht werden kann, so dass der Strahl außeraxial und mit endlichem Winkel in den Rasterdoppelablenker trifft. Das führt dazu, dass der Strahl in der einen Richtung stärker abgelenkt wird als in der anderen. Da die beiden Ablenkstärken mit der zur Verfügung stehenden Versorgung nicht separat eingestellt werden können, wird das Bild verzeichnet. Aus einem Quadrat wird so beispielsweise eine Raute (Abbildung 9.1).

Da der zusätzliche Justageablenker aus Zeitgründen nachträglich nicht mehr eingebaut werden konnte und anhand verzeichneter Aufnahmen das Auflösungsvermögen des Systems nur sehr schwer bestimmt werden kann, wird für die Auflösungsbestimmung nur die untere Ablenketage verwendet. Das Potential der acht Pole der oberen Ablenketage entspricht dem des Strahlführungsrohrs. Da mit nur einer Ablenketage der Strahl nicht mehr in Richtung des objektseitigen Knotenpunkts abgelenkt werden kann, sind die Bildfehler am Rand des Rasterfelds sehr groß (Abbildung 9.2). Außerdem beschnei-

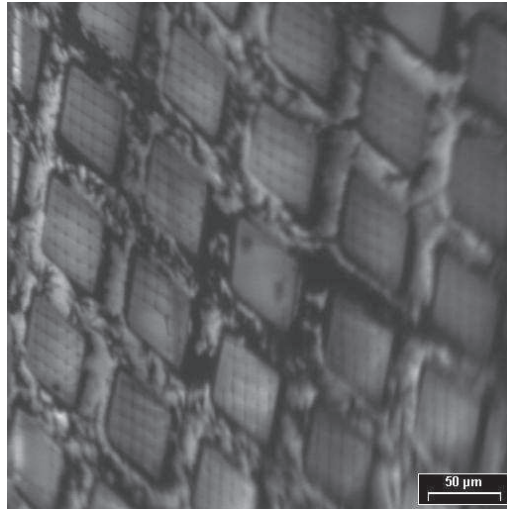


Abbildung 9.1: Aufnahme mit schrägem Einfall des Strahls in den Rasterdoppelablenker. Aufgrund einer zu großen fertigungsbedingten Dejustage des Gesamtsystems trifft der Strahl außeraxial und mit endlichem Winkel in den Rasterdoppelablenker. Es ist $E_i = 2.0$ keV, $d_w = 9.6$ mm und $\Phi_{SFR} = 6.98$ kV. Aufgrund der Verzeichnung des Bilds dient der angegebene Maßstabsbalken ($50 \mu\text{m}$) nur als Orientierung.

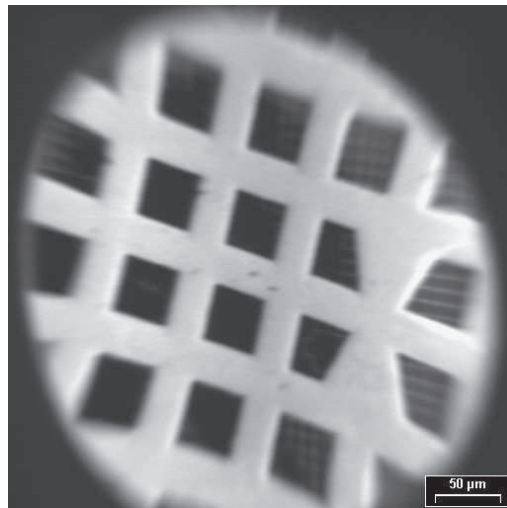


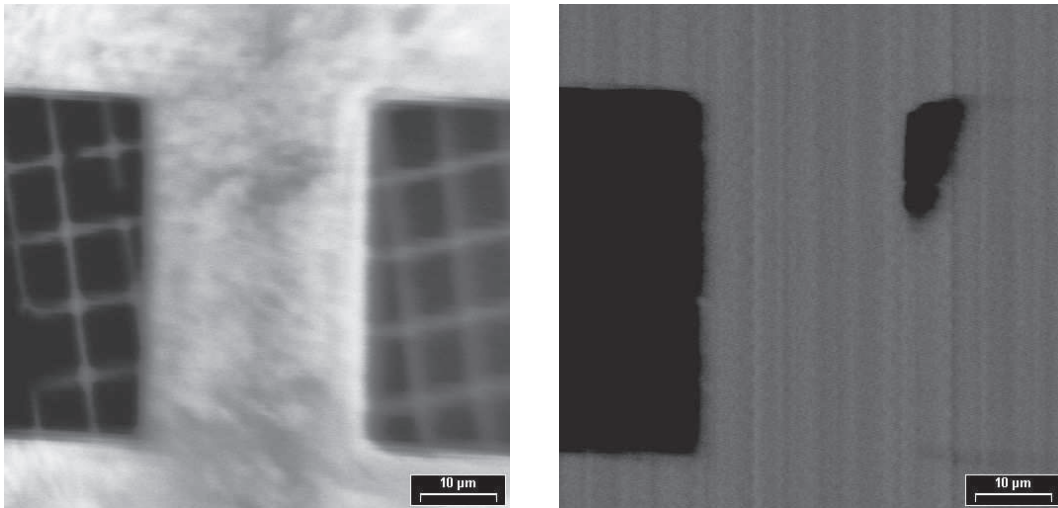
Abbildung 9.2: Aufnahme mit nur einer Rasterablenketage. Um das Auflösungsvermögen des Systems ohne zusätzlichen Justageablenker bestimmen zu können, wird nur die untere Ablenketage des Rasterdoppelablenkers verwendet. Es ist $E_i = 2.0$ keV, $d_w = 9.6$ mm und $\Phi_{SFR} = 6.98$ kV. Der Maßstabsbalken entspricht $50 \mu\text{m}$.

det die feldbegrenzende Blende, die sich hinter der letzten Elektrode der Objektivlinse befindet, bereits für mäßig große Rasterfelder das Bild.

9.3 Auflösungsvermögen

9.3.1 Vorgehensweise

Zur Bestimmung des Auflösungsvermögens wird die Kantenmethode herangezogen. Da die Stege des Quantifoil[®]-Netzchens während der Bildaufnahme starken Veränderungen unterworfen sind, wird als Kante ein Steg des stabileren 400er Gitters gewählt. Hierfür wird eine Probenstelle über der Blendenöffnung des Faraday-Bechers ausgewählt und die Rasterfeldgröße so eingestellt, dass mindestens ein Steg des 400er Gitters gut zu sehen ist. Von diesem werden bei unveränderten Einstellungen jeweils eine Aufnahme mit dem Sekundärelektronensignal und eine mit dem Signal des Faraday-Bechers gemacht (Abbildung 9.3).



(a) Sekundärelektronensignal.

(b) Signal des Faraday-Bechers, wobei die rechte Öffnung des 400er Gitters zum Großteil durch die Messblende des Faraday-Bechers verdeckt wird.

Abbildung 9.3: Es ist $E_i = 2.0$ keV, $d_w = 9.6$ mm, $I_{Strahl} = 550$ pA, $\alpha_i = 5.15$ mrad, $\Phi_{EX} = 6.13$ kV, $\Phi_{SFR} = 6.98$ kV, $\Phi_{SL1} = 5.40$ kV, $\Phi_{SL2} = 17.81$ kV, $\Phi_{OL2} = 9.26$ kV, $U_{N1} = +349.0$ V, $U_{N2} = +2.3$ V, $U_{R2} = 12.5$ V und $d_{Apertur} = 70$ μ m. Der Maßstabsbalken entspricht 10 μ m.

Zur weiteren Auswertung wird nur das Signal des Faraday-Bechers herangezogen. Da

mit `analySIS`[©] nur Linescans entlang einer Zeile durchgeführt werden können, werden leicht schräge Aufnahmen mit Hilfe der Software gedreht. Dabei wird nur das x/y -Verhältnis beachtet, nicht interpoliert. Pro Aufnahme werden jeweils 20 Linescans gleichmäßig von oben nach unten über den Steg verteilt (Abbildung 9.4).

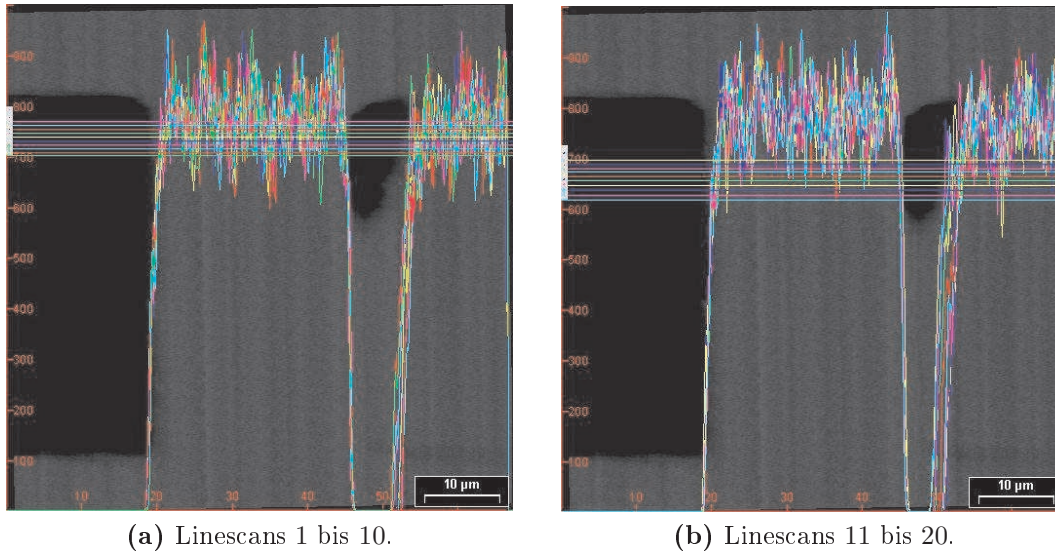


Abbildung 9.4: Position der Linescans 1 bis 20 für $E_i = 2.0$ keV, $\Phi_{SFR} = 6.98$ kV und $d_w = 9.6$ mm. Der Maßstabsbalken entspricht $10 \mu\text{m}$.

Gemäß Kapitel 3.4 wird mit Hilfe des Programms Gnuplot an jede der zwei Kanten der 20 Linescans die Funktion

$$f(x) = \frac{G_0}{2} \left(1 \pm \operatorname{erf} \left(\sqrt{2} \left(\frac{x - x_0}{\sigma} \right) \right) \right) \quad (9.1)$$

angepasst, wobei G_0 dem maximalen Grauwert entspricht. Als Beispiel ist in Abbildung 9.5 der Fit an die rechte Kante von Linescan 1 gezeigt.

Für die erhaltenen Funktionen werden mit Hilfe des Programms Maple die x -Werte für die Grauwerte, die 12 bzw. 88 % von G_0 entsprechen, numerisch ermittelt und die Obergrenze des Sondendurchmessers für diese Kante durch Differenzbildung und anschließende Mittelung über alle 20 Ergebnisse bestimmt. Aus den in einer Aufnahme sichtbaren Kanten wird diejenige Kante mit monotonem Intensitätsverlauf ausgewählt, die die kleinste Obergrenze ergibt.

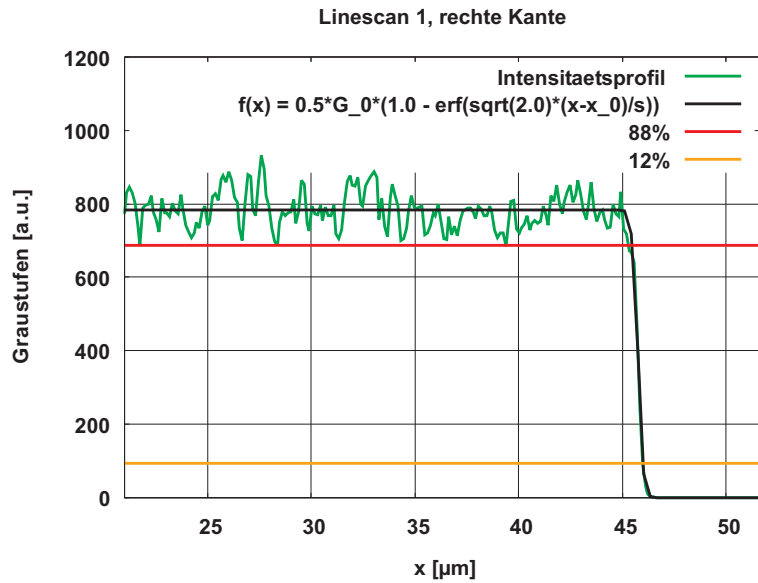


Abbildung 9.5: Fit an die rechte Kante von Linescan 1 für $E_i = 2.0$ keV, $\Phi_{SFR} = 6.98$ kV und $d_w = 9.6$ mm. Die erhaltenen Werte sind $G_0 = 782$, $x_0 = 45.7$ μm und $\sigma = 0.4$ μm .

9.3.2 Mittleres kinetisches Potential des Strahlführungsrohrs

Untersucht werden für ein massebezogenes Potential des Strahlführungsrohrs von -5.0 kV die Landeenergien 2.0 und 3.0 keV bei einem Arbeitsabstand von 9.6 und 13.2 mm. Die entsprechenden Bild-Pärchen sind in den Abbildungen 9.3, 9.6, 9.7 und 9.8 dargestellt.

Gemäß dem in Kapitel 9.3.1 beschriebenen Vorgehen erhält man die in Tabelle 9.1 aufgelisteten Obergrenzen für den Sondendurchmesser. Die Fehlerabschätzung ergibt sich aus der quadratischen Überlagerung der zufälligen Abweichung des Sondendurchmessers und 5 % des Mittelwerts. Letztere ergeben sich aus der Tatsache, dass für die Kalibrierung der Aufnahmen nur eine einzige Strecke angegeben (also nicht über mehrere Versuche gemittelt) werden kann und die Standardabweichung der Einzelmessung bei der Bestimmung der Stegbreite knapp 5 % beträgt.

In Tabelle 9.2 sind die entsprechenden theoretischen Werte aufgeführt. Da sich aus den Simulationen mit identischen Bedingungen zu kleine Strahlströme ergeben, sind auch die Ergebnisse von Simulationen gezeigt, bei denen der Aperturbblendendurchmesser so angepasst wurde, dass sich in etwa der gemessene Strahlstrom ergibt. Das führt gemäß Kapitel 3.1.3 vor allem für große Strahlströme zu einer Überschätzung des sphärischen und des chromatischen Fehlers.

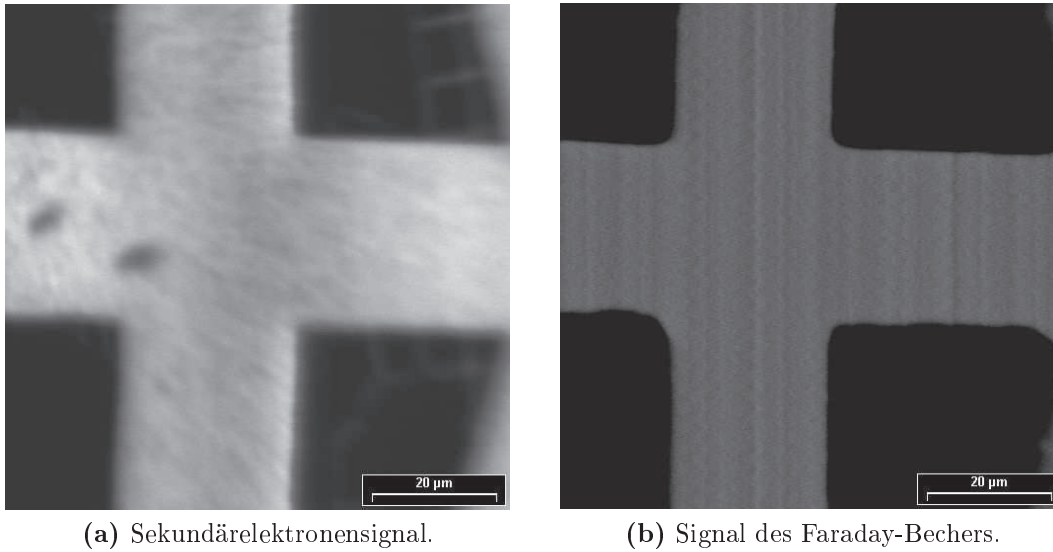


Abbildung 9.6: Es ist $E_i = 2.0$ keV, $d_w = 13.2$ mm, $I_{Strahl} = 600$ pA, $\alpha_i = 3.96$ mrad, $\Phi_{EX} = 6.13$ kV, $\Phi_{SFR} = 6.98$ kV, $\Phi_{SL1} = 5.40$ kV, $\Phi_{SL2} = 17.81$ kV, $\Phi_{OL2} = 7.77$ kV, $U_{N1} = +349.0$ V, $U_{N2} = +2.3$ V, $U_{R2} = 12.5$ V und $d_{Apertur} = 70$ μm . Der Maßstabsbalken entspricht 20 μm .

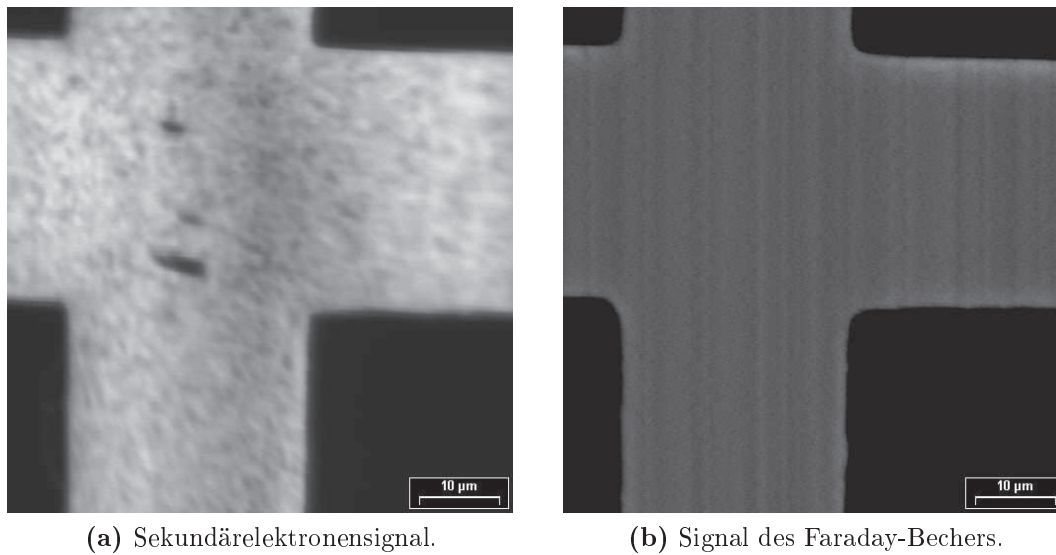


Abbildung 9.7: Es ist $E_i = 3.0$ keV, $d_w = 9.6$ mm, $I_{Strahl} = 1000$ pA, $\alpha_i = 4.60$ mrad, $\Phi_{EX} = 6.14$ kV, $\Phi_{SFR} = 7.98$ kV, $\Phi_{SL1} = 5.40$ kV, $\Phi_{SL2} = 18.89$ kV, $\Phi_{OL2} = 13.46$ kV, $U_{N1} = +349.0$ V, $U_{N2} = +2.3$ V, $U_{R2} = 12.5$ V und $d_{Apertur} = 70$ μm . Der Maßstabsbalken entspricht 10 μm .

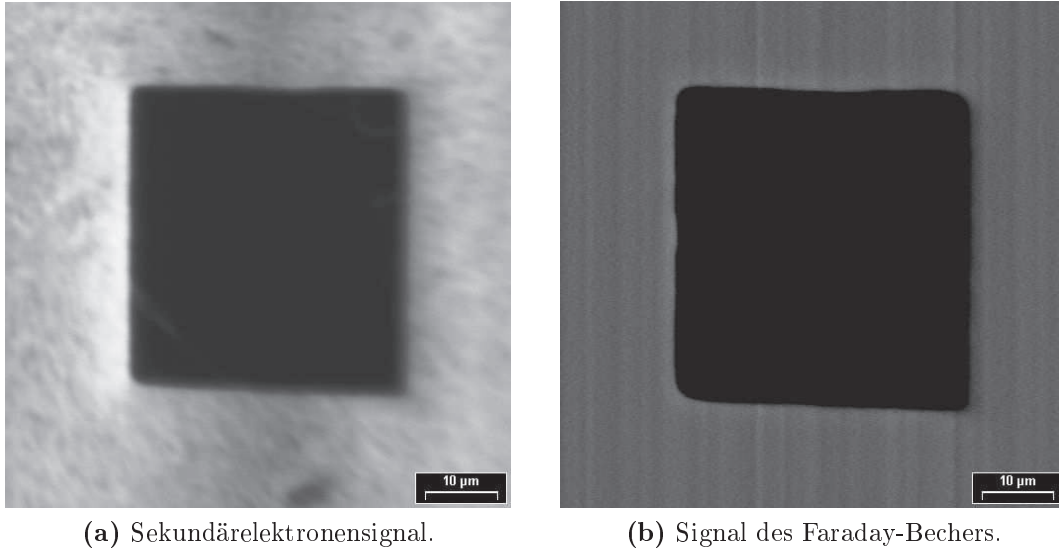


Abbildung 9.8: Es ist $E_i = 3.0$ keV, $d_w = 13.2$ mm, $I_{Strahl} = 900$ pA, $\alpha_i = 3.67$ mrad, $\Phi_{EX} = 6.13$ kV, $\Phi_{SFR} = 7.98$ kV, $\Phi_{SL1} = 5.40$ kV, $\Phi_{SL2} = 18.89$ kV, $\Phi_{OL2} = 11.43$ kV, $U_{N1} = +349.0$ V, $U_{N2} = +2.3$ V, $U_{R2} = 12.5$ V und $d_{Apertur} = 70$ μm . Der Maßstabsbalken entspricht 10 μm .

E_i [keV]	U_{SFR} [kV]	d_w [mm]	$d_{Apertur}$ [μm]	I_{Strahl} [pA]	d_{FW50} [nm]	δd_{FW50} [nm]
2.0	-4.98	9.6	70	550	668	57
2.0	-4.98	13.2	70	600	835	81
3.0	-4.98	9.6	70	1000	352	31
3.0	-4.98	13.2	70	900	335	26

Tabelle 9.1: Experimentelle Ergebnisse für $U_{SFR} = -5.0$ kV. δd_{FW50} ergibt sich aus der quadratischen Überlagerung der zufälligen Abweichung des Sondendurchmessers und 5 % des Mittelwerts.

E_i [keV]	U_{SFR} [kV]	d_w [mm]	$d_{Apertur}$ [μm]	I_{Strahl} [pA]	d_{FW50} [nm]	δd_{FW50} [nm]	Δz [μm]
2.0	-4.98	9.6	70	151	337.0	34	23
2.0	-4.98	13.2	70	151	439.1	44	44
3.0	-4.98	9.6	70	181	299.0	30	28
3.0	-4.98	13.2	70	181	380.7	38	46

(a) Identische Bedingungen.

E_i [keV]	U_{SFR} [kV]	d_w [mm]	$d_{Apertur}$ [μm]	I_{Strahl} [pA]	d_{FW50} [nm]	δd_{FW50} [nm]	Δz [μm]
2.0	-4.98	9.6	134	559	479.2	48	23
2.0	-4.98	13.2	140	610	624.7	62	44
3.0	-4.98	9.6	165	1016	442.0	44	23
3.0	-4.98	13.2	156	909	545.7	55	41

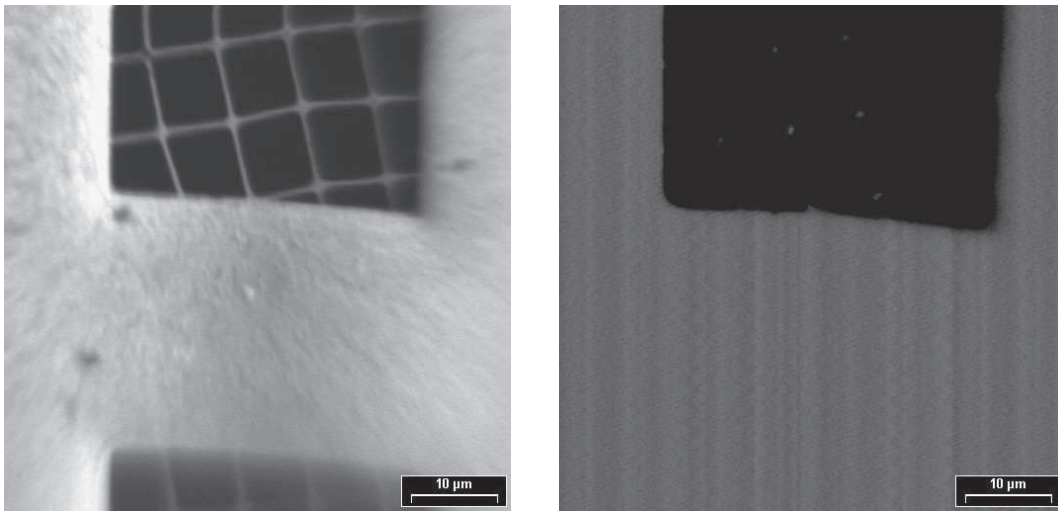
(b) Angepasster Aperturblendendurchmesser.

Tabelle 9.2: Theoretische Ergebnisse für $U_{SFR} = -5.0$ kV. Da sich aus den Simulationen mit identischen Bedingungen zu kleine Strahlströme ergeben, sind auch die Ergebnisse von Simulationen gezeigt, bei denen der Aperturblendendurchmesser so angepasst wurde, dass sich in etwa der gemessene Strahlstrom ergibt.

9.3.3 Hohes kinetisches Potential des Strahlführungsrohrs

Untersucht werden für ein massebezogenes Potential des Strahlführungsrohrs von -10.0 kV die Landeenergien 1.0, 2.0 und 3.0 keV bei einem Arbeitsabstand von 5.0 mm. Da der Faraday-Becher aufgrund eines defekten Probenstisches für eine Landeenergie von 1.0 und 3.0 keV nicht mehr unter den Ionenstrahl gebracht werden konnte, kann nur für eine Landeenergie von 2 keV ein entsprechendes Bild-Pärchen gezeigt werden (Abbildung 9.9).

Glücklicherweise traf der Ionenstrahl für die anderen beiden Energien das zweite Quantifoil[®]-Netzchen, so dass zumindest anhand der sichtbaren Strukturen eine Abschätzung der Sondengröße vorgenommen werden kann (Abbildungen 9.10 und 9.11). Durch den Vergleich mit Aufnahmen, für die eine Auswertung mit Hilfe des Signals des Faraday-Bechers möglich war, kann man eine grobe Bestimmung des Auflösungsvermögens vornehmen: Für eine Landeenergie von 1.0 keV entspricht die Aufnahme des Quantifoil[®]-Netzchens in etwa derjenigen in Abbildung 9.3, so dass der Sondendurchmesser etwa 700 nm beträgt. Der Sondendurchmesser für eine Landeenergie von 3.0 keV unterbietet alles bislang gezeigte, so dass man den Sondendurchmesser durch noch sichtbare Details im Bild abschätzen muss. In der linken unteren Ecke erkennt



(a) Sekundärelektronensignal.

(b) Signal des Faraday-Bechers.

Abbildung 9.9: Es ist $E_i = 2.0$ keV, $d_w = 5.0$ mm, $I_{Strahl} = 300$ pA, $\alpha_i = 17.58$ mrad, $\Phi_{EX} = 6.13$ kV, $\Phi_{SFR} = 12.00$ kV, $\Phi_{SL1} = 5.40$ kV, $\Phi_{SL2} = 19.43$ kV, $\Phi_{OL2} = 14.90$ kV, $U_{N1} = +349.0$ V, $U_{N2} = +2.3$ V, $U_{R2} = 25.0$ V und $d_{Apertur} = 70$ μm . Der Maßstabsbalken entspricht 10 μm .

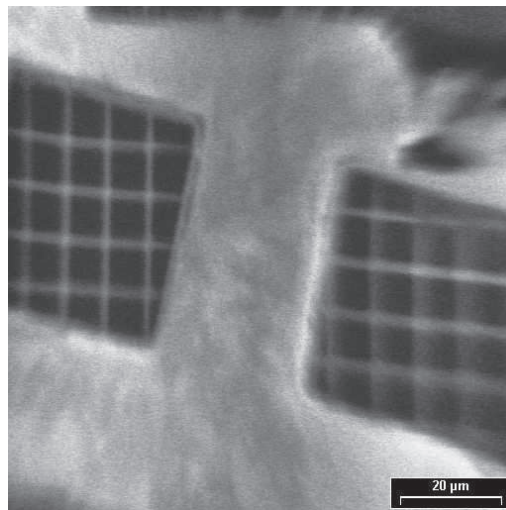


Abbildung 9.10: Sekundärelektronensignal. Es ist $E_i = 1.0$ keV, $d_w = 5.0$ mm, $\alpha_i = 17.67$ mrad, $\Phi_{EX} = 6.13$ kV, $\Phi_{SFR} = 11.00$ kV, $\Phi_{SL1} = 5.40$ kV, $\Phi_{SL2} = 19.91$ kV, $\Phi_{OL2} = 7.34$ kV, $U_{N1} = +349.0$ V, $U_{N2} = +2.3$ V, $U_{R2} = 25.0$ V und $d_{Apertur} = 70$ μm . Der Maßstabsbalken entspricht 20 μm .

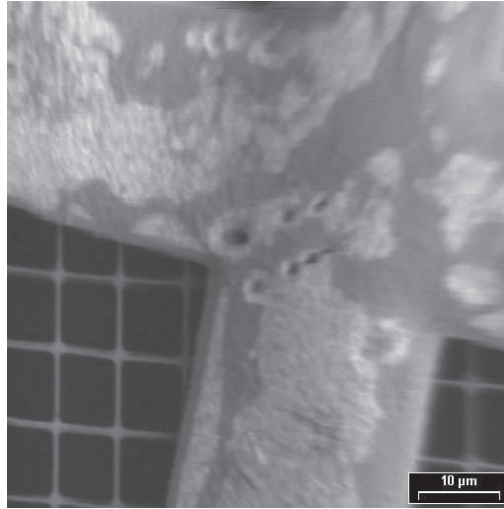


Abbildung 9.11: Sekundärelektronensignal. Es ist $E_i = 3.0$ keV, $d_w = 5.0$ mm, $\alpha_i = 13.86$ mrad, $\Phi_{EX} = 6.13$ kV, $\Phi_{SFR} = 13.00$ kV, $\Phi_{SL1} = 5.40$ kV, $\Phi_{SL2} = 20.47$ kV, $\Phi_{OL2} = 22.36$ kV, $U_{N1} = +349.0$ V, $U_{N2} = +2.3$ V, $U_{R2} = 25.0$ V und $d_{Apertur} = 70$ μm. Der Maßstabsbalken entspricht 10 μm.

man, dass die dünnen Stegen des Quantifoil[®]-Netzchens Strukturen aufweisen, die in etwa die Hälfte des Stegs ausmachen. Geht man von einer Stegbreite des Quantifoil[®]-Netzchens von knapp 500 nm aus, beträgt der Durchmesser der Strukturen also in etwa 250 nm. Um eine Struktur einer bestimmten Größe gerade noch so erkennen zu können, darf der Sondendurchmesser maximal so groß sein wie die Struktur selbst, so dass der Sondendurchmesser in diesem Fall in etwa 250 nm beträgt.

Eine Aufstellung der experimentell gefundenen Werte findet sich in Tabelle 9.3.

E_i [keV]	U_{SFR} [kV]	d_w [mm]	$d_{Apertur}$ [μm]	I_{Strahl} [pA]	d_{FW50} [nm]	δd_{FW50} [nm]
1.0	-10.00	5.0	70	–	(700)	(100)
2.0	-10.00	5.0	70	300	455	60
3.0	-10.00	5.0	70	–	(250)	(50)

Tabelle 9.3: Experimentelle Ergebnisse für $U_{SFR} = -10.0$ kV. Die Werte in Klammern ergeben sich aus einer Abschätzung aufgrund des Sekundärelektronenbilds.

Die entsprechenden theoretischen Werte sind in Tabelle 9.4 einmal für identische Bedingungen und einmal für einen angepassten Aperturblendendurchmesser zusammengefasst. Da nur im Fall einer Landeenergie von 2.0 keV der Strahlstrom experimentell bestimmt werden konnte, wird für die anderen beiden Landeenergien in diesem Fall der

Aperturblendendurchmesser, der sich für $E_i = 2.0$ keV ergibt, übernommen.

E_i [keV]	U_{SFR} [kV]	d_w [mm]	$d_{Apertur}$ [μm]	I_{Strahl} [pA]	d_{FW50} [nm]	δd_{FW50} [nm]	Δz [μm]
1.0	-10.00	5.0	70	117	273.6	27	-3
2.0	-10.00	5.0	70	77	137.3	14	-4
3.0	-10.00	5.0	70	121	97.4	10	-2

(a) Identische Bedingungen.

E_i [keV]	U_{SFR} [kV]	d_w [mm]	$d_{Apertur}$ [μm]	I_{Strahl} [pA]	d_{FW50} [nm]	δd_{FW50} [nm]	Δz [μm]
1.0	-10.00	5.0	(138)	(457)	594.0	59	-18
2.0	-10.00	5.0	138	297	413.9	41	-18
3.0	-10.00	5.0	(138)	(471)	230.8	23	-10

(b) Angepasster Aperturblendendurchmesser.

Tabelle 9.4: Theoretische Ergebnisse für $U_{SFR} = -10.0$ kV. Da sich aus den Simulationen mit identischen Bedingungen zu kleine Strahlströme ergeben, sind auch die Ergebnisse von Simulationen gezeigt, bei denen der Aperturblendendurchmesser so angepasst wurde, dass sich in etwa der gemessene Strahlstrom ergibt. Werte in Klammern bedeuten, dass keine experimentellen Daten zugrunde liegen.

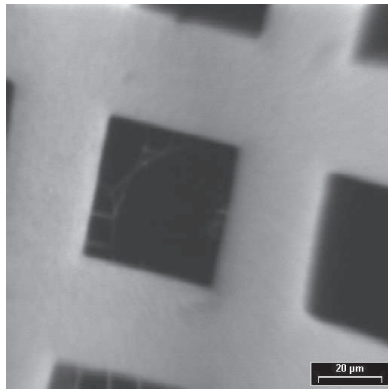
9.4 Weitere Beobachtungen

9.4.1 Aperturblende

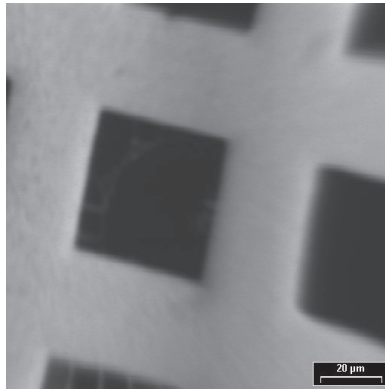
In Abbildung 9.12 sind zwei Aufnahmen mit unterschiedlichen Aperturblendendurchmessern gezeigt. Alle anderen Einstellungen der Systemkonfiguration sind unverändert. Man erkennt, dass die Auflösung wie erwartet mit zunehmendem Blendendurchmesser schlechter wird.

9.4.2 Beschichtung

Aufgrund der sehr großen Sondenströme ist für Strahlenergien bis 2.0 keV eine Beschichtung der Probe ohne weiteres möglich: Die in Abbildung 9.13 gezeigte Beschichtung des 400er Gitters und der Zinnkugelprobe geschah unbeabsichtigt während der Bildaufnahme. Das heißt insbesondere, dass weder lange gewartet noch spezielle Systemparameter verwendet wurden. Möchte man eine Beschichtung der Probe vermeiden, muss man entweder zu höheren Strahlenergien wechseln oder aber den Strahlstrom stark reduzieren.

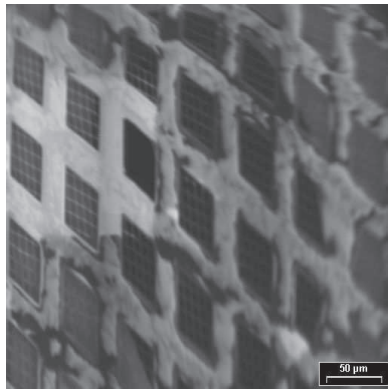


(a) $d_{Apertur} = 70 \mu\text{m}$. Es ist $I_{Strahl} = 200 \text{ pA}$ und $\alpha_i = 5.66 \text{ mrad}$.

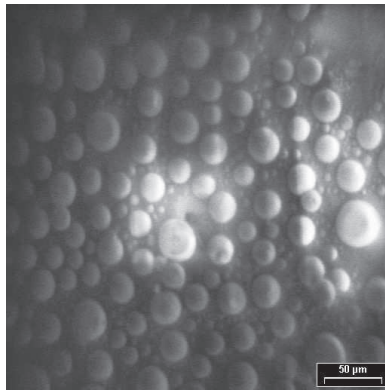


(b) $d_{Apertur} = 100 \mu\text{m}$. Es ist $I_{Strahl} = 500 \text{ pA}$ und $\alpha_i = 8.12 \text{ mrad}$.

Abbildung 9.12: Aufnahmen für zwei verschiedene Aperturblendendurchmesser, wobei der Photomultiplier von (a) nach (b) etwas heruntergeregelt wurde. Es ist $E_i = 2.0 \text{ keV}$, $d_w = 9.6 \text{ mm}$, $I_{Strahl} = 300 \text{ pA}$, $\Phi_{EX} = 6.11 \text{ kV}$, $\Phi_{SFR} = 6.98 \text{ kV}$, $\Phi_{SL1} = 5.40 \text{ kV}$, $\Phi_{SL2} = 17.64 \text{ kV}$, $\Phi_{OL2} = 9.42 \text{ kV}$, $U_{N1} = +349.0 \text{ V}$, $U_{N2} = +2.3 \text{ V}$, $U_{R2} = 25.0 \text{ V}$ und $d_{Apertur} = 70 \mu\text{m}$. Der Maßstabsbalken entspricht $20 \mu\text{m}$.



(a) 400er Gitter und darunter liegendes Quantifoil[®]-Netzchen.



(b) Zinnkugelprobe.

Abbildung 9.13: Beschichtung zweier Probenstellen. Die Beschichtung geschah unbeabsichtigt während der Bildaufnahme. Es ist $E_i = 2.0 \text{ keV}$, $\Phi_{SFR} = 6.98 \text{ kV}$ und $d_w = 9.6 \text{ mm}$ für das 400er Gitter bzw. $d_w = 9.1 \text{ mm}$ für die Zinnkugelprobe. Der Maßstabsbalken entspricht $50 \mu\text{m}$. Aufgrund der Verzeichnung (a) bzw. der unterschiedlichen Probenhöhe (b) dient der Maßstab nur als grobe Orientierung.

9.4.3 Sputtern

Für eine Landeenergie von 3.0 keV sieht man eine deutliche Beschädigung der Probe: Untersucht man zum Beispiel die Zinnkugelprobe und vergrößert anschließend den Rasterbereich, erkennt man an denjenigen Zinnkugeln, die sich am Rand des kleinen Rasterbereichs befinden, Bearbeitungsspuren (Abbildung 9.14). Verweilt der Strahl einen Moment auf der Probe, zum Beispiel weil das Rastern während der Bildverarbeitung kurz ausgeschaltet ist, erhält man sowohl in den Zinnkugeln als auch im 400er Gitter ein gut sichtbares Einschussloch in der Mitte des Bilds (Abbildung 9.15).

Auch bei einer Landeenergie von 2.0 keV wird die Probe beschädigt. In diesem Fall ist davon aber nur das sehr feine Quantifoil[®]-Netzchen betroffen, dessen Stege mit zunehmender Aufnahmezeit sukzessive verschwinden (Abbildung 9.16).

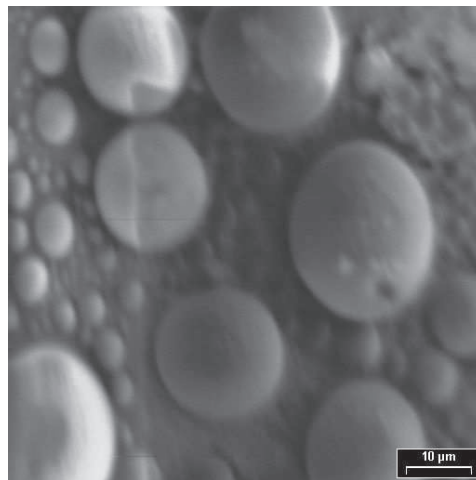
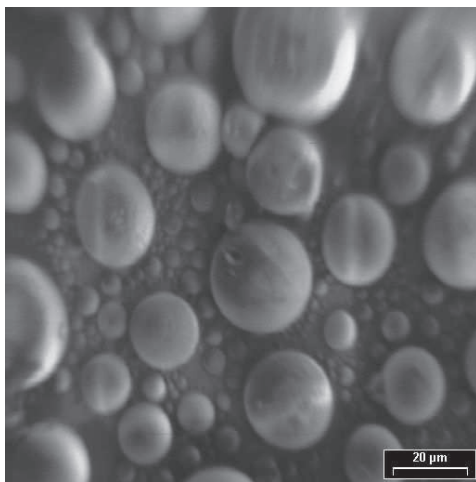


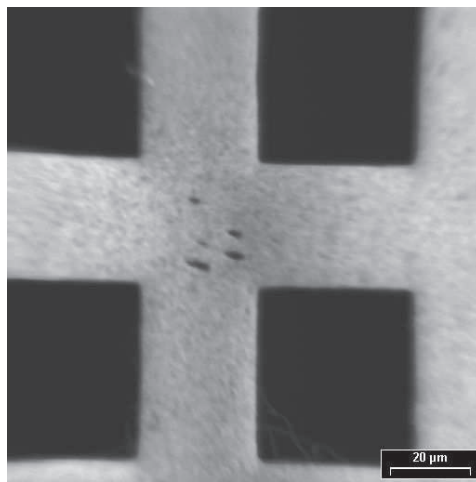
Abbildung 9.14: Nach der Bildaufnahme mit einer Landeenergie von 3.0 keV wurde der Rasterbereich vergrößert. Man erkennt deutlich die Zinnkugeln, die sich am Rand des kleinen Rasterbereichs befinden. Es ist $d_w = 12.7$ mm und $\Phi_{SFR} = 6.98$ kV. Der Maßstabsbalken entspricht $10 \mu\text{m}$. Aufgrund der unterschiedlichen Probenhöhe dient der angegebene Maßstab nur als grobe Orientierung.

9.5 Diskussion

Gemäß [23] und [24] benötigen Ga-LMIS von dem Typ, der auch in dieser Arbeit zum Einsatz kommt, in der Regel Extraktionsspannungen zwischen -3.5 und -4.5 kV, um einen stabilen Emissionsstrom von $2.0 \mu\text{A}$ zu erzeugen. Obwohl weder die Geometrie verändert noch der Hersteller gewechselt worden ist, zeigten die für diese Arbeit zur Verfügung stehenden Emittoren eklatant andere Eigenschaften: Keiner der Emittoren konnte ohne einen dauerhaften Heizstrom von knapp 2 A betrieben werden, keiner der



(a) Zinnkugelprobe.



(b) 400er Gitter.

Abbildung 9.15: Bearbeitung zweier Probenstellen. Wird der Ionenstrahl mit einer Landeenergie von 3.0 keV nicht über die Probe bewegt, bildet sich in wenigen Augenblicken ein gut sichtbares Einschussloch in der Mitte des Bilds. Es ist $\Phi_{SFR} = 6.98$ kV und $d_w = 9.1$ mm für die Zinnkugelprobe bzw. $d_w = 9.6$ mm für das 400er Gitter. Der Maßstabsbalken entspricht $20 \mu\text{m}$. Aufgrund der unterschiedlichen Probenhöhe dient der Maßstab der Zinnkugelprobe nur als grobe Orientierung.

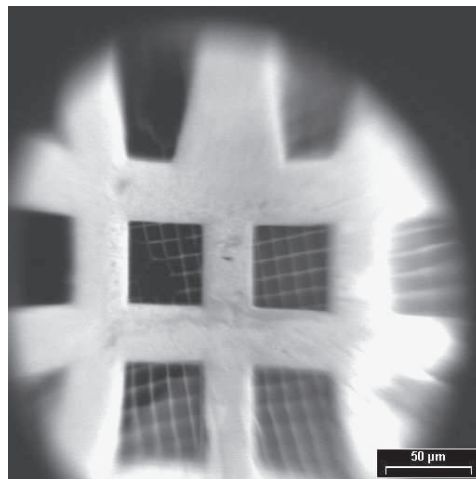


Abbildung 9.16: Ein Ionenstrahl mit einer Landeenergie von 2.0 keV richtet zwar keinen großen Schaden an, das feine Quantifoil[®]-Netzchen hält ihm dennoch nicht stand. Ist erst einmal ein Steg zerstört, dauert es nicht mehr lange, bis das Netzchen in einem Loch des 400er Gitters komplett verschwunden ist. Es ist $d_w = 9.6$ mm und $\Phi_{SFR} = 6.98$ kV. Der Maßstabsbalken entspricht $50 \mu\text{m}$.

Emitter emittierte bei einer Extraktionsspannung unter -6.0 kV und keiner der Emitter konnte bei einem Emissionsstrom kleiner $3.0 \mu\text{A}$ stabil betrieben werden. Neben der unnötig großen Coulomb-Wechselwirkung im Bereich der Quelle hat das zur Folge, dass der angestrebte leicht beschleunigende Bereich zwischen Extraktor und erster Elektrode der Strahlerlinse nicht realisiert werden konnte. Dies verschlechtert die optischen Eigenschaften des Systems deutlich, so dass zukünftig für die erste Elektrode der Strahlerlinse ein Hochspannungsmodul mit einer Maximalspannung von -10.0 kV eingesetzt werden muss.

Das komplett andere Verhalten der verwendeten Emitter wirft die Frage auf, ob die angenommenen Eigenschaften wie die Größe der virtuellen Quelle, die Winkelstromdichte oder auch die volle Halbwertsbreite der Energieverteilung auch für diese Emitter zutreffend sind. Diese Frage muss unbeantwortet bleiben, da die Eigenschaften eines Emitters nicht ohne weiteres kontrolliert werden können. Ein weiterer Punkt der diesbezüglich zu untersuchen wäre, ist die tatsächliche Größe der Aperturblende: Sie ist einem starken Beschuss durch Ionen ausgesetzt und könnte sich im Laufe der Zeit verändert haben. Da der angepasste Aperturblendendurchmesser in den Simulationen allerdings durchweg um etwa einen Faktor 2 größer als der tatsächliche Blendendurchmesser ist, müsste auch hinterfragt werden, ob das Programmpaket IMAGE den angegebenen Aperturblendendurchmesser intern richtig verarbeitet.

Mit den zur Verfügung stehenden Mitteln ist es nicht möglich, die mechanischen Abmessungen der gefertigten Bauteile ausreichend gut zu kontrollieren, so dass auch an dieser Stelle Abweichungen zwischen Simulation und Experiment wahrscheinlich sind. Beispiele hierfür sind die Position des Emitters relativ zur Strahlerlinse, der Abstand zwischen den Elektroden der beiden Immersionslinsen oder auch die nicht identischen Pole des Rasterdoppelablenkers. Zusammen mit dem bereits diskutierten Fehler der Spannungsanzeige lässt sich die zwar deutlich kleinere, aber immer noch vorhandene Abweichung zwischen Simulation und Experiment erklären.

Kapitel 10

Zusammenfassung und Ausblick

Aufbauend auf [23] wurde im Rahmen dieser Arbeit eine ionenoptische Säule mit Booster-Prinzip zur Erzeugung einer niederenergetischen Rasterionensonde entwickelt. Ein derartiges System erlaubt es abhängig von der gewählten Landeenergie zum einen, Probenmaterial mit rentablen Bearbeitungszeiten ortsgenau abzutragen, ohne die umliegende Probe merklich zu schädigen, und zum anderen, ortsgenau Material auf der Probe abzulagern.

Mit Hilfe ausführlicher Simulationen wurden prinzipielle Designentscheidungen bezüglich der Komponenten der ionenoptischen Säule getroffen, die optimale Systemkonfiguration für drei verschiedene Landeenergien bestimmt und ein Vorgehen für die reale Systemjustage entwickelt. Das Hauptaugenmerk lag dabei auf einer realistischen Beschreibung der Coulomb-Wechselwirkung, die im Fall einer niederenergetischen Rasterionensonde einen wesentlichen Einfluss auf das erreichbare Auflösungsvermögen ausübt. Wichtig für ein hohes Auflösungsvermögen sind ein möglichst hohes kinetisches Potential des Strahlführungsrohrs, ein möglichst kleiner Arbeitsabstand und die Realisierung des internen Beschleunigungsmodus sowohl der Strahler- als auch der Objektivlinse. Da der Emissionsstrom einer Flüssigmetallionenquelle nur bedingt regelbar ist, ist es außerdem wichtig, den nicht benötigten Strahlstrom so früh wie möglich auszublenden. Ausgehend von den Simulationsergebnissen wurden die Ventil- und Aperturblendeinheit, der Rasterdoppelablenker mit überlagertem Justageablenker und Stigmator und die Objektivlinse entworfen. Der Strahlkopf und das Design der Strahlerlinse wurden von [24] übernommen. Bei allen Komponenten wurde im Rahmen der Vorgaben aus der Fertigung insbesondere auf die Auswahl geeigneter Materialien, eine gute Justierbarkeit der optischen Elemente und eine ausreichend große Spannungsfestigkeit geachtet. Außerdem wurde die ionenoptische Säule modular aufgebaut, so dass ohne weiteres zusätzliche Komponenten wie zum Beispiel ein zweiter Justageablenker oder ein Massenseparator integriert werden können.

Im Experiment konnten nicht zuletzt aufgrund eines durchdachten Erdungskonzepts die in Tabelle 10.1 aufgelisteten Werte nachgewiesen werden. Die Aufgabe, eine nieder-

E_i [keV]	U_{SFR} [kV]	d_w [mm]	$d_{Apertur}$ [μm]	I_{Strahl} [pA]	d_{FW50} [nm]	δd_{FW50} [nm]
2.0	-4.98	13.2	70	600	835	81
3.0	-4.98	13.2	70	900	335	26
2.0	-4.98	9.6	70	550	668	57
3.0	-4.98	9.6	70	1000	352	31
1.0	-10.00	5.0	70	–	(700)	(100)
2.0	-10.00	5.0	70	300	455	60
3.0	-10.00	5.0	70	–	(250)	(50)

Tabelle 10.1: Zusammenfassung der wesentlichen experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit. Die Werte in Klammern ergeben sich aus einer Abschätzung aufgrund des Sekundärelektronenbilds, alle anderen Ergebnisse basieren auf der Kantenmethode (12 % - 88 %).

energetische Rasterionenquelle zu erzeugen, die bei höherem Sondenstrom einen noch kleineren Sondendurchmesser aufweist als die bislang entwickelten Systeme mit feldfreier Probe, wurde damit ohne Abstriche erfüllt. Außerdem wurde die Diskrepanz zwischen Simulation und Experiment durch die Berücksichtigung des hohen Strahlstroms vor der Aperturblende weiter verringert.

Um das Auflösungsvermögen der ionenoptischen Säule insbesondere bei einer Landeenergie von 1.0 keV weiter zu steigern, sollte im nächsten Schritt die Hochspannungsvorsorgung der ersten Elektrode der Strahlerlinse ausgetauscht und der zusätzliche Justageablenker eingebaut werden. Da der Arbeitsabstand nicht prinzipiell auf 5.0 mm beschränkt ist und auch die Landeenergie zumindest theoretisch beliebig kleine Werte annehmen kann, sollte außerdem die praktische Untergrenze dieser beiden Größen untersucht werden. Anschließend könnte dann zum Beispiel durch die Integration eines Massenseparators der Einfluss der beiden Gallium-Isotope auf das Auflösungsvermögen oder ganz allgemein die Wechselwirkung zwischen Probe und Primärstrahl für unterschiedliche Ionensorten untersucht werden.

Anhang A

Abkürzungen und Symbole

A.1 Liste der verwendeten Abkürzungen

FIB	Focussed Ion Beam (Fokussierter Ionenstrahl)
GAE	Gas Assisted Etching (Gas unterstütztes Ätzen)
HV	High Vacuum (Hochvakuum)
LMIS	Liquid Metal Ion Source (Flüssigmetallionenquelle)
SE	Secondary Electron (Sekundärelektron)
SEM	Scanning Electron Microscope (Rasterelektronenmikroskop)
SIMS	Secondary Ion Mass Spectrometry (Sekundärionen-Massenspektrometrie)
UHV	Ultra High Vacuum (Ultrahochvakuum)
USV	Unterbrechungsfreie Stromversorgung

A.2 Liste der verwendeten Bezeichnungen

<i>AaA</i>	Accel Absolute Accel (Betriebsmodus eines Systems bestehend aus zwei Immersionslinsen)
<i>AaD</i>	Accel Absolute Decel (Betriebsmodus eines Systems bestehend aus zwei Immersionslinsen)
<i>AiA</i>	Accel Intermediate Accel (Betriebsmodus eines Systems bestehend aus zwei Immersionslinsen)
<i>AiD</i>	Accel Intermediate Decel (Betriebsmodus eines Systems bestehend aus zwei Immersionslinsen)
<i>DaA</i>	Decel Absolute Accel (Betriebsmodus eines Systems bestehend aus zwei Immersionslinsen)
<i>DaD</i>	Decel Absolute Decel (Betriebsmodus eines Systems bestehend aus zwei Immersionslinsen)

DiA	Decel Intermediate Accel (Betriebsmodus eines Systems bestehend aus zwei Immersionslinsen)
DiD	Decel Intermediate Decel (Betriebsmodus eines Systems bestehend aus zwei Immersionslinsen)
$FWHM$	Full Width Half Maximum (Volle Halbwertsbreite)
FW_{50}	Full Width 50 (Volle Breite einer Verteilung, wenn 50 % berücksichtigt werden)

A.3 Liste der verwendeten Symbole

a_0	Erster Bohrscher Radius ($5.2918 \cdot 10^{-11}$ m)
$a, \delta a$	Fitparameter bzw. sein Fehler
$a_1, \delta a_1$	Fitparameter bzw. sein Fehler
$a_2, \delta a_2$	Fitparameter bzw. sein Fehler
α	Startwinkel der Teilchenbahn bezogen auf die optische Achse
α_i	Bildseitiger halber Öffnungswinkel
α_o	Objektseitiger halber Öffnungswinkel
$b, \delta b$	Fitparameter bzw. sein Fehler
\vec{B}	Magnetische Flußdichte
c, c_1, c_2	Manuell veränderte Fitparameter
C_{ci}, C_{co}	Bild- bzw. objektseitiger chromatischer Aberrationskoeffizient erster Ordnung ersten Grads
C_{si}, C_{so}	Bild- bzw. objektseitiger sphärischer Aberrationskoeffizient dritter Ordnung
d	Manuell veränderter Fitparameter
d_c	Chromatisches Fehlerscheibchen
$d_{Apertur}$	Aperturblendendurchmesser
d_{axial}	Axialer Sondendurchmesser
d_{Blende}	Bohrungsdurchmesser der feldbegrenzenden Blende
$d_{Emitter}$	Abstand zwischen Emitterspitze und erster Elektrode der Strahlerlinse
d_{FW50}	Sondendurchmesser, der 50 % des Strahlstroms beinhaltet
d_{geo}	Vergrößertes Bild der virtuellen Quelle
d_{OL3}	Bohrungsdurchmesser der letzten Elektrode der Objektivlinse
d_{opt}	Mit Hilfe einer Fitfunktion erhaltener optimaler Sondendurchmesser
d_{Quelle}	Größe der virtuellen Quelle
d_{RPS}	Sondendurchmesser gemäß dem RPS-Algorithmus
d_s	Sphärisches Fehlerscheibchen
d_{Sonde}	Auflösungsvermögen

d_{Spray}	Sprayblendendurchmesser
d_{Strahl}	Strahldurchmesser
d_w	Arbeitsabstand
$d_{w,f}$	Freier Arbeitsabstand
d_{Ablenker}	Innendurchmesser eines Ablenkers
δ_{N2}	Ablenkwinkel aufgrund des Absaugnetzchens
δd_{FW50}	Fehler des Sondendurchmessers, der 50 % des Strahlstroms beinhaltet
Δ_L	Laplaceoperator
Δz	Defokusdistanz
e	Elementarladung ($1.6022 \cdot 10^{-19}$ C)
$\text{erf}(x)$	Fehlerfunktion
E_i	Landeenergie
E_o	Energie am Ort der Quelle
ΔE	Energieabweichung eines Ions von der mittleren Strahlenergie
ΔE_{FWHM}	Volle Halbwertsbreite der Energieverteilung
$\delta(\Delta E_{FWHM})$	Fehler der vollen Halbwertsbreite der Energieverteilung
$\Delta E_{FWHM,i}$	Volle Halbwertsbreite am Ort der Probe
$\Delta E_{FWHM,o}$	Volle Halbwertsbreite am Ort der Quelle
\vec{E}	Elektrische Feldstärke
$ \vec{E}_{\text{Ablenk}} $	Betrag der elektrischen Feldstärke, die aufgrund des Absaugnetzchens auf den Ionenstrahl einwirkt
ϵ_0	Elektrische Feldkonstante ($8.8542 \cdot 10^{-12}$ F/m)
$f(x)$	Fitfunktion
f_{Fuell}	Ausfüllungsfaktor
f_i	Bildseitige Brennweite
$f_{i,asym}$	Bildseitige asymptotische Brennweite
$f_{i,real}$	Bildseitige reale Brennweite
f_o	Objektseitige Brennweite
$f_{o,asym}$	Objektseitige asymptotische Brennweite
$f_{o,real}$	Objektseitige reale Brennweite
F	Im Feld gespeicherte Energie
$g(x)$	Trendlinie
G_0, σ, x_0	Parameter einer Kantenfunktion
γ	Abstand der Teilchenbahn von der optischen Achse in der Objektebene
γ_S	Spaltwinkel eines Ablenkers
γ_{SE}	Sekundärelektronenausbeute
h	Planck-Konstante ($6.6261 \cdot 10^{-34}$ Js)
h_{Blende}	Höhe der feldbegrenzenden Blende

h_{ges}	Gesamthöhe von letzter Elektrode der Objektivlinse und feldbegrenzender Blende
h_{OL3}	Höhe der letzten Elektrode der Objektivlinse
$I(x, y)$	Stromverteilung senkrecht zur optischen Achse
I_0, σ	Parameter einer gaußförmigen Stromverteilung
$I_{Emission}$	Emissionsstrom
I_{max}	Maximalstrom einer Hochspannungsversorgung
I_{opt}	Mit Hilfe einer Fitfunktion erhaltener optimaler Strahlstrom
I_{Sonde}	Sondenstrom
I_{Strahl}	Strahlstrom
$dI/d\Omega$	Winkelstromdichte
J_C	Ionisationsenergie von Graphit
j_{FW50}	Stromdichte, die sich aus d_{FW50} ergibt
j_{RPS}	Stromdichte, die sich aus d_{RPS} ergibt
k_B	Boltzmann-Konstante ($1.3807 \cdot 10^{-23}$ J/K)
K	Immersionsverhältnis
L_{Bunch}	Bunchlänge
$L_{Ablenker}$	Physikalische Länge eines Ablenkers
L_{System}	Länge des Gesamtsystems
L_{total}	Gesamtlänge des Rasterdoppelablenkers
λ_D	Debyesche Abschirmlänge
λ_{SE}	Mittlere freie Weglänge der Sekundärelektronen
m	Masse
m_{Ga}	Masse eines Gallium-Atoms ($1.1578 \cdot 10^{-25}$ kg)
m_{Proton}	Masse eines Protons ($1.6726 \cdot 10^{-27}$ kg)
M	(Lateral-)Vergrößerung
M_{opt}	Mit Hilfe einer Fitfunktion erhaltene optimale Vergrößerung
M_α	Winkelvergrößerung
n	Teilchendichte
n_i	Bildseitiger Brechungsindex
n_o	Objektseitiger Brechungsindex
n_{Probe}	Dichte des Probenmaterials
N	Teilchenzahl
N_B	Anzahl der Bunches
$N_{Intervall}$	Anzahl der Intervalle im Rahmen der Simulation
N_{total}	Gesamtteilchenzahl
N_{TPB}	Teilchenzahl pro Bunch
$d\Omega$	Raumwinkel
φ	Skalares elektrisches Potential
Φ	Axiales kinetisches Potential
$\Phi_{Emitter}$	Kinetisches Potential des Emitters

Φ_{EX}	Kinetisches Potential des Extraktors
Φ_{L2}	Kinetisches Potential der zweiten Elektrode einer elektrostatischen Linse
Φ_m	m-zähliger elektrischer Multipolkoeffizient
Φ_{mC}, Φ_{mS}	Real- bzw. Imaginärteil des m-zähligen elektrischen Multipolkoeffizienten
Φ_{OL1}	Kinetisches Potential der ersten Elektrode der Objektivlinse
Φ_{OL2}	Kinetisches Potential der Fokuselektrode der Objektivlinse
Φ_{OL3}	Kinetisches Potential der dritten Elektrode der Objektivlinse
Φ_{Probe}	Kinetisches Potential der Probe
Φ_{SFR}	Kinetisches Potential des Strahlführungsrohrs
Φ_{SL1}	Kinetisches Potential der ersten Elektrode der Strahlerlinse
Φ_{SL2}	Kinetisches Potential der Fokuselektrode der Strahlerlinse
Φ_{SL3}	Kinetisches Potential der dritten Elektrode der Strahlerlinse
q	Ladung
q_{Proton}	Ladung eines Protons ($1.6022 \cdot 10^{-19}$ C)
r, θ	Polarkoordinaten
r_{Strahl}	Halber Strahldurchmesser
r_{FW50}	Halber Sondendurchmesser, der 50 % des Strahlstroms beinhaltet
$r_{Ablenker}$	Halber Innendurchmesser eines Ablenkers
R_e	Mittlere Weglänge, die benötigt wird, um ein einfallendes Ion auf v_0 abzubremesen
δr	Achsenabstand des rasternden Strahls
$\Delta r_1, \Delta r_2$	Radiale Schrittweiten
\vec{r}	Ortsvektor
$s, \delta s$	Fitparameter bzw. sein Fehler
σ_e	Ionisationsquerschnitt im Rahmen des binären Kollisionsmodells
Σ	Bahnstörung
t	Zeit
T	Temperatur
T_m	Schmelztemperatur
τ_{ADDA}	Pixelzeit der ADDA II
τ_{Bunch}	Zeitfenster, in dem die Teilchen eines Bunches von der Quelle starten
τ_{Flug}	Flugzeit der Ionen durch den Rasterdoppelablenker
θ_{Stig}	Drehwinkel eines drehbaren Stigmators
ϑ	Einfallswinkel der Ionen bezüglich der Probe
U	Massebezogenes Potential
U_x	Ablenkspannung
U_k	Potential der k-ten Elektrode eines Ablenkers

$U_{Emitter}$	Massebezogenes Potential des Emitters
U_{err}	Stigmatorerregung
U_{J1}, U_{J2}	Ablenkspannungen eines zweistufigen Justageablenkers
U_{max}	Maximalspannung einer Hochspannungsversorgung
U_{N1}	Massebezogenes Potential des Absaugnetzes
U_{N2}	Massebezogenes Potential des Absaugnetzchens
$U_{Off,x}, U_{Off,y}$	Offset-Spannungen eines Stigmaters
U_{OL2}	Massebezogenes Potential der Fokuselektrode der Objektivlinse
U_{OL3}	Massebezogenes Potential der dritten Elektrode der Objektivlinse
U_{Q1}, U_{Q2}	Quadrupolspannungen eines drehbaren Stigmaters
U_R	Ablenkspannung eines einstufigen Rasterablenkers
U_{R1}, U_{R2}	Ablenkspannungen eines zweistufigen Rasterablenkers
U_{SFR}	Massebezogenes Potential des Strahlführungsrohrs
U_{SL1}	Massebezogenes Potential der ersten Elektrode der Strahlerlinse
U_{SL2}	Massebezogenes Potential der Fokuselektrode der Strahlerlinse
δU	Restwelligkeit einer Hochspannungsversorgung bei U_{max}
v	Geschwindigkeit
v_0	Geschwindigkeit des einfallenden Ions, bei der ein Kohlenstoff-Atom gerade noch ionisiert werden kann
V	Volumen
V_n	n-tes Einheitspotential einer elektrostatischen Linse
\vec{v}	Geschwindigkeitsvektor
w	Koordinate zur vereinfachten Beschreibung
$w_\alpha, x_\alpha, y_\beta, r_\alpha$	Axiale Fundamentalbahnen
$w_\gamma, x_\gamma, y_\delta, r_\gamma$	Außeraxiale Fundamentalbahnen eines Systems mit Aperturblende
w_π, r_π	Außeraxiale Fundamentalbahnen eines Systems ohne Aperturblende
w_{SE}	Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Sekundärelektron aus der Probe entkommt
x, y	Koordinaten senkrecht zur optischen Achse
x_{Sonde}	Sondenposition bezogen auf die Position der Kante
δy	Ablenkung von der Achse am Ort der Probe aufgrund des Absaugnetzchens
z	Koordinate entlang der optischen Achse bezogen auf die Emitterspitze
z_a	Aperturblendenebene
z_{DS2}	Position der zweiten Druckstufenblende
z_{FB}	Position der feldbegrenzenden Blende
$z_{H,i,asym}$	Position der bildseitigen asymptotischen Hauptebene

$z_{H,i,real}$	Position der bildseitigen realen Hauptebene
$z_{H,o,asym}$	Position der objektseitigen asymptotischen Hauptebene
$z_{H,o,real}$	Position der objektseitigen realen Hauptebene
z_i	Bildebene
$z_{N,i}$	Bildseitiger Knotenpunkt
$z_{N,o}$	Objektseitiger Knotenpunkt
z_o	Objektebene
z_{Sim}	Koordinate entlang der optischen Achse bezogen auf die Vorderkante der ersten Elektrode der Strahlerlinse
Z	Ordnungszahl
Δz	Defokusdistanz
$\Delta z_1, \Delta z_2, \Delta z_3$	Axiale Schrittweiten

Anhang B

Zur Wahl der Simulationsparameter für IMAGE

Um verlässliche Informationen aus den Simulationsergebnissen von IMAGE ziehen zu können, müssen vorab folgende Fragen geklärt werden:

- Wie groß muss die Gesamtteilchenzahl N_{total} mindestens sein?
- Wie groß muss die Teilchenzahl pro Bunch N_{TPB} sein, damit Randeffekte vernachlässigt werden können?
- Darf der Treecode-Algorithmus [45] im Fall niederenergetischer Rasterionensonden verwendet werden?
- Wie gut ist das zufällige Ziehen aus den vorgegebenen Verteilungen? Oder: Reicht das Betrachten nur eines Mikrozustands wirklich aus?

Ausgangspunkt zur Klärung dieser Fragen ist das System nach [23], so dass sowohl die Geometrie der Strahlerlinse als auch die der Objektivlinse den dortigen Angaben entsprechen. Die Gesamtlänge des Systems beträgt 568.0 mm, der Abstand von Emitter zu erster Elektrode 9.0 mm. Das kinetische Potential der ersten Elektrode der Strahlerlinse entspricht dem des Extraktors und beträgt 4.5 kV. Das kinetische Potential der Fokuselektrode der Strahlerlinse beträgt 18640 V bei einem Strahlstrom von 100 pA, 18070 V bei 200 pA und 18200 V bei 300 pA. Das kinetische Potential des Strahlführungsrohrs beträgt 8000 V und die Landeenergie (entgegen der in [23] realisierten Systemkonfiguration) 2.0 keV. Sowohl die Strahlerlinse als auch die Objektivlinse werden im internen echten Beschleunigungsmodus betrieben. Für die Quelle wird die in [23] verwendete Winkelstromdichte gemäß [22] von $10 \mu\text{A}/\text{sr}$ angenommen. Die volle Halbwertsbreite der Quelle beträgt 5 eV.

B.1 Gesamtteilchenzahl

Ein Mikrozustand wird durch den Startwert des Zufallszahlengenerators ausgewählt. Dieser ist nicht mit dem Datum oder ähnlich veränderlichen Werten korreliert, so dass ein bestimmter Startwert immer exakt das gleiche Ergebnis liefert. Für einen Strahlstrom von 100 pA und eine Bunchgröße von 200 Teilchen werden jeweils zehn Systemkonfigurationen betrachtet. Mittelt man die erhaltenen Ergebnisse, erkennt man, dass der zufällige Fehler des Mittelwerts mit zunehmender Gesamtteilchenzahl kleiner wird (Abbildung B.1). Bei einer Gesamtteilchenzahl von 15000 beträgt der Fehler $\pm 1.4\%$.

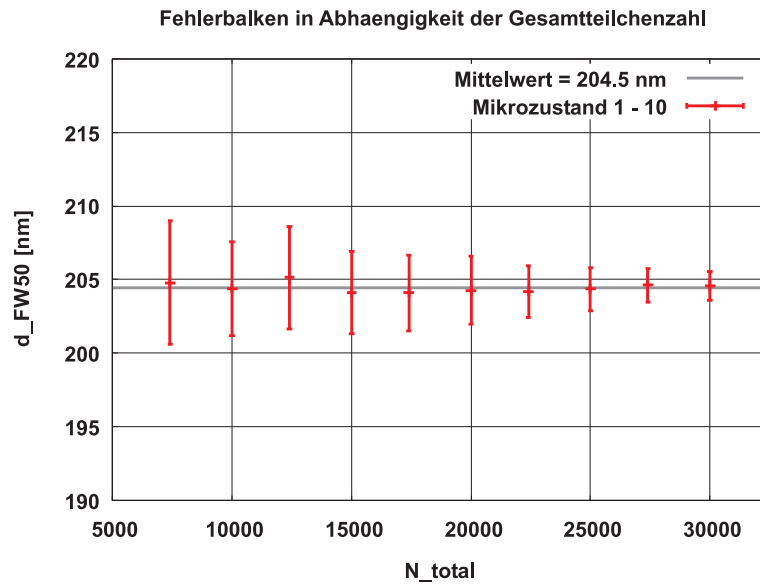


Abbildung B.1: Mittelung über 10 Mikrozustände. Die Fehlerbalken ergeben sich aus dem zufälligen Fehler des Mittelwerts bei einer statistischen Sicherheit von 95 %. Der Strahlstrom beträgt $I_{Strahl} = 100$ pA, der objektseitige halbe Öffnungswinkel $\alpha_o = 1.78$ mrad und die Teilchenzahl pro Bunch $N_{TPB} = 200$.

Dasselbe Verhalten ergibt sich, wenn man die Anzahl der betrachteten Mikrozustände verdoppelt (Abbildung B.2). Bei einer Gesamtteilchenzahl von 15000 beträgt der Fehler in diesem Fall noch $\pm 0.8\%$.

Da der zufällige Fehler insgesamt kleiner wird, kann man für $N_{total} = 15000$ als Obergrenze für den Fehler, der durch die endliche Gesamtteilchenzahl entsteht, $\pm 2.0\%$ annehmen. Um die Ergebnisse unterschiedlicher Simulationen vergleichen zu können, muss die Gesamtteilchenzahl (auch bei Betrachtung unterschiedlicher Ströme) konstant gehalten werden.

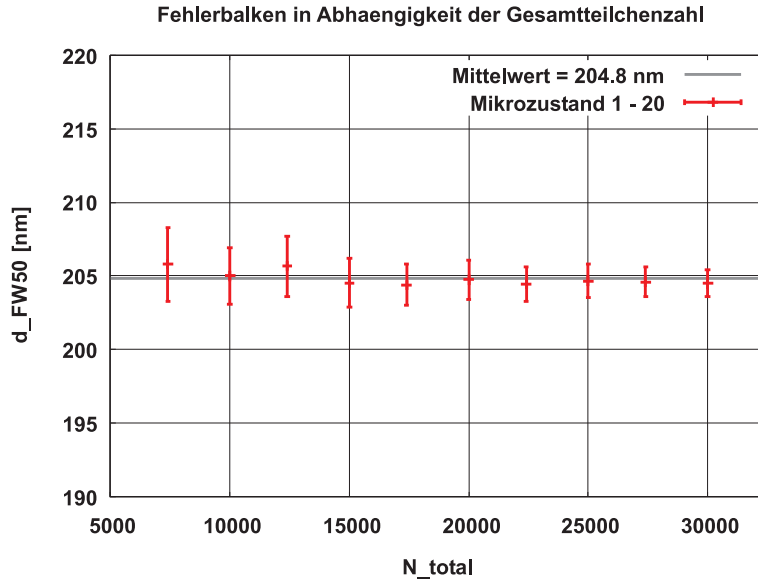


Abbildung B.2: Mittelung über 20 Mikrozustände. Die Fehlerbalken ergeben sich aus dem zufälligen Fehler des Mittelwerts bei einer statistischen Sicherheit von 95 %. Es ist $I_{Strahl} = 100$ pA, $\alpha_o = 1.78$ mrad und $N_{TPB} = 200$.

B.2 Teilchenzahl pro Bunch

Variiert man bei konstanter Gesamtteilchenzahl die Zahl der Teilchen pro Bunch, erkennt man, dass der erhaltene Sondendurchmesser bereits für sehr kleine Bunchgrößen seinen endgültigen Wert annimmt und Randeffekte ab einer Teilchenzahl pro Bunch von $N_{TPB} = I_{Strahl}/\text{pA}$ nur noch eine untergeordnete Rolle spielen (Abbildung B.3). Der Fehler, der durch die Unterteilung in kleine Teilchenpakete entsteht, kann mit ± 3.0 % abgeschätzt werden.

Für andere Systemkonfigurationen ergibt sich die Teilchenzahl pro Bunch aus der Bedingung, dass die Bunchlänge $L_{Bunch} = q \sqrt{2q\Phi/m_{Ga}} N_{TPB}/I_{Strahl}$ in etwa so groß ist wie in dem hier betrachteten Fall. Das kinetische Achspotential Φ variiert entlang der Säule, weicht im Mittel aber nicht deutlich vom kinetischen Potential des Strahlführungsrohrs Φ_{SFR} ab. Nimmt man für Φ_{SFR} einen Wertebereich von 4.0 bis 13.0 kV an, kann die Teilchenzahl pro Bunch um einen Faktor $\sqrt{13.0}/\sqrt{4.0} = 1.8$ variieren. Wählt man unabhängig vom kinetischen Achspotential $N_{TPB} = 2 \cdot I_{Strahl}/\text{pA}$, ist für alle betrachteten Systemkonfigurationen sichergestellt, dass Randeffekte vernachlässigt werden können. In dem hier betrachteten Fall mit $\Phi_{SFR} = 8.0$ kV beträgt das Verhältnis von Bunchlänge zu Gesamtlänge des Systems $L_{Bunch}/L_{System} = 47.7 \text{ mm}/568.0 \text{ mm} = 8.4$ %.

Dieses Ergebnis behält seine Gültigkeit auch unter Verwendung des Treecode-Algorithmus mit einem Treecode-Parameter von 1 für einen Strahlstrom von 100, 200

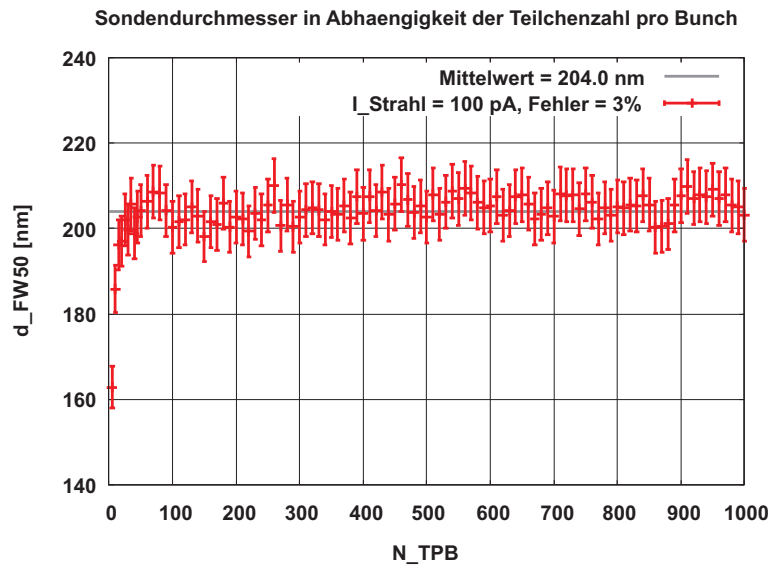


Abbildung B.3: Variation der Teilchenzahl pro Bunch. Die Fehlerbalken entsprechen $\pm 3.0\%$ des Sondendurchmessers. Der Strahlstrom beträgt $I_{Strahl} = 100$ pA, der objektseitige halbe Öffnungswinkel $\alpha_o = 1.78$ mrad und die Gesamtteilchenzahl $N_{total} = 15000$. Der Startwert des Zufallszahlengenerators ist 10.

oder sogar 300 pA (Abbildungen B.4, B.5 und B.6). In allen drei Fällen können für $N_{TPB} = 2 \cdot I_{Strahl}/\text{pA}$ Randeﬀekte vernachlässigt werden und in allen drei Fällen liegen die Ergebnisse innerhalb eines Bereichs von $\pm 3.0\%$.

B.3 Treecode-Algorithmus

In den Abbildungen B.3 und B.4 sind die Simulationsergebnisse für einen Strahlstrom von 100 pA mit und ohne Verwendung des Treecode-Algorithmus dargestellt. Vergleicht man die Ergebnisse (Abbildung B.7), erhält man eine Abschätzung für den Fehler, der durch das Zusammenfassen weit entfernter Teilchen entsteht. Bei einem Treecode-Parameter von 1 ist dieser kleiner $\pm 1.0\%$.

B.4 Güte der modellierten Verteilung

IMAGE gibt neben den Eigenschaften der betrachteten Teilchen in der Bildebene auch die Energie der Teilchen in der Objektebene aus. Damit ist es möglich, die durch zufälliges Ziehen modellierte Energieverteilung am Ort des Emitters zu überprüfen. Für die Auswertung der anfänglichen Energiebreite wird ein Histogramm mit einer Bingröße von 0.02 eV auf dem Intervall $[-10 \text{ eV}, +10 \text{ eV}]$ erstellt und eine Gaußfunktion

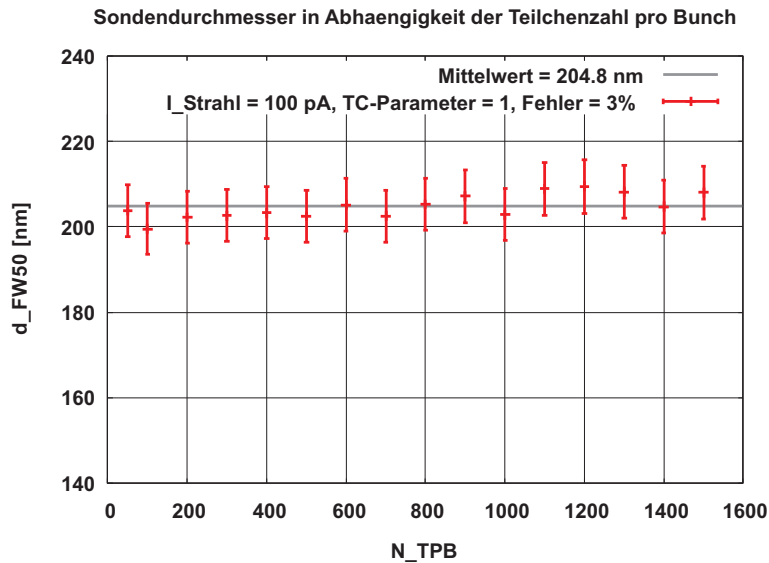


Abbildung B.4: Variation der Teilchenzahl pro Bunch bei Verwendung des Treecode-Algorithmus. Die Fehlerbalken entsprechen $\pm 3.0\%$ des Sondendurchmessers. Es ist $I_{Strahl} = 100$ pA, $\alpha_o = 1.78$ mrad und $N_{total} = 15000$. Der Startwert des Zufallszahlengenerators ist 10, der Treecode-Parameter ist 1.

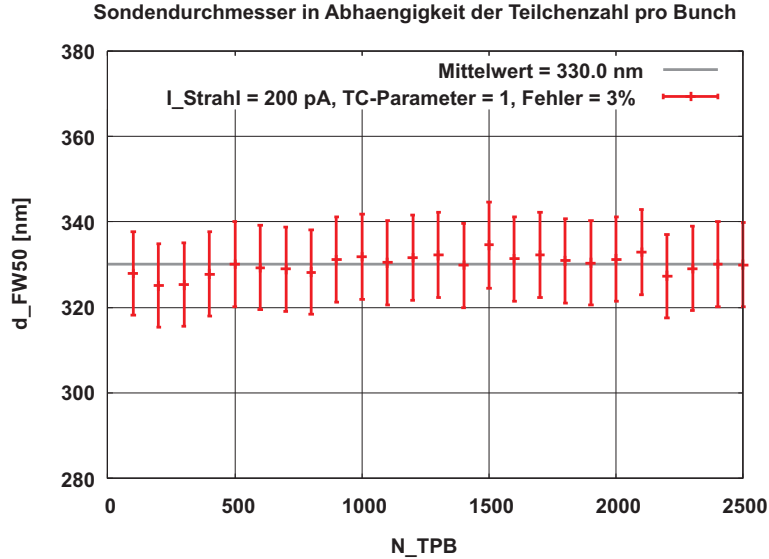


Abbildung B.5: Variation der Teilchenzahl pro Bunch für einen Strahlstrom von 200 pA und unter Verwendung des Treecode-Algorithmus. Die Fehlerbalken entsprechen $\pm 3.0\%$ des Sondendurchmessers. Es ist $\alpha_o = 2.52$ mrad und $N_{total} = 15000$. Der Startwert des Zufallszahlengenerators ist 10, der Treecode-Parameter ist 1.

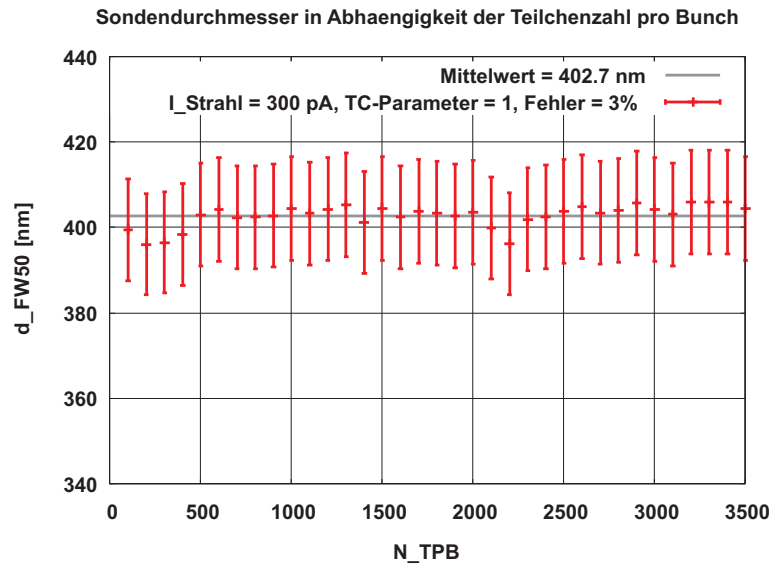


Abbildung B.6: Variation der Teilchenzahl pro Bunch für einen Strahlstrom von 300 pA und unter Verwendung des Treecode-Algorithmus. Die Fehlerbalken entsprechen $\pm 3.0\%$ des Sondendurchmessers. Es ist $\alpha_o = 3.09$ mrad und $N_{total} = 15000$. Der Startwert des Zufallszahlengenerators ist 10, der Treecode-Parameter ist 1.

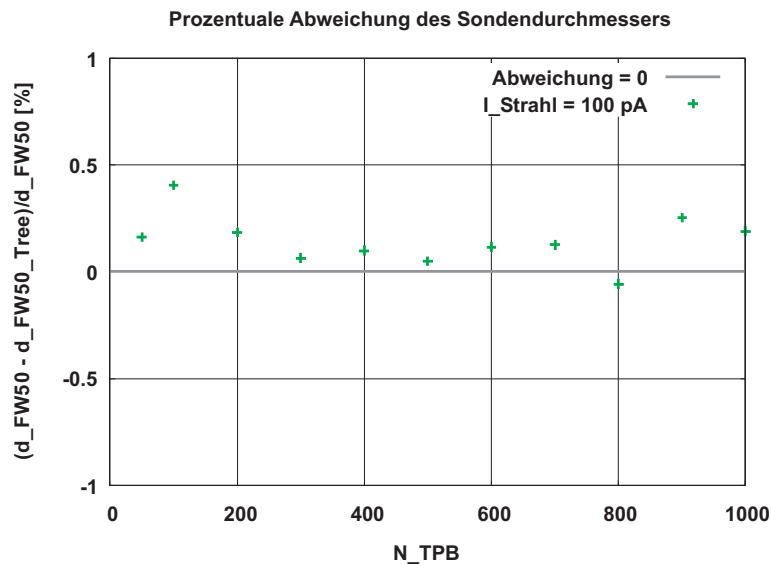


Abbildung B.7: Vergleich der Ergebnisse mit und ohne Verwendung des Treecode-Algorithmus. Es ist $I_{Strahl} = 100$ pA, $\alpha_o = 1.78$ mrad und $N_{total} = 15000$. Der Startwert des Zufallszahlengenerators ist 10, der Treecode-Parameter ist 1.

der Form

$$f(\Delta E) = \frac{a}{\sqrt{2\pi}s} \exp\left(-\frac{(\Delta E - b)^2}{2s^2}\right) \quad (\text{B.1})$$

an das Ergebnis angepasst. Nach Kapitel 3.4 ist die volle Halbwertsbreite gegeben durch

$$\Delta E_{FWHM} = 2\sqrt{2\ln(2)}s. \quad (\text{B.2})$$

Der Fehler aufgrund des Fits ergibt sich gemäß

$$\delta(\Delta E_{FWHM}) = 2\sqrt{2\ln(2)}\delta s. \quad (\text{B.3})$$

Das Ergebnis für zehn unterschiedliche Startwerte ist in Abbildung B.8 dargestellt. Die gewählten Werte sind 99, 1, 2, 9, 5, 125, 723, 139, 81 und 69. Der Fehler, der durch den implementierten Zufallszahlengenerator in der modellierten Energieverteilung entsteht, kann mit $\pm 2.0\%$ abgeschätzt werden.

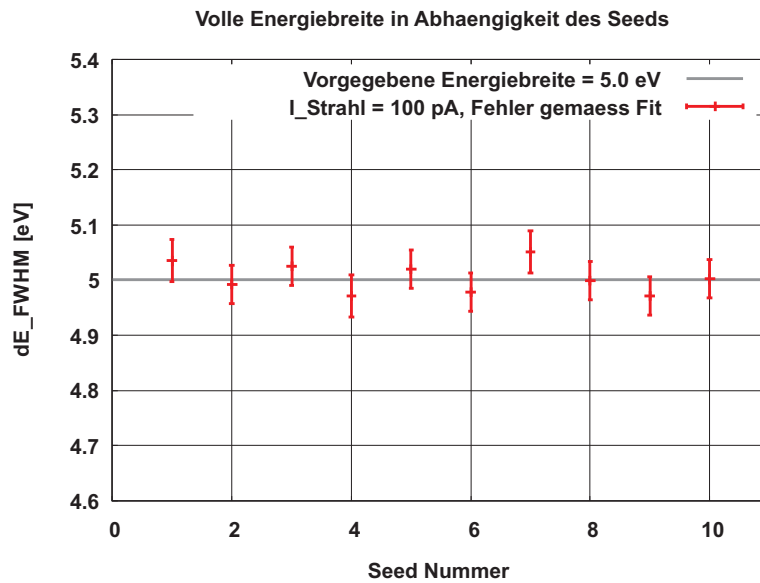


Abbildung B.8: Volle Energiebreite am Ort des Emitters in Abhängigkeit des gewählten Seeds. Der Fehlerbalken berücksichtigt den Fehler des Fits. Es ist $I_{Strahl} = 100$ pA, $\alpha_o = 1.78$ mrad, $N_{total} = 15000$ und $N_{TPB} = 200$. Der Treecode-Parameter ist 1.

Der Einfluss, der die Fehlmodellierung der Anfangsverteilungen auf den Sondendurchmesser hat, kann durch Variation des Startparameters mit $\pm 4.0\%$ abgeschätzt werden (Abbildung B.9).

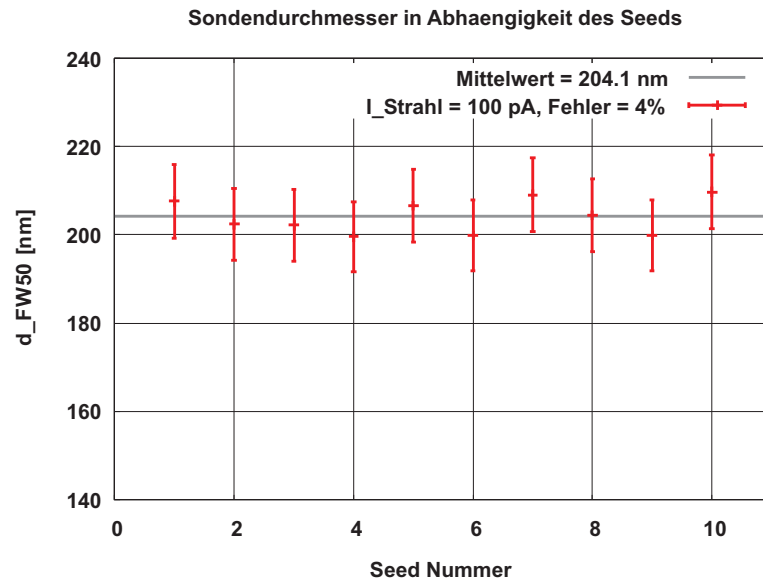


Abbildung B.9: Sondendurchmesser in Abhängigkeit des gewählten Seeds. Die Fehlerbalken entsprechen $\pm 4.0\%$ des Sondendurchmessers. Es ist $I_{Strahl} = 100$ pA, $\alpha_o = 1.78$ mrad, $N_{total} = 15000$ und $N_{TPB} = 200$. Der Treecode-Parameter ist 1.

Anhang C

Detaillierte Simulationsergebnisse

C.1 Grundlegende Betrachtungen

In den nachfolgenden Tabellen sind die im Rahmen des in Kapitel 5.2 beschriebenen Vorgehens erhaltenen Ergebnisse für alle untersuchten Systemkonfigurationen des Hybridsystems aufgelistet. Die Tabellen C.1, C.2 und C.3 enthalten die Ergebnisse des Programmpakets OPTICS, die Tabellen C.4, C.5 und C.6 die des Programmpakets IMAGE. Letztere enthalten als zusätzliche Information die Defokusdistanz Δz , bei der der angegebene Sondendurchmesser d_{FW50} ausgewertet wurde.

Betriebs- modus	L_{System} [mm]	d_w [mm]	Φ_{SFR} [V]	d_{RPS} [μm]	j_{RPS} [A/cm ²]	Φ_{SL2} [V]	M	M_α
<i>AaA</i>	335.0	5.0	7650	0.0573	2.4259	18980	-0.7546	-2.8109
<i>AaA</i>	460.0	5.0	7650	0.0573	2.4246	18930	-0.7645	-2.7744
<i>AaA</i>	560.0	5.0	7700	0.0573	2.4254	18950	-0.7533	-2.8157
<i>AiA</i>	335.0	5.0	11000	0.0567	2.4762	21320	-0.7574	-2.8005
<i>AiA</i>	460.0	5.0	11000	0.0567	2.4760	21310	-0.7604	-2.7894
<i>AiA</i>	560.0	5.0	10950	0.0567	2.4756	21280	-0.7598	-2.7916
<i>AaA</i>	340.0	10.0	4400	0.0938	0.9041	13940	-1.1368	-1.8660
<i>AaA</i>	465.0	10.0	4400	0.0940	0.9012	13870	-1.1495	-1.8455
<i>AaA</i>	565.0	10.0	4450	0.0939	0.9016	13930	-1.0928	-1.9412
<i>AiA</i>	340.0	10.0	9700	0.0851	1.0979	20160	-1.1477	-1.8483
<i>AiA</i>	465.0	10.0	9600	0.0851	1.0992	20200	-1.1395	-1.8616
<i>AiA</i>	565.0	10.0	9550	0.0851	1.0998	20220	-1.1435	-1.8551
<i>AaA</i>	345.0	15.0	3400	0.1289	0.4793	11500	-1.4358	-1.4775
<i>AaA</i>	470.0	15.0	3400	0.1292	0.4770	11430	-1.4131	-1.5011
<i>AaA</i>	570.0	15.0	3400	0.1293	0.4760	11400	-1.4079	-1.5067
<i>AiA</i>	345.0	15.0	7050	0.1088	0.6722	17830	-1.4469	-1.4661
<i>AiA</i>	470.0	15.0	7000	0.1088	0.6725	17830	-1.4011	-1.5141
<i>AiA</i>	570.0	15.0	6950	0.1087	0.6732	17830	-1.4294	-1.4841

Tabelle C.1: Simulationsergebnisse von OPTICS für eine Landeenergie von $E_i = 1.0$ keV. Der Strahlstrom beträgt 125 pA, der Sondenstrom 63 pA.

Betriebsmodus	L_{System} [mm]	d_w [mm]	Φ_{SFR} [V]	d_{RPS} [μm]	j_{RPS} [A/cm ²]	Φ_{SL2} [V]	M	M_α
<i>AaA</i>	335.0	5.0	12000	0.0338	6.9564	21490	-0.4558	-3.2901
<i>AaA</i>	460.0	5.0	12000	0.0338	6.9577	21560	-0.4577	-3.2770
<i>AaA</i>	560.0	5.0	12000	0.0338	6.9587	21590	-0.4570	-3.2818
<i>AiA</i>	335.0	5.0	—	—	—	—	—	—
<i>AiA</i>	460.0	5.0	—	—	—	—	—	—
<i>AiA</i>	560.0	5.0	—	—	—	—	—	—
<i>AaA</i>	340.0	10.0	9050	0.0521	2.9372	19840	-0.7024	-2.1356
<i>AaA</i>	465.0	10.0	9001	0.0520	2.9398	19860	-0.6960	-2.1551
<i>AaA</i>	565.0	10.0	9001	0.0520	2.9415	19890	-0.6960	-2.1550
<i>AiA</i>	340.0	10.0	12000	0.0518	2.9701	21350	-0.6980	-2.1491
<i>AiA</i>	465.0	10.0	12000	0.0517	2.9753	21460	-0.7017	-2.1378
<i>AiA</i>	565.0	10.0	12000	0.0517	2.9778	21500	-0.6920	-2.1677
<i>AaA</i>	345.0	15.0	7000	0.0672	1.7629	17850	-0.8969	-1.6725
<i>AaA</i>	470.0	15.0	7000	0.0671	1.7662	17900	-0.8904	-1.6846
<i>AaA</i>	570.0	15.0	6950	0.0671	1.7659	17870	-0.8958	-1.6745
<i>AiA</i>	345.0	15.0	12000	0.0654	1.8631	21090	-0.8882	-1.6889
<i>AiA</i>	470.0	15.0	12000	0.0652	1.8734	21260	-0.8841	-1.6966
<i>AiA</i>	570.0	15.0	12000	0.0651	1.8784	21340	-0.8800	-1.7046

Tabelle C.2: Simulationsergebnisse von OPTICS für eine Landeenergie von $E_i = 2.0$ keV. Der Strahlstrom beträgt 125 pA, der Sondenstrom 63 pA. Unter den angegebenen Bedingungen existiert der Betriebsmodus *AiA* bei einem Arbeitsabstand von 5.0 mm nicht. In zwei Fällen musste aufgrund eines Programmfehlers ein kinetisches Potential des Strahlführungsrohrs von 9001 statt von 9000 V angegeben werden.

Betriebsmodus	L_{System} [mm]	d_w [mm]	Φ_{SFR} [V]	d_{RPS} [μm]	j_{RPS} [A/cm ²]	Φ_{SL2} [V]	M	M_α
<i>AaA</i>	335.0	5.0	13000	0.0252	12.5526	21490	-0.3406	-3.5953
<i>AaA</i>	460.0	5.0	13000	0.0252	12.5552	21660	-0.3408	-3.5937
<i>AaA</i>	560.0	5.0	13000	0.0252	12.5564	21740	-0.3412	-3.5894
<i>AiA</i>	335.0	5.0	—	—	—	—	—	—
<i>AiA</i>	460.0	5.0	—	—	—	—	—	—
<i>AiA</i>	560.0	5.0	—	—	—	—	—	—
<i>AaA</i>	340.0	10.0	13000	0.0385	5.3818	21490	-0.5206	-2.3524
<i>AaA</i>	465.0	10.0	13000	0.0384	5.3927	21660	-0.5211	-2.3502
<i>AaA</i>	565.0	10.0	13000	0.0384	5.3977	21740	-0.5219	-2.3467
<i>AiA</i>	340.0	10.0	13000	0.1064	0.7035	22490	-2.1234	-0.5768
<i>AiA</i>	465.0	10.0	13000	0.1314	0.4611	22420	-2.6313	-0.4655
<i>AiA</i>	565.0	10.0	13000	0.1424	0.3922	22370	-2.8553	-0.4289
<i>AaA</i>	345.0	15.0	10600	0.0493	3.2787	20430	-0.6688	-1.8312
<i>AaA</i>	470.0	15.0	10550	0.0492	3.2908	20580	-0.6654	-1.8406
<i>AaA</i>	570.0	15.0	10550	0.0491	3.2965	20660	-0.6612	-1.8524
<i>AiA</i>	345.0	15.0	13000	0.0491	3.2960	21330	-0.6679	-1.8336
<i>AiA</i>	470.0	15.0	13000	0.0490	3.3103	21540	-0.6662	-1.8384
<i>AiA</i>	570.0	15.0	13000	0.0490	3.3170	21640	-0.6659	-1.8392

Tabelle C.3: Simulationsergebnisse von OPTICS für eine Landeenergie von $E_i = 3.0$ keV. Der Strahlstrom beträgt 125 pA, der Sondenstrom 63 pA. Unter den angegebenen Bedingungen existiert der Betriebsmodus *AiA* bei einem Arbeitsabstand von 5.0 mm nicht.

Betriebs- modus	L_{System} [mm]	d_w [mm]	Φ_{SFR} [V]	Δz [μm]	d_{FW50} [μm]	j_{FW50} [A/cm ²]	Φ_{SL2} [V]	M	M_α
<i>AaA</i>	335.0	5.0	7650	5.0	0.1420	2.8020	18980	-0.7551	-2.8090
<i>AaA</i>	460.0	5.0	7650	5.0	0.1746	2.2789	18720	-0.5043	-4.2055
<i>AaA</i>	560.0	5.0	7700	5.0	0.1971	2.0187	18650	-0.3977	-5.3334
<i>AiA</i>	335.0	5.0	11000	5.0	0.1095	3.6337	21360	-0.8047	-2.6358
<i>AiA</i>	460.0	5.0	11000	4.0	0.1202	3.3102	21340	-0.8106	-2.6165
<i>AiA</i>	560.0	5.0	10950	6.0	0.1310	3.0373	21300	-0.8007	-2.6488
<i>AaA</i>	340.0	10.0	4400	4.0	0.3561	1.1173	13130	-0.4009	-5.2914
<i>AaA</i>	465.0	10.0	4400	13.0	0.4116	0.9667	13290	-0.4011	-5.2892
<i>AaA</i>	565.0	10.0	4450	-1.0	0.4459	0.8923	13230	-0.3010	-7.0486
<i>AiA</i>	340.0	10.0	9700	10.0	0.2400	1.6579	19580	-0.7002	-3.0299
<i>AiA</i>	465.0	10.0	9600	8.0	0.2735	1.4548	19590	-0.6011	-3.5294
<i>AiA</i>	565.0	10.0	9550	12.0	0.2976	1.3370	19710	-0.6000	-3.5360
<i>AaA</i>	345.0	15.0	3400	0.0	0.5253	0.7574	10500	-0.3995	-5.3110
<i>AaA</i>	470.0	15.0	3400	0.0	0.6022	0.6607	10730	-0.4023	-5.2741
<i>AaA</i>	570.0	15.0	3400	12.0	0.6502	0.6119	10830	-0.4012	-5.2885
<i>AiA</i>	345.0	15.0	7050	14.0	0.3840	1.0362	16660	-0.5989	-3.5422
<i>AiA</i>	470.0	15.0	7000	5.0	0.4345	0.9157	16690	-0.4994	-4.2481
<i>AiA</i>	570.0	15.0	6950	13.0	0.4692	0.8480	16880	-0.5009	-4.2355

Tabelle C.4: Simulationsergebnisse von IMAGE für eine Landeenergie von $E_i = 1.0$ keV. Der Strahlstrom beträgt 125 pA, der Sondenstrom 63 pA.

Betriebsmodus	L_{System} [mm]	d_w [mm]	Φ_{SFR} [V]	Δz [μm]	d_{FW50} [μm]	j_{FW50} [A/cm ²]	Φ_{SL2} [V]	M	M_α
<i>AaA</i>	335.0	5.0	12000	2.0	0.0590	6.7439	21580	-0.5031	-2.9811
<i>AaA</i>	460.0	5.0	12000	2.0	0.0645	6.1688	21620	-0.5018	-2.9884
<i>AaA</i>	560.0	5.0	12000	2.0	0.0690	5.7665	21640	-0.5022	-2.9862
<i>AiA</i>	335.0	5.0	—	—	—	—	—	—	—
<i>AiA</i>	460.0	5.0	—	—	—	—	—	—	—
<i>AiA</i>	560.0	5.0	—	—	—	—	—	—	—
<i>AaA</i>	340.0	10.0	9050	6.0	0.1177	3.3805	19900	-0.7491	-2.0025
<i>AaA</i>	465.0	10.0	9001	9.0	0.1427	2.7883	19860	-0.6965	-2.1538
<i>AaA</i>	565.0	10.0	9001	7.0	0.1647	2.4158	19670	-0.5015	-2.9913
<i>AiA</i>	340.0	10.0	12000	5.0	0.0994	4.0029	21490	-0.8013	-1.8720
<i>AiA</i>	465.0	10.0	12000	6.0	0.1094	3.6370	21560	-0.8055	-1.8622
<i>AiA</i>	565.0	10.0	12000	6.0	0.1185	3.3577	21590	-0.8048	-1.8639
<i>AaA</i>	345.0	15.0	7000	4.0	0.2070	1.9222	17110	-0.4995	-3.0033
<i>AaA</i>	470.0	15.0	7000	0.0	0.2437	1.6327	17080	-0.3997	-3.7528
<i>AaA</i>	570.0	15.0	6950	2.0	0.2738	1.4532	17200	-0.4002	-3.7481
<i>AiA</i>	345.0	15.0	12000	9.0	0.1422	2.7981	21240	-1.0029	-1.4958
<i>AiA</i>	470.0	15.0	12000	9.0	0.1595	2.4946	21260	-0.8846	-1.6958
<i>AiA</i>	570.0	15.0	12000	11.0	0.1742	2.2841	21430	-0.9934	-1.5101

Tabelle C.5: Simulationsergebnisse von IMAGE für eine Landeenergie von $E_i = 2.0$ keV. Der Strahlstrom beträgt 125 pA, der Sondenstrom 63 pA.

Betriebs- modus	L_{System} [mm]	d_w [mm]	Φ_{SFR} [V]	Δz [μm]	d_{FW50} [μm]	j_{FW50} [A/cm ²]	Φ_{SL2} [V]	M	M_α
<i>AaA</i>	335.0	5.0	13000	0.0	0.0431	9.2317	21490	-0.3407	-3.5937
<i>AaA</i>	460.0	5.0	13000	1.0	0.0470	8.4657	21800	-0.4007	-3.0557
<i>AaA</i>	560.0	5.0	13000	1.0	0.0504	7.8946	21850	-0.3988	-3.0706
<i>AiA</i>	335.0	5.0	—	—	—	—	—	—	—
<i>AiA</i>	460.0	5.0	—	—	—	—	—	—	—
<i>AiA</i>	560.0	5.0	—	—	—	—	—	—	—
<i>AaA</i>	340.0	10.0	13000	2.0	0.0687	5.7917	21490	-0.5208	-2.3515
<i>AaA</i>	465.0	10.0	13000	3.0	0.0747	5.3265	21780	-0.5981	-2.0478
<i>AaA</i>	565.0	10.0	13000	4.0	0.0800	4.9736	21840	-0.6010	-2.0378
<i>AiA</i>	340.0	10.0	13000	19.0	0.1515	2.6263	22490	-2.1268	-0.5759
<i>AiA</i>	465.0	10.0	13000	53.0	0.1922	2.0702	22420	-2.6386	-0.4642
<i>AiA</i>	565.0	10.0	13000	69.0	0.2138	1.8610	22370	-2.8659	-0.4273
<i>AaA</i>	345.0	15.0	10600	6.0	0.1041	3.8222	20490	-0.7001	-1.7496
<i>AaA</i>	470.0	15.0	10550	7.0	0.1206	3.2992	20750	-0.8053	-1.5209
<i>AaA</i>	570.0	15.0	10550	8.0	0.1369	2.9064	20700	-0.6962	-1.7593
<i>AiA</i>	345.0	15.0	13000	5.0	0.0937	4.2464	21400	-0.7021	-1.7445
<i>AiA</i>	470.0	15.0	13000	3.0	0.1026	3.8780	21590	-0.6999	-1.7499
<i>AiA</i>	570.0	15.0	13000	5.0	0.1108	3.5910	21680	-0.6989	-1.7524

Tabelle C.6: Simulationsergebnisse von IMAGE für eine Landeenergie von $E_i = 3.0$ keV. Der Strahlstrom beträgt 125 pA, der Sondenstrom 63 pA.

C.2 Simulationen mit OPTICS

In den nachfolgenden Tabellen sind die im Rahmen des in Kapitel 5.6.2 beschriebenen Vorgehens erhaltenen Ergebnisse für alle betrachteten Systemkonfigurationen des endgültigen Systems aufgelistet. Systemkonfigurationen, für die unter den gegebenen Umständen weniger als zehn verschiedene Einstellungen der Fokuselektrode der Strahlerlinse möglich sind, werden nicht berücksichtigt. Die Tabellen C.7, C.8 und C.9 enthalten die Ergebnisse des Programmpakets OPTICS für ein System ohne zusätzlichen Justageablenker, die Tabellen C.10, C.11 und C.12 enthalten die Ergebnisse für ein System mit zusätzlichem Justageablenker. Für die optimalen Systemkonfigurationen sind außerdem in Tabelle C.13 die Eigenschaften der beiden Immersionslinsen aufgeführt.

Betriebsmodus	E_i [keV]	Φ_{SFR} [V]	d_{RPS} [μm]	j_{RPS} [A/cm ²]	Φ_{SL2} [V]	M	M_α
<i>AaA</i>	1.0	7440	0.0587	2.3066	18820	-0.7677	-2.7629
<i>AiA</i>	1.0	11000	0.0580	2.3685	21450	-0.7777	-2.7275
<i>AiD</i>	1.0	11000	0.0826	1.1660	20770	-1.1214	-1.8916
<i>DaA</i>	1.0	7380	0.0704	1.6048	1900	-0.7264	-2.9200
<i>DiA</i>	1.0	10980	0.0681	1.7170	2310	-0.7398	-2.8670
<i>DiD</i>	1.0	11000	0.0951	0.8799	2400	-1.0906	-1.9452
<i>AaA</i>	2.0	12000	0.0346	6.6298	21690	-0.4641	-3.2316
<i>AiD</i>	2.0	12000	0.4183	0.0455	22300	-8.4027	-0.1785
<i>AaD</i>	2.0	12000	0.0662	1.8176	21130	-0.8965	-1.6732
<i>DaA</i>	2.0	12000	0.0403	4.8881	2460	-0.4289	-3.4971
<i>DaD</i>	2.0	12000	0.0757	1.3883	2540	-0.8416	-1.7823
<i>AaA</i>	3.0	13000	0.0257	12.0662	21810	-0.3460	-3.5391
<i>AaD</i>	3.0	13000	0.0553	2.5991	21430	-0.7505	-1.6320
<i>DaA</i>	3.0	13000	0.0296	9.0956	2610	-0.3340	-3.6661
<i>DaD</i>	3.0	13000	0.0629	2.0107	2670	-0.7135	-1.7165

Tabelle C.7: Simulationsergebnisse von OPTICS für eine Länge des Systems von $L_{System} = 403.7$ mm und einen Arbeitsabstand von $d_w = 5.0$ mm. Der Strahlstrom beträgt 125 pA, der Sondenstrom 63 pA.

Betriebs- modus	E_i [keV]	Φ_{SFR} [V]	d_{RPS} [μm]	j_{RPS} [A/cm ²]	Φ_{SL2} [V]	M	M_α
<i>AaA</i>	1.0	4380	0.0952	0.8774	13900	-1.1434	-1.8553
<i>AiA</i>	1.0	11000	0.0850	1.1026	21160	-1.1504	-1.8441
<i>AiD</i>	1.0	11000	0.0874	1.0422	20700	-1.1907	-1.7816
<i>DaA</i>	1.0	4380	0.1092	0.6670	1590	-1.1006	-1.9274
<i>DiA</i>	1.0	10980	0.0989	0.8132	2350	-1.1079	-1.9147
<i>DiD</i>	1.0	11000	0.1006	0.7871	2410	-1.1415	-1.8584
<i>AaA</i>	2.0	8950	0.0528	2.8552	19910	-0.7104	-2.1117
<i>AiA</i>	2.0	12000	0.0525	2.8917	21550	-0.7059	-2.1249
<i>AiD</i>	2.0	12000	0.1629	0.2998	21980	-3.2376	-0.4633
<i>AaD</i>	2.0	12000	0.0712	1.5697	20920	-0.9675	-1.5504
<i>DaA</i>	2.0	8840	0.0626	2.0329	2100	-0.6678	-2.2463
<i>DiA</i>	2.0	12000	0.0608	2.1524	2480	-0.6574	-2.2818
<i>DaD</i>	2.0	12000	0.0811	1.2089	2570	-0.9160	-1.6376
<i>AaA</i>	3.0	13000	0.0390	5.2274	21740	-0.5294	-2.3136
<i>AiA</i>	3.0	13000	0.1032	0.7471	22510	-2.0585	-0.5950
<i>AaD</i>	3.0	13000	0.0605	2.1707	21210	-0.8233	-1.4876
<i>DaA</i>	3.0	12990	0.0448	3.9651	2620	-0.5089	-2.4067
<i>DaD</i>	3.0	13000	0.0686	1.6920	2710	-0.7670	-1.5968

Tabelle C.8: Simulationsergebnisse von OPTICS für eine Länge des Systems von $L_{System} = 408.7$ mm und einen Arbeitsabstand von $d_w = 10.0$ mm. Der Strahlstrom beträgt 125 pA, der Sondenstrom 63 pA.

Betriebs- modus	E_i [keV]	Φ_{SFR} [V]	d_{RPS} [μm]	j_{RPS} [A/cm ²]	Φ_{SL2} [V]	M	M_α
<i>AaA</i>	1.0	3410	0.1302	0.4693	11510	-1.3899	-1.5262
<i>AiA</i>	1.0	9001	0.1044	0.7304	19680	-1.3881	-1.5282
<i>AiD</i>	1.0	9001	0.1041	0.7338	19640	-1.3986	-1.5167
<i>DaA</i>	1.0	3410	0.1396	0.4086	1500	-1.3932	-1.5227
<i>DiA</i>	1.0	8830	0.1234	0.5227	2130	-1.3206	-1.6064
<i>DiD</i>	1.0	8850	0.1229	0.5269	2140	-1.3208	-1.6061
<i>AaA</i>	2.0	6980	0.0679	1.7267	17940	-0.9042	-1.6589
<i>AiA</i>	2.0	12000	0.0661	1.8239	21370	-0.8921	-1.6814
<i>AiD</i>	2.0	12000	0.0753	1.4040	20740	-1.0227	-1.4667
<i>DaA</i>	2.0	6900	0.0808	1.2194	1890	-0.8521	-1.7604
<i>DiA</i>	2.0	11980	0.0762	1.3710	2500	-0.8576	-1.7492
<i>DiD</i>	2.0	12000	0.0855	1.0880	2600	-0.9590	-1.5642
<i>AaA</i>	3.0	10550	0.0498	3.2102	20630	-0.6742	-1.8166
<i>AiA</i>	3.0	13000	0.0496	3.2290	21600	-0.6763	-1.8110
<i>AiD</i>	3.0	12980	0.3734	0.0571	22580	-7.5025	-0.1632
<i>AaD</i>	3.0	13000	0.0650	1.8843	21010	-0.8839	-1.3856
<i>DaA</i>	3.0	10470	0.0580	2.3623	2330	-0.6394	-1.9154
<i>DiA</i>	3.0	12980	0.0568	2.4666	2640	-0.6513	-1.8806
<i>DaD</i>	3.0	13000	0.0733	1.4801	2740	-0.8322	-1.4716

Tabelle C.9: Simulationsergebnisse von OPTICS für eine Länge des Systems von $L_{System} = 413.7$ mm und einen Arbeitsabstand von $d_w = 15.0$ mm. In zwei Fällen musste aufgrund eines Programmfehlers ein kinetisches Potential des Strahlführungsrohrs von 9001 statt von 9000 V angegeben werden. Der Strahlstrom beträgt 125 pA, der Sondenstrom 63 pA.

Betriebs- modus	E_i [keV]	Φ_{SFR} [V]	d_{RPS} [μm]	j_{RPS} [A/cm ²]	Φ_{SL2} [V]	M	M_α
<i>AaA</i>	1.0	7450	0.0588	2.3048	18780	-0.7677	-2.7628
<i>AiA</i>	1.0	11000	0.0580	2.3675	21430	-0.7835	-2.7071
<i>AiD</i>	1.0	11000	0.0821	1.1806	20910	-1.1111	-1.9093
<i>DaA</i>	1.0	7400	0.0704	1.6073	1910	-0.7256	-2.9233
<i>DiA</i>	1.0	10950	0.0681	1.7180	2320	-0.7349	-2.8862
<i>DiD</i>	1.0	11000	0.0949	0.8827	2400	-1.0206	-2.0785
<i>AaA</i>	2.0	12000	0.0346	6.6316	21720	-0.4645	-3.2290
<i>AaD</i>	2.0	12000	0.0658	1.8368	21290	-0.8879	-1.6894
<i>DaA</i>	2.0	11960	0.0403	4.8996	2460	-0.4458	-3.3644
<i>DaD</i>	2.0	12000	0.0756	1.3916	2530	-0.8286	-1.8103
<i>AaA</i>	3.0	13000	0.0257	12.0719	21900	-0.3462	-3.5376
<i>AaD</i>	3.0	13000	0.0551	2.6230	21610	-0.7471	-1.6394
<i>DaA</i>	3.0	12980	0.0296	9.0956	2610	-0.3332	-3.6750
<i>DaD</i>	3.0	13000	0.0629	2.0143	2660	-0.7002	-1.7493

Tabelle C.10: Simulationsergebnisse von OPTICS für eine Länge des Systems von $L_{System} = 528.7$ mm und einen Arbeitsabstand von $d_w = 5.0$ mm. Der Strahlstrom beträgt 125 pA, der Sondenstrom 63 pA.

Betriebs- modus	E_i [keV]	Φ_{SFR} [V]	d_{RPS} [μm]	j_{RPS} [A/cm ²]	Φ_{SL2} [V]	M	M_α
<i>AaA</i>	1.0	4400	0.0953	0.8769	13890	-1.1535	-1.8391
<i>AiA</i>	1.0	11000	0.0849	1.1050	21200	-1.1385	-1.8633
<i>AiD</i>	1.0	11000	0.0868	1.0559	20860	-1.1761	-1.8038
<i>DaA</i>	1.0	4360	0.1092	0.6669	1590	-1.0880	-1.9498
<i>DiA</i>	1.0	11000	0.0990	0.8127	2360	-1.0538	-2.0131
<i>DiD</i>	1.0	11000	0.1003	0.7905	2400	-1.1280	-1.8806
<i>AaA</i>	2.0	8930	0.0528	2.8569	19930	-0.7119	-2.1070
<i>AiA</i>	2.0	12000	0.0524	2.8952	21610	-0.7020	-2.1366
<i>AiD</i>	2.0	11990	0.1764	0.2556	21960	-3.5142	-0.4268
<i>AaD</i>	2.0	12000	0.0707	1.5938	21130	-0.9569	-1.5676
<i>DaA</i>	2.0	8910	0.0625	2.0349	2110	-0.6594	-2.2748
<i>DiA</i>	2.0	12000	0.0608	2.1546	2480	-0.6783	-2.2115
<i>DaD</i>	2.0	12000	0.0809	1.2158	2550	-0.9151	-1.6391
<i>AaA</i>	3.0	12980	0.0390	5.2357	21840	-0.5291	-2.3149
<i>AiA</i>	3.0	13000	0.1226	0.5294	22460	-2.4531	-0.4993
<i>AaD</i>	3.0	13000	0.0601	2.1997	21440	-0.8168	-1.4994
<i>DaA</i>	3.0	12990	0.0448	3.9652	2620	-0.5062	-2.4193
<i>DaD</i>	3.0	13000	0.0684	1.6990	2680	-0.7948	-1.5409

Tabelle C.11: Simulationsergebnisse von OPTICS für eine Länge des Systems von $L_{System} = 533.7$ mm und einen Arbeitsabstand von $d_w = 10.0$ mm. Der Strahlstrom beträgt 125 pA, der Sondenstrom 63 pA.

Betriebs- modus	E_i [keV]	Φ_{SFR} [V]	d_{RPS} [μm]	j_{RPS} [A/cm ²]	Φ_{SL2} [V]	M	M_α
<i>AaA</i>	1.0	3420	0.1302	0.4691	11500	-1.4439	-1.4692
<i>AiA</i>	1.0	8910	0.1043	0.7312	19710	-1.3783	-1.5391
<i>AiD</i>	1.0	8910	0.1041	0.7350	19680	-1.3884	-1.5279
<i>DaA</i>	1.0	3420	0.1395	0.4086	1500	-1.4011	-1.5141
<i>DiA</i>	1.0	8750	0.1237	0.5197	2110	-1.3560	-1.5644
<i>DiD</i>	1.0	8810	0.1230	0.5256	2130	-1.2761	-1.6624
<i>AaA</i>	2.0	6970	0.0679	1.7284	17960	-0.9041	-1.6592
<i>AiA</i>	2.0	12000	0.0659	1.8303	21480	-0.8963	-1.6736
<i>AiD</i>	2.0	12000	0.0746	1.4316	20990	-1.0074	-1.4890
<i>DaA</i>	2.0	6930	0.0808	1.2199	1890	-0.8514	-1.7619
<i>DiA</i>	2.0	12000	0.0762	1.3719	2500	-0.8571	-1.7500
<i>DiD</i>	2.0	12000	0.0852	1.0975	2570	-0.9676	-1.5503
<i>AaA</i>	3.0	10520	0.0497	3.2190	20730	-0.6713	-1.8244
<i>AiA</i>	3.0	13000	0.0496	3.2394	21740	-0.6761	-1.8116
<i>AaD</i>	3.0	13000	0.0644	1.9178	21280	-0.8711	-1.4060
<i>DaA</i>	3.0	10450	0.0581	2.3610	2320	-0.6420	-1.9078
<i>DiA</i>	3.0	13000	0.0568	2.4671	2640	-0.6353	-1.9277
<i>DaD</i>	3.0	13000	0.0731	1.4906	2710	-0.8269	-1.4811

Tabelle C.12: Simulationsergebnisse von OPTICS für eine Länge des Systems von $L_{System} = 538.7$ mm und einen Arbeitsabstand von $d_w = 15.0$ mm. Der Strahlstrom beträgt 125 pA, der Sondenstrom 63 pA.

L_{System} [mm]	E_i [keV]	Φ_{L2} [V]	$f_{o,real}$ [mm]	$f_{i,real}$ [mm]	$z_{H,o,real}$ [mm]	$z_{H,i,real}$ [mm]	$f_{o,asym}$ [mm]	$f_{i,asym}$ [mm]	$z_{H,o,asym}$ [mm]	$z_{H,i,asym}$ [mm]
403.7	1.0	21450	11.9935	20.7269	12.0831	6.3168	11.9935	18.7515	12.0829	8.0351
		7360	10.9725	3.7558	401.6631	399.9662	12.4555	3.7555	403.5005	399.9668
403.7	2.0	21690	11.4639	20.5506	11.3522	6.2768	11.4639	18.7205	11.3520	7.8995
		14997	10.8049	4.2168	401.6253	399.4645	10.3281	4.2164	401.2808	399.4651
403.7	3.0	21810	11.0666	20.4857	10.7379	6.2363	11.0666	18.8095	10.7378	7.7553
		21949	10.9905	4.9249	401.6391	398.7251	10.2511	4.9245	401.7274	398.7257
528.7	1.0	21430	12.0054	20.7461	12.0758	6.3160	12.0053	18.7700	12.0756	8.0374
		7366	10.9656	3.7523	526.6622	524.9652	12.4439	3.7520	528.4939	524.9657
528.7	2.0	21720	11.4465	20.5221	11.3627	6.2787	11.4465	18.6920	11.3626	7.8984
		14985	10.8108	4.2196	526.6259	524.4664	10.3350	4.2192	526.2814	524.4670
528.7	3.0	21900	11.0147	20.4003	10.7684	6.2436	11.0147	18.7214	10.7682	7.7586
		21908	11.0054	4.9313	526.6407	523.7311	10.2644	4.9309	526.7190	523.7317

Tabelle C.13: Eigenschaften der beiden Linsen nach OPTICS. Die obere Zeile einer Systemkonfiguration beschreibt die Eigenschaften der Strahlerlinse ($\Phi_{L2} = \Phi_{SL2}$), die untere die Eigenschaften der Objektivlinse ($\Phi_{L2} = \Phi_{OL2}$). Das kinetische Potential des Strahlführungsrohrs beträgt $\Phi_{SFR} = 11.0$ kV für $E_i = 1.0$ keV, $\Phi_{SFR} = 12.0$ kV für $E_i = 2.0$ keV und $\Phi_{SFR} = 13.0$ kV für $E_i = 3.0$ keV.

C.3 Simulationen mit IMAGE ohne Aperturblende

In den nachfolgenden Tabellen sind die im Rahmen des in Kapitel 5.6.3 beschriebenen Vorgehens erhaltenen Ergebnisse für alle betrachteten Systemkonfigurationen des endgültigen Systems aufgelistet. Systemkonfigurationen, für die unter den gegebenen Umständen weniger als zehn verschiedene Einstellungen der Fokuselektrode der Strahlerlinse möglich sind, werden nicht berücksichtigt. Die Tabellen C.14, C.15 und C.16 enthalten die Ergebnisse des Programmpakets IMAGE für ein System ohne zusätzlichen Justageablenker, die Tabellen C.17, C.18 und C.19 enthalten die Ergebnisse für ein System mit zusätzlichem Justageablenker. Die entsprechenden Fitparameter a , b , c und d sind in den Tabellen C.20 bis C.25 aufgelistet. Als Fehler gibt das Programm Gnuplot die Standardabweichung eines jeden Fitparameters an. Da die statistischen Voraussetzungen für einen solchen Ansatz nicht zwingend für die betrachteten nicht-linearen Ausgleichsprobleme gegeben sind, sind die erhaltenen Fehlerwerte tendenziell etwas zu klein. Zur Erkennung von Trends sind sie dennoch hilfreich. Die strombegrenzende Wirkung der Aperturblende ist noch nicht berücksichtigt. Der Strahlstrom beträgt im gesamten System 125 pA.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
Φ_{SFR} [V]	7440	11000	11000	–	7380	10980	11000	–
M_{opt}	–0.6200	–0.7982	–0.7059	–	–0.3757	–0.5348	–0.5218	–
d_{opt} [nm]	165.5	116.4	246.9	–	199.4	158.7	272.8	–
Δz [μm]	–	–	–	–	–	–	–	–

(a) $E_i = 1.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
Φ_{SFR} [V]	12000	–	12000	12000	12000	–	–	12000
M_{opt}	–0.5022	–	–8.5061	–0.8364	–0.3658	–	–	–0.4890
d_{opt} [nm]	62.5	–	631.7	168.7	84.4	–	–	198.7
Δz [μm]	–	–	340	–	–	–	–	–

(b) $E_i = 2.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
Φ_{SFR} [V]	13000	–	–	13000	13000	–	–	13000
M_{opt}	–0.3679	–	–	–0.7945	–0.2804	–	–	–0.4558
d_{opt} [nm]	45.1	–	–	126.8	60.0	–	–	155.0
Δz [μm]	–	–	–	–	–	–	–	–

(c) $E_i = 3.0$ keV.

Tabelle C.14: Zwischenergebnisse von IMAGE für $L_{System} = 403.7$ mm und $d_w = 5.0$ mm. In den Fällen, in denen der Sondendurchmesser in Abhängigkeit der Vergrößerung streng monoton steigt oder fällt, ist der mit IMAGE berechnete kleinste Sondendurchmesser zusammen mit der dazugehörenden Defokusbildung angegeben.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
Φ_{SFR} [V]	4380	11000	11000	–	4380	10980	11000	–
M_{opt}	–0.3591	–0.9261	–0.6365	–	–0.3743	–0.5838	–0.5033	–
d_{opt} [nm]	384.5	226.9	273.5	–	405.7	270.3	297.0	–
Δz [μm]	–	–	–	–	–	–	–	–

(a) $E_i = 1.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
Φ_{SFR} [V]	8950	12000	12000	12000	8840	12000	–	12000
M_{opt}	–0.7047	–0.7763	–3.2498	–0.8397	–0.3981	–0.5119	–	–0.5085
d_{opt} [nm]	133.1	104.7	301.5	192.8	168.1	140.4	–	218.6
Δz [μm]	–	–	60	–	–	–	–	–

(b) $E_i = 2.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
Φ_{SFR} [V]	13000	13000	–	13000	12990	–	–	13000
M_{opt}	–0.5667	–2.0728	–	–0.8769	–0.4178	–	–	–0.4873
d_{opt} [nm]	72.3	152.0	–	144.2	95.7	–	–	172.6
Δz [μm]	–	24	–	–	–	–	–	–

(c) $E_i = 3.0$ keV.

Tabelle C.15: Zwischenergebnisse von IMAGE für $L_{System} = 408.7$ mm und $d_w = 10.0$ mm. In den Fällen, in denen der Sondendurchmesser in Abhängigkeit der Vergrößerung streng monoton steigt oder fällt, ist der mit IMAGE berechnete kleinste Sondendurchmesser zusammen mit der dazugehörigen Defokusdistanz angegeben.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
Φ_{SFR} [V]	3410	9001	9001	–	3410	8830	8850	–
M_{opt}	–0.4244	–0.6218	–0.5673	–	–0.4254	–0.5470	–0.5098	–
d_{opt} [nm]	570.9	361.5	368.8	–	586.3	392.3	397.0	–
Δz [μm]	–	–	–	–	–	–	–	–

(a) $E_i = 1.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
Φ_{SFR} [V]	6980	12000	12000	–	6900	11980	12000	–
M_{opt}	–0.4635	–0.9742	–0.7162	–	–0.3922	–0.5635	–0.4987	–
d_{opt} [nm]	230.7	148.3	214.4	–	254.4	190.7	237.3	–
Δz [μm]	–	–	–	–	–	–	–	–

(b) $E_i = 2.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
Φ_{SFR} [V]	10550	13000	12980	13000	10470	12980	–	13000
M_{opt}	–0.6878	–0.7391	–7.5669	–0.8902	–0.4235	–0.5142	–	–0.4889
d_{opt} [nm]	113.1	98.4	557.4	162.7	147.8	129.3	–	188.4
Δz [μm]	5	–	295	–	–	–	–	–

(c) $E_i = 3.0$ keV.

Tabelle C.16: Zwischenergebnisse von IMAGE für $L_{System} = 413.7$ mm und $d_w = 15.0$ mm. In den Fällen, in denen der Sondendurchmesser in Abhängigkeit der Vergrößerung streng monoton steigt oder fällt, ist der mit IMAGE berechnete kleinste Sondendurchmesser zusammen mit der dazugehörenden Defokusdistanz angegeben.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
Φ_{SFR} [V]	7450	11000	11000	–	7400	10950	11000	–
M_{opt}	–0.4189	–0.8091	–0.5834	–	–0.3010	–0.5079	–0.4591	–
d_{opt} [nm]	198.3	127.7	270.1	–	222.0	173.6	294.0	–
Δz [μm]	–	–	–	–	–	–	–	–

(a) $E_i = 1.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
Φ_{SFR} [V]	12000	–	–	12000	11960	–	–	12000
M_{opt}	–0.5070	–	–	–0.7787	–0.3332	–	–	–0.4339
d_{opt} [nm]	68.0	–	–	187.9	92.5	–	–	216.8
Δz [μm]	–	–	–	–	–	–	–	–

(b) $E_i = 2.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
Φ_{SFR} [V]	13000	–	–	13000	12980	–	–	13000
M_{opt}	–0.3642	–	–	–0.8192	–0.2824	–	–	–0.4063
d_{opt} [nm]	48.8	–	–	139.7	66.6	–	–	169.9
Δz [μm]	–	–	–	–	–	–	–	–

(c) $E_i = 3.0$ keV.

Tabelle C.17: Zwischenergebnisse von IMAGE für $L_{System} = 528.7$ mm und $d_w = 5.0$ mm. In den Fällen, in denen der Sondendurchmesser in Abhängigkeit der Vergrößerung streng monoton steigt oder fällt, ist der mit IMAGE berechnete kleinste Sondendurchmesser zusammen mit der dazugehörigen Defokusdistanz angegeben.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
Φ_{SFR} [V]	4400	11000	11000	–	4360	11000	11000	–
M_{opt}	–0.3498	–0.8275	–0.5525	–	–0.3424	–0.5261	–0.4678	–
d_{opt} [nm]	439.1	255.2	296.8	–	449.3	293.0	319.3	–
Δz [μm]	–	–	–	–	–	–	–	–

(a) $E_i = 1.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
Φ_{SFR} [V]	8930	12000	11990	12000	8910	12000	–	12000
M_{opt}	–0.5566	–0.7741	–3.5336	–0.6784	–0.3281	–0.4738	–	–0.4397
d_{opt} [nm]	158.9	115.3	352.6	214.0	188.9	155.7	–	237.9
Δz [μm]	–	–	101	–	–	–	–	–

(b) $E_i = 2.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
Φ_{SFR} [V]	12980	13000	–	13000	12990	–	–	13000
M_{opt}	–0.5812	–2.4801	–	–0.8720	–0.4071	–	–	–0.4250
d_{opt} [nm]	78.6	186.2	–	159.4	106.5	–	–	189.1
Δz [μm]	–	51	–	–	–	–	–	–

(c) $E_i = 3.0$ keV.

Tabelle C.18: Zwischenergebnisse von IMAGE für $L_{System} = 533.7$ mm und $d_w = 10.0$ mm. In den Fällen, in denen der Sondendurchmesser in Abhängigkeit der Vergrößerung streng monoton steigt oder fällt, ist der mit IMAGE berechnete kleinste Sondendurchmesser zusammen mit der dazugehörenden Defokusbildung angegeben.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
Φ_{SFR} [V]	3420	8910	8910	–	3420	8750	8810	–
M_{opt}	–0.3967	–0.5441	–0.4993	–	–0.3972	–0.4979	–0.4642	–
d_{opt} [nm]	640.0	397.3	402.7	–	639.1	430.1	429.8	–
Δz [μm]	–	–	–	–	–	–	–	–

(a) $E_i = 1.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
Φ_{SFR} [V]	6970	12000	12000	–	6930	12000	12000	–
M_{opt}	–0.3860	–1.0250	–0.5764	–	–0.3511	–0.5179	–0.4458	–
d_{opt} [nm]	266.5	165.7	236.0	–	285.2	209.8	257.1	–
Δz [μm]	–	–	–	–	–	–	–	–

(b) $E_i = 2.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
Φ_{SFR} [V]	10520	13000	–	13000	10450	13000	–	13000
M_{opt}	–0.6808	–0.7346	–	–0.9025	–0.3788	–0.4852	–	–0.4363
d_{opt} [nm]	132.3	107.9	–	180.8	166.1	143.3	–	206.8
Δz [μm]	6	–	–	–	–	–	–	–

(c) $E_i = 3.0$ keV.

Tabelle C.19: Zwischenergebnisse von IMAGE für $L_{System} = 538.7$ mm und $d_w = 15.0$ mm. In den Fällen, in denen der Sondendurchmesser in Abhängigkeit der Vergrößerung streng monoton steigt oder fällt, ist der mit IMAGE berechnete kleinste Sondendurchmesser zusammen mit der dazugehörigen Defokusdistanz angegeben.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
<i>a</i> [nm]	143.091	56.212	202.711	–	232.108	130.888	253.032	–
<i>b</i> [nm]	29.311	62.798	49.791	–	23.975	48.085	58.627	–
$\delta a/a$ [%]	0.312	0.821	0.193	–	0.256	0.693	0.284	–
$\delta b/b$ [%]	0.652	0.588	0.424	–	0.452	0.709	0.404	–
<i>c</i>	0.4	1.2	0.4	–	0.6	0.8	0.7	–
<i>d</i>	1.0	0.7	1.0	–	1.1	0.8	1.0	–

(a) $E_i = 1.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
<i>a</i> [nm]	65.792	–	91.852	57.643	113.266	–	–	190.704
<i>b</i> [nm]	8.935	–	–	112.224	10.103	–	–	36.431
$\delta a/a$ [%]	0.147	–	0.051	0.685	0.677	–	–	0.275
$\delta b/b$ [%]	0.268	–	–	0.335	1.040	–	–	0.480
<i>c</i>	0.7	–	0.9	1.0	0.8	–	–	0.6
<i>d</i>	1.3	–	–	0.4	1.2	–	–	1.0

(b) $E_i = 2.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
<i>a</i> [nm]	64.591	–	–	25.237	102.929	–	–	157.848
<i>b</i> [nm]	8.700	–	–	104.130	0.567	–	–	20.410
$\delta a/a$ [%]	0.334	–	–	0.647	0.753	–	–	0.240
$\delta b/b$ [%]	0.308	–	–	0.103	2.100	–	–	0.477
<i>c</i>	1.1	–	–	2.2	0.6	–	–	0.5
<i>d</i>	1.0	–	–	0.3	2.4	–	–	1.1

(c) $E_i = 3.0$ keV.

Tabelle C.20: Fitparameter der Funktion $f(|M|) = a|M|^c + b/|M|^d$ für $L_{System} = 403.7$ mm und $d_w = 5.0$ mm. Die Parameter *c* und *d* werden manuell mit einer Schrittweite von 0.1 variiert.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
a [nm]	573.186	135.762	235.662	–	571.778	231.761	282.529	–
b [nm]	5.752	91.442	51.992	–	22.262	64.989	61.553	–
$\delta a/a$ [%]	0.515	0.351	0.130	–	0.194	0.238	0.303	–
$\delta b/b$ [%]	1.746	0.519	0.276	–	0.540	0.330	0.527	–
c	0.6	0.6	0.5	–	0.7	0.7	0.7	–
d	2.5	0.8	1.1	–	1.7	1.0	1.0	–

(a) $E_i = 1.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
a [nm]	131.817	42.832	132.211	124.050	199.836	138.530	–	212.266
b [nm]	2.679	65.437	–	69.443	10.555	18.489	–	36.668
$\delta a/a$ [%]	0.597	0.346	0.060	0.275	0.193	0.204	–	0.195
$\delta b/b$ [%]	1.846	0.168	–	0.423	0.469	0.446	–	0.334
c	0.1	1.6	0.7	0.4	0.5	0.5	–	0.6
d	2.2	0.6	–	0.6	1.5	1.2	–	1.1

(b) $E_i = 2.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
a [nm]	61.257	78.710	–	14.182	120.596	–	–	159.362
b [nm]	24.779	–	–	130.804	2.597	–	–	36.143
$\delta a/a$ [%]	0.297	0.053	–	0.793	0.436	–	–	0.315
$\delta b/b$ [%]	0.238	–	–	0.097	1.375	–	–	0.516
c	1.2	0.9	–	2.7	0.5	–	–	0.6
d	0.9	–	–	0.2	2.2	–	–	0.9

(c) $E_i = 3.0$ keV.

Tabelle C.21: Fitparameter der Funktion $f(|M|) = a |M|^c + b/|M|^d$ für $L_{System} = 408.7$ mm und $d_w = 10.0$ mm. Die Parameter c und d werden manuell mit einer Schrittweite von 0.1 variiert.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
<i>a</i> [nm]	784.555	328.912	367.208	–	757.708	393.513	424.162	–
<i>b</i> [nm]	37.559	61.543	39.398	–	56.579	68.221	51.527	–
$\delta a/a$ [%]	0.109	0.200	0.117	–	0.171	0.223	0.169	–
$\delta b/b$ [%]	0.312	0.439	0.366	–	0.397	0.405	0.399	–
<i>c</i>	0.8	0.6	0.5	–	0.8	0.8	0.7	–
<i>d</i>	1.8	1.3	1.5	–	1.5	1.3	1.4	–

(a) $E_i = 1.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
<i>a</i> [nm]	258.194	26.038	189.555	–	350.507	191.928	233.051	–
<i>b</i> [nm]	16.052	122.277	28.723	–	6.954	15.237	38.952	–
$\delta a/a$ [%]	0.089	0.576	0.178	–	0.244	0.105	0.186	–
$\delta b/b$ [%]	0.300	0.151	0.605	–	0.697	0.373	0.383	–
<i>c</i>	0.5	2.0	0.3	–	0.6	0.4	0.6	–
<i>d</i>	1.6	0.4	1.2	–	2.2	1.6	1.1	–

(b) $E_i = 2.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
<i>a</i> [nm]	111.330	50.088	90.531	17.506	165.521	128.455	–	200.649
<i>b</i> [nm]	2.858	53.094	–	145.677	0.496	19.396	–	11.990
$\delta a/a$ [%]	0.464	0.288	0.307	0.481	0.088	0.199	–	0.114
$\delta b/b$ [%]	1.619	0.167	–	0.058	0.473	0.390	–	0.463
<i>c</i>	0.1	1.4	0.9	2.2	0.2	0.6	–	0.4
<i>d</i>	2.3	0.7	–	0.2	3.3	1.2	–	1.6

(c) $E_i = 3.0$ keV.

Tabelle C.22: Fitparameter der Funktion $f(|M|) = a |M|^c + b/|M|^d$ für $L_{System} = 413.7$ mm und $d_w = 15.0$ mm. Die Parameter *c* und *d* werden manuell mit einer Schrittweite von 0.1 variiert.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
<i>a</i> [nm]	210.680	58.870	251.326	–	301.505	149.293	298.295	–
<i>b</i> [nm]	17.453	71.574	35.373	–	2.854	50.493	55.585	–
$\delta a/a$ [%]	0.194	0.574	0.108	–	0.543	0.747	0.222	–
$\delta b/b$ [%]	0.632	0.349	0.320	–	1.207	0.709	0.416	–
<i>c</i>	0.4	1.3	0.4	–	0.4	0.8	0.7	–
<i>d</i>	1.2	0.7	1.2	–	2.1	0.8	1.0	–

(a) $E_i = 1.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
<i>a</i> [nm]	62.630	–	–	72.428	129.743	–	–	223.635
<i>b</i> [nm]	24.443	–	–	117.716	7.755	–	–	35.279
$\delta a/a$ [%]	0.578	–	–	0.601	1.104	–	–	0.274
$\delta b/b$ [%]	0.464	–	–	0.297	1.646	–	–	0.485
<i>c</i>	1.3	–	–	0.9	0.7	–	–	0.6
<i>d</i>	0.8	–	–	0.4	1.3	–	–	1.0

(b) $E_i = 2.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
<i>a</i> [nm]	70.255	–	–	16.503	109.399	–	–	189.499
<i>b</i> [nm]	7.657	–	–	124.965	8.910	–	–	10.700
$\delta a/a$ [%]	0.586	–	–	0.424	0.676	–	–	0.222
$\delta b/b$ [%]	0.720	–	–	0.043	0.850	–	–	0.605
<i>c</i>	1.0	–	–	2.7	0.9	–	–	0.4
<i>d</i>	1.1	–	–	0.2	1.0	–	–	1.4

(c) $E_i = 3.0$ keV.

Tabelle C.23: Fitparameter der Funktion $f(|M|) = a|M|^c + b/|M|^d$ für $L_{System} = 528.7$ mm und $d_w = 5.0$ mm. Die Parameter *c* und *d* werden manuell mit einer Schrittweite von 0.1 variiert.

Betriebsmodus	AaA	AiA	AiD	AaD	DaA	DiA	DiD	DaD
a [nm]	659.549	172.626	274.532	–	657.469	294.745	332.130	–
b [nm]	18.560	84.346	48.301	–	12.156	40.157	53.833	–
$\delta a/a$ [%]	0.121	0.280	0.119	–	0.161	0.300	0.148	–
$\delta b/b$ [%]	0.384	0.377	0.273	–	0.503	0.622	0.283	–
c	0.7	0.5	0.5	–	0.6	0.6	0.7	–
d	1.8	0.8	1.1	–	2.0	1.3	1.1	–

(a) $E_i = 1.0$ keV.

Betriebsmodus	AaA	AiA	AiD	AaD	DaA	DiA	DiD	DaD
a [nm]	162.054	48.351	145.948	200.438	239.177	155.531	–	264.329
b [nm]	1.413	70.610	–	17.229	0.699	21.400	–	19.815
$\delta a/a$ [%]	0.148	0.527	0.066	0.096	0.173	0.217	–	0.182
$\delta b/b$ [%]	1.023	0.254	–	0.522	0.764	0.426	–	0.566
c	0.1	1.5	0.7	0.2	0.3	0.5	–	0.5
d	2.5	0.6	–	1.3	2.9	1.1	–	1.4

(b) $E_i = 2.0$ keV.

Betriebsmodus	AaA	AiA	AiD	AaD	DaA	DiA	DiD	DaD
a [nm]	60.640	81.138	–	17.033	122.028	–	–	193.377
b [nm]	31.523	–	–	143.142	15.406	–	–	26.789
$\delta a/a$ [%]	0.336	0.310	–	1.275	0.392	–	–	0.230
$\delta b/b$ [%]	0.254	–	–	0.157	0.615	–	–	0.532
c	1.3	0.9	–	2.4	0.7	–	–	0.5
d	0.8	–	–	0.2	1.1	–	–	1.0

(c) $E_i = 3.0$ keV.

Tabelle C.24: Fitparameter der Funktion $f(|M|) = a |M|^c + b/|M|^d$ für $L_{System} = 533.7$ mm und $d_w = 10.0$ mm. Die Parameter c und d werden manuell mit einer Schrittweite von 0.1 variiert.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
<i>a</i> [nm]	911.864	416.297	445.965	–	896.915	450.808	490.284	–
<i>b</i> [nm]	42.527	40.923	25.080	–	12.297	74.498	48.917	–
$\delta a/a$ [%]	0.079	0.274	0.150	–	0.290	0.209	0.114	–
$\delta b/b$ [%]	0.261	0.834	0.645	–	0.616	0.375	0.297	–
<i>c</i>	0.8	0.6	0.5	–	0.6	0.8	0.7	–
<i>d</i>	1.7	1.6	1.8	–	2.5	1.2	1.4	–

(a) $E_i = 1.0$ keV.

Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
<i>a</i> [nm]	353.898	8.465	237.185	–	434.275	221.022	278.278	–
<i>b</i> [nm]	12.007	157.274	8.756	–	3.519	13.060	32.506	–
$\delta a/a$ [%]	0.096	0.803	0.059	–	0.202	0.139	0.182	–
$\delta b/b$ [%]	0.384	0.078	0.478	–	0.538	0.573	0.457	–
<i>c</i>	0.6	3.4	0.2	–	0.6	0.4	0.6	–
<i>d</i>	1.8	0.2	1.8	–	2.6	1.7	1.2	–

(b) $E_i = 2.0$ keV.

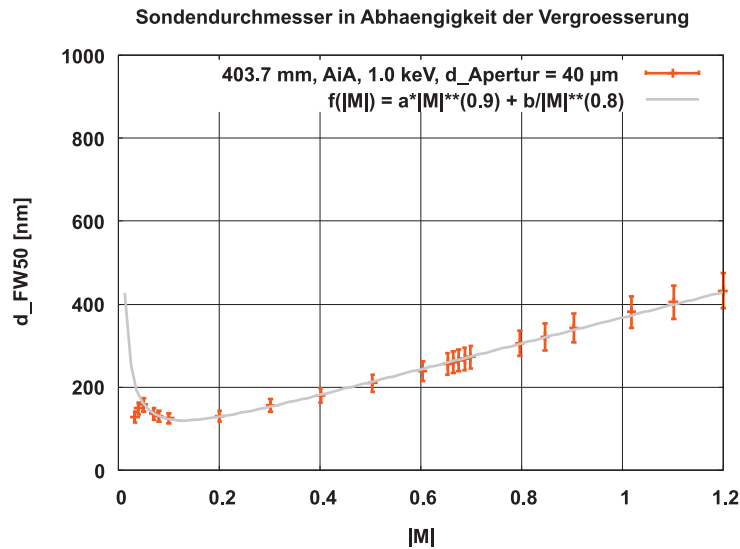
Betriebsmodus	<i>AaA</i>	<i>AiA</i>	<i>AiD</i>	<i>AaD</i>	<i>DaA</i>	<i>DiA</i>	<i>DiD</i>	<i>DaD</i>
<i>a</i> [nm]	126.949	56.372	–	7.610	202.685	148.593	–	215.202
<i>b</i> [nm]	5.053	56.493	–	173.562	0.723	15.550	–	25.951
$\delta a/a$ [%]	0.039	0.315	–	1.481	0.104	0.232	–	0.188
$\delta b/b$ [%]	0.304	0.200	–	0.073	0.405	0.627	–	0.469
<i>c</i>	0.1	1.3	–	3.2	0.3	0.5	–	0.5
<i>d</i>	1.8	0.7	–	0.1	3.1	1.3	–	1.1

(c) $E_i = 3.0$ keV.

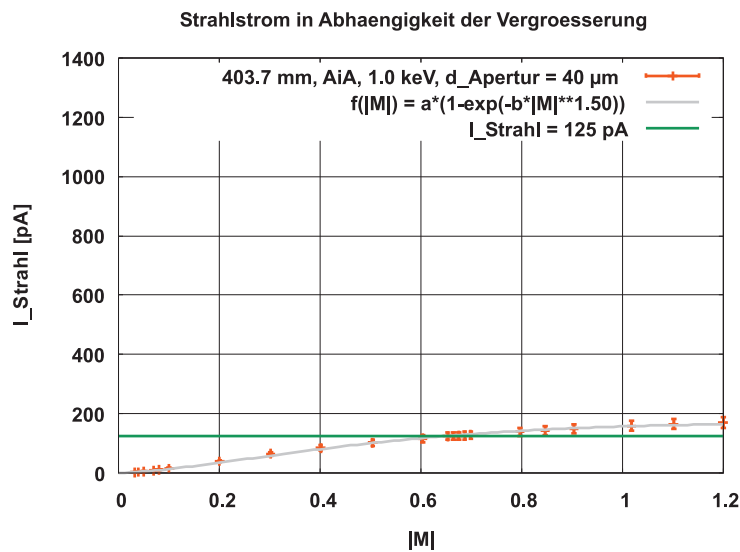
Tabelle C.25: Fitparameter der Funktion $f(|M|) = a |M|^c + b/|M|^d$ für $L_{System} = 538.7$ mm und $d_w = 15.0$ mm. Die Parameter c und d werden manuell mit einer Schrittweite von 0.1 variiert.

C.4 Simulationen mit IMAGE mit Aperturblende

In den nachfolgenden Abbildungen sind die im Rahmen des in Kapitel 5.6.4 beschriebenen Vorgehens mit Hilfe des Programmpakets IMAGE erhaltenen Sondendurchmesser und Strahlströme nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für verschiedene Aperturblendendurchmesser zusammen mit den entsprechenden Fitfunktionen dargestellt. Betrachtet wird das System ohne zusätzlichen Justageablenker mit einer Länge von 403.7 mm und einem Arbeitsabstand von 5.0 mm. Die Abbildungen C.1 bis C.8 enthalten die Ergebnisse für eine Landeenergie von $E_i = 1.0$ keV, die Abbildungen C.9 bis C.16 die Ergebnisse für $E_i = 2.0$ keV und die Abbildungen C.17 bis C.24 die Ergebnisse für $E_i = 3.0$ keV. Für die optimalen Systemkonfigurationen sind außerdem in Tabelle C.26 die Eigenschaften der beiden Immersionslinsen aufgeführt.

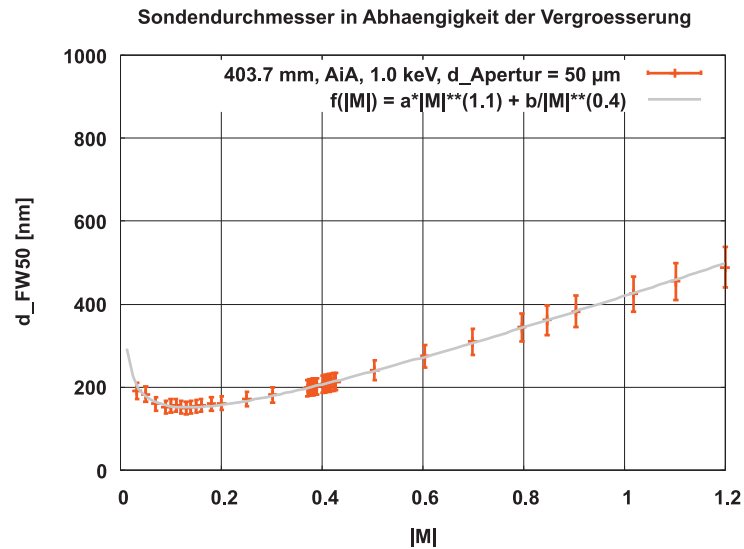


(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 355.445$ nm und $b = 12.345$ nm, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.391$ % und $\delta b/b = 0.924$ %.

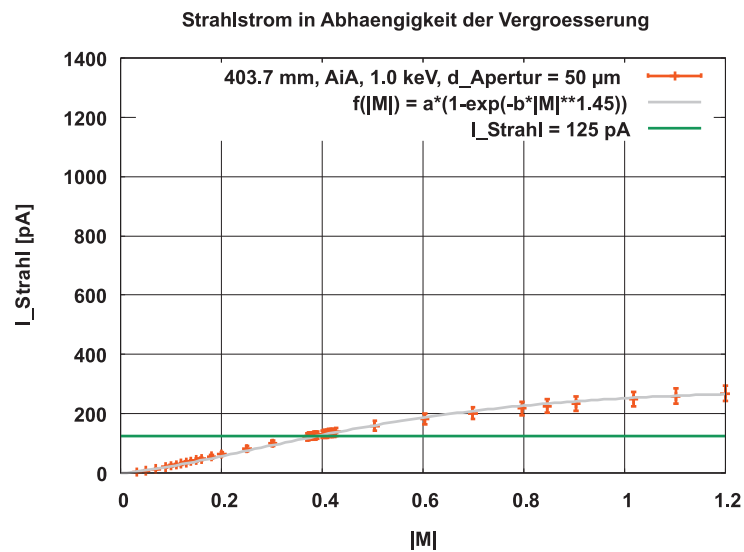


(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 170.580$ pA und $b = 2.495$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 4.332$ % und $\delta b/b = 6.490$ %.

Abbildung C.1: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 1.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von 100 μm und einen Aperturblendendurchmesser von 40 μm . Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

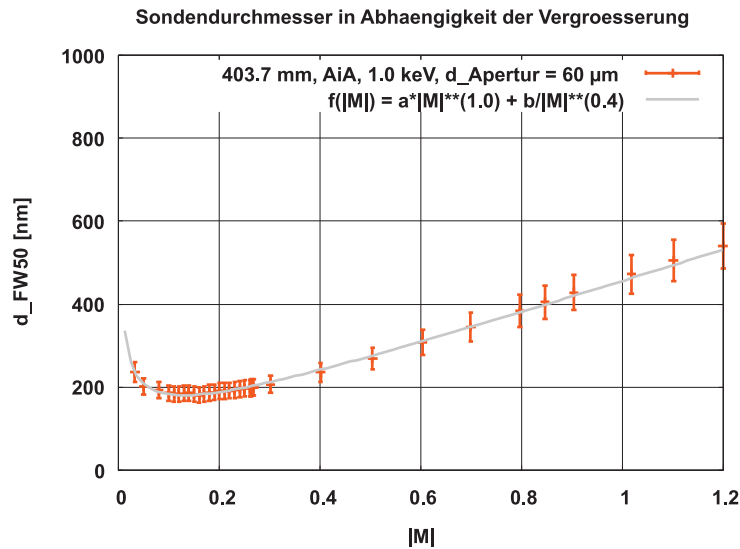


(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 370.597 \text{ nm}$ und $b = 49.416 \text{ nm}$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.552 \%$ und $\delta b/b = 0.633 \%$.

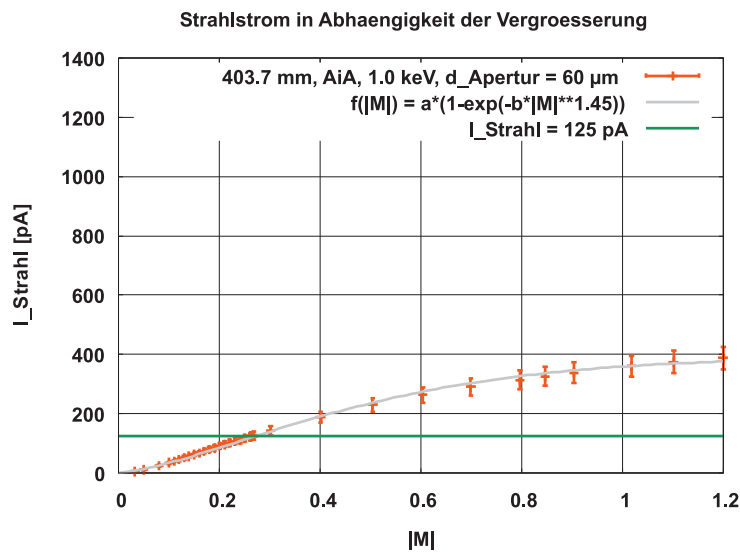


(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 279.860 \text{ pA}$ und $b = 2.303$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 5.622 \%$ und $\delta b/b = 7.407 \%$.

Abbildung C.2: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 1.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einen Aperturblendendurchmesser von $50 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

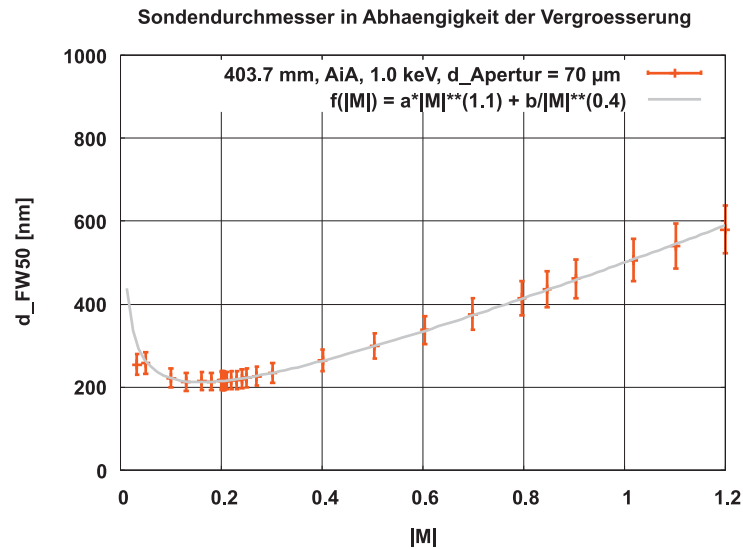


(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 399.510$ nm und $b = 56.751$ nm, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.693$ % und $\delta b/b = 0.703$ %.

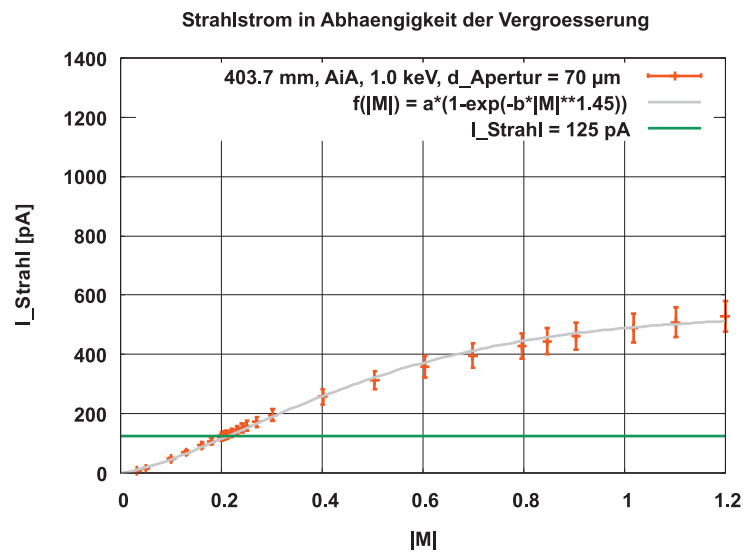


(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 390.084$ pA und $b = 2.525$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 4.166$ % und $\delta b/b = 5.298$ %.

Abbildung C.3: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 1.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einen Aperturblendendurchmesser von $60 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

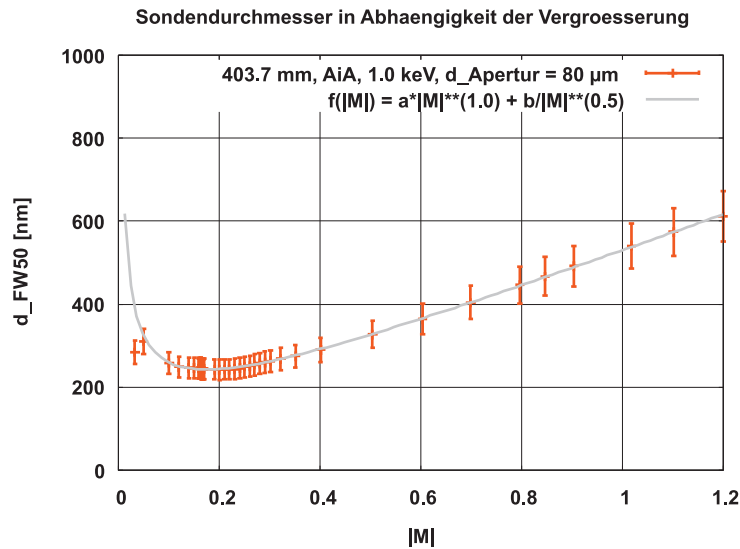


(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 426.102 \text{ nm}$ und $b = 74.519 \text{ nm}$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.313 \%$ und $\delta b/b = 0.299 \%$.

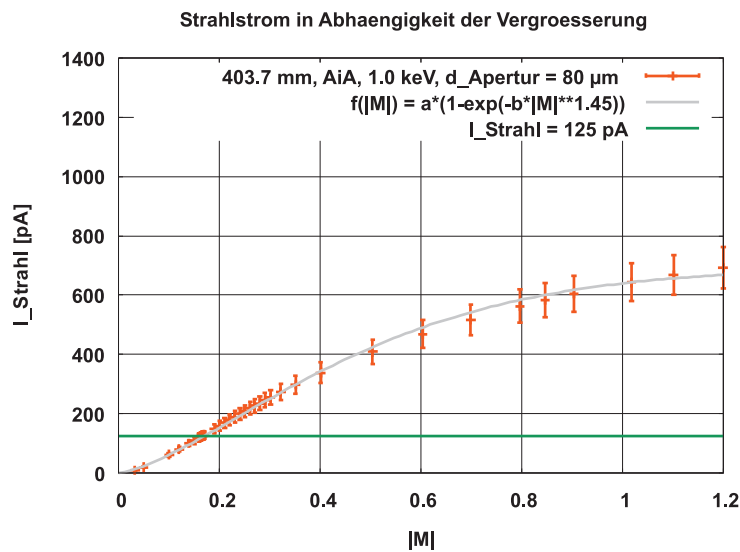


(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 531.594 \text{ pA}$ und $b = 2.517$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 4.168 \%$ und $\delta b/b = 5.458 \%$.

Abbildung C.4: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 1.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einen Aperturblendendurchmesser von $70 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

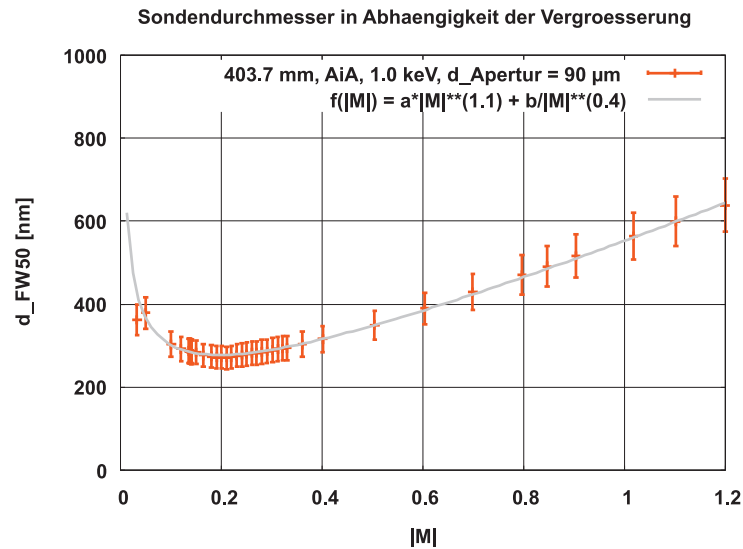


(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 462.820$ nm und $b = 67.426$ nm, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.438$ % und $\delta b/b = 0.387$ %.

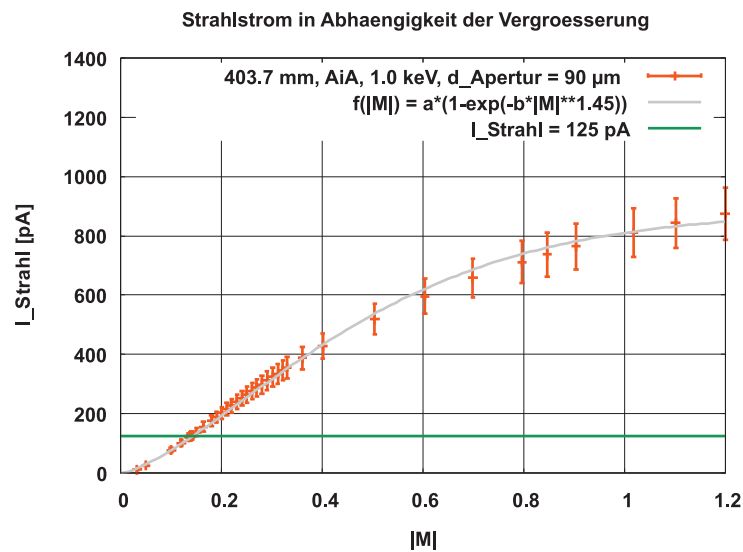


(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 692.781$ pA und $b = 2.569$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 3.676$ % und $\delta b/b = 4.567$ %.

Abbildung C.5: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 1.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einen Aperturblendendurchmesser von $80 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.



(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 447.113 \text{ nm}$ und $b = 105.773 \text{ nm}$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.525 \%$ und $\delta b/b = 0.338 \%$.



(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 879.147 \text{ pA}$ und $b = 2.551$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 3.789 \%$ und $\delta b/b = 4.710 \%$.

Abbildung C.6: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 1.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einen Aperturblendendurchmesser von $90 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

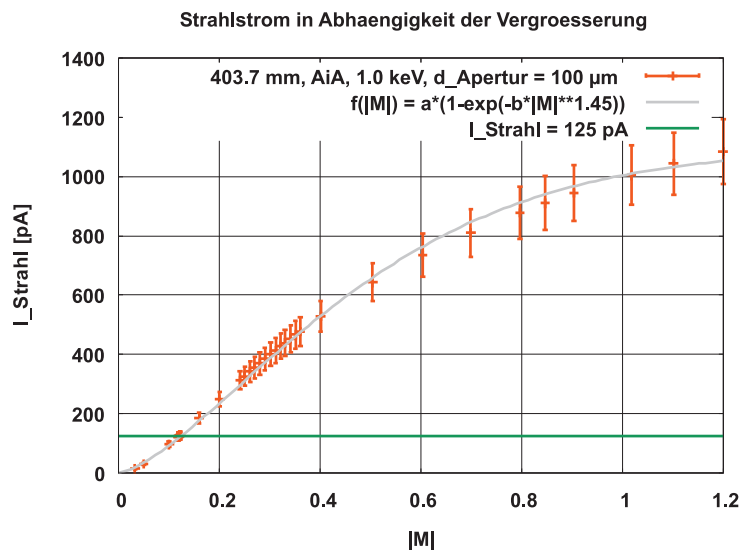
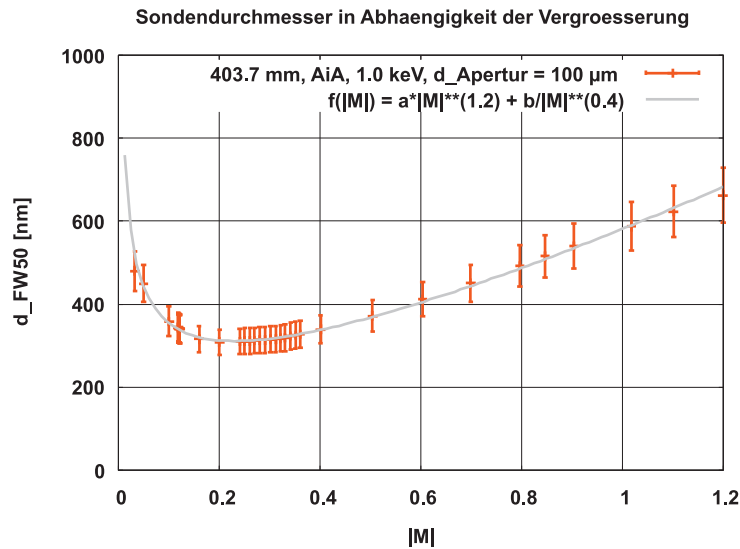
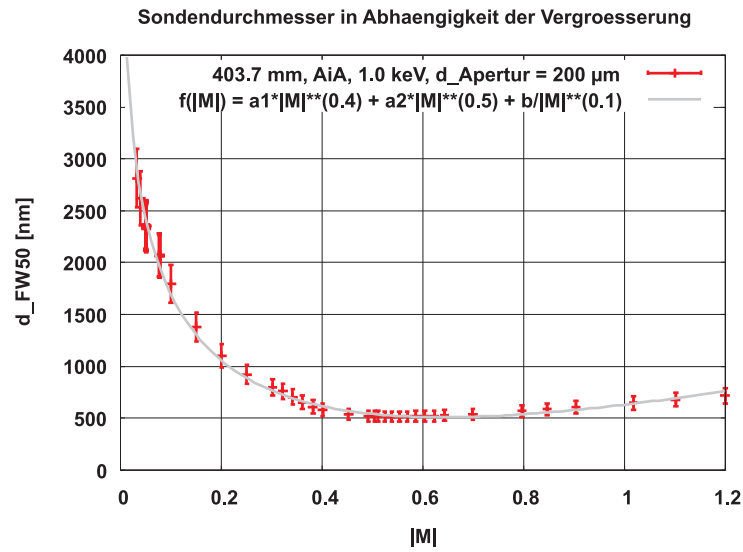
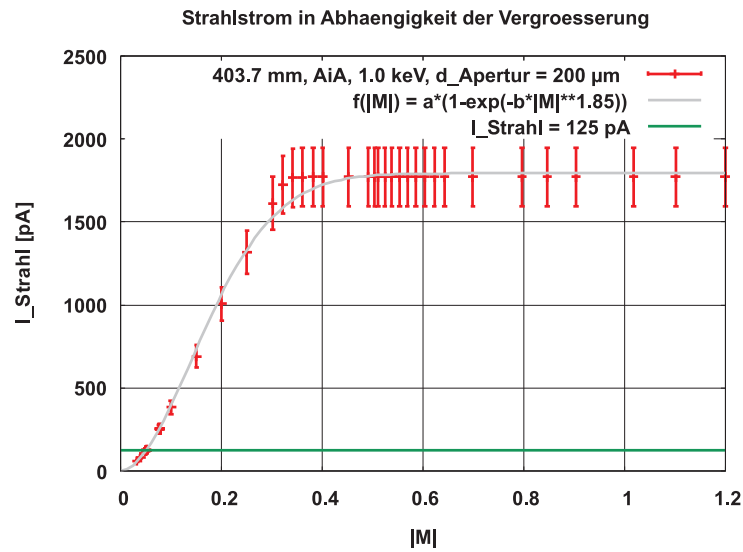


Abbildung C.7: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 1.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einen Aperturblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

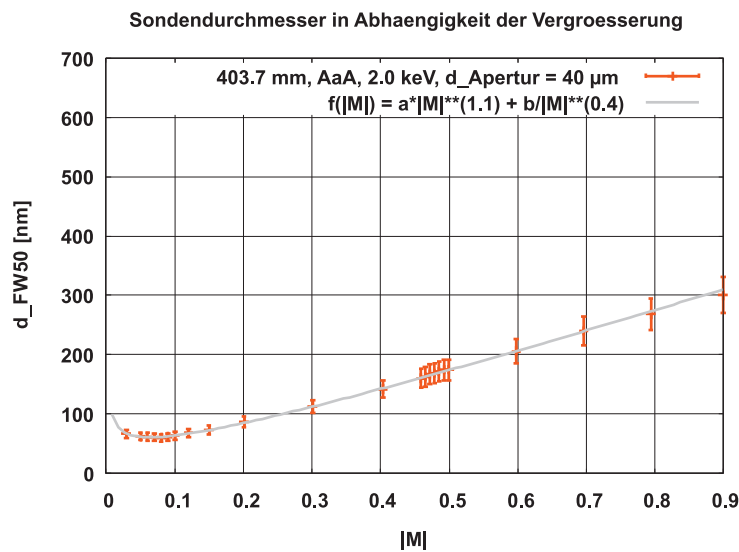


(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a_1 = -25295.400$ nm, $a_2 = 22144.600$ nm und $b = 3781.310$ nm, ihre Fehler durch $\delta a_1/a_1 = 1.610$ %, $\delta a_2/a_2 = 1.699$ % und $\delta b/b = 1.048$ %.

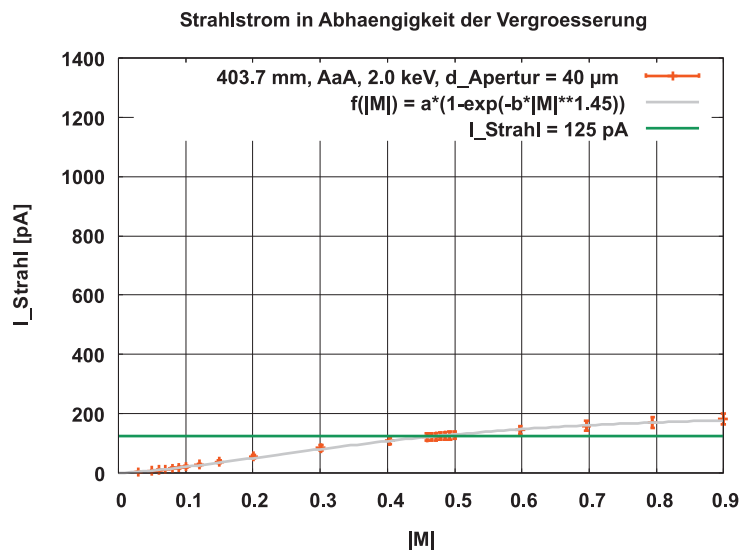


(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 1792.880$ pA und $b = 17.637$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.560$ % und $\delta b/b = 0.813$ %.

Abbildung C.8: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 1.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einen Aperturblendendurchmesser von $200 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

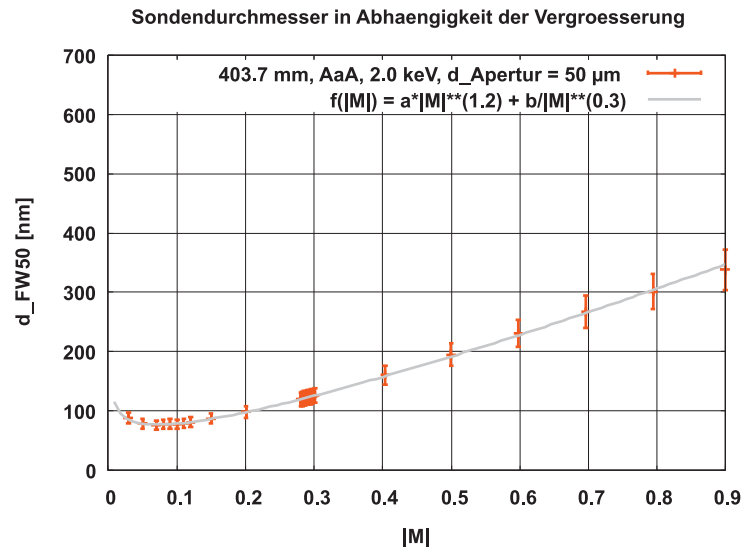


(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 331.048$ nm und $b = 14.685$ nm, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.483$ % und $\delta b/b = 0.792$ %.

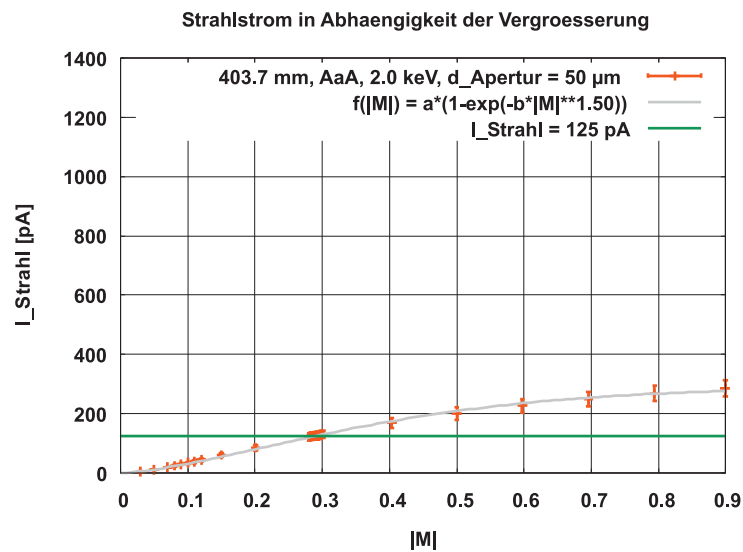


(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 190.343$ pA und $b = 3.115$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 3.561$ % und $\delta b/b = 4.825$ %.

Abbildung C.9: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 2.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einen Aperturblendendurchmesser von $40 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

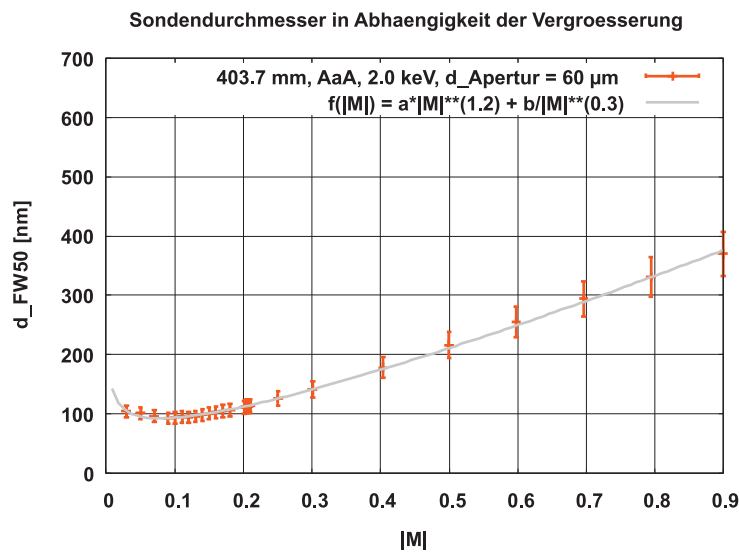


(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 361.525 \text{ nm}$ und $b = 27.808 \text{ nm}$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.472 \%$ und $\delta b/b = 0.570 \%$.

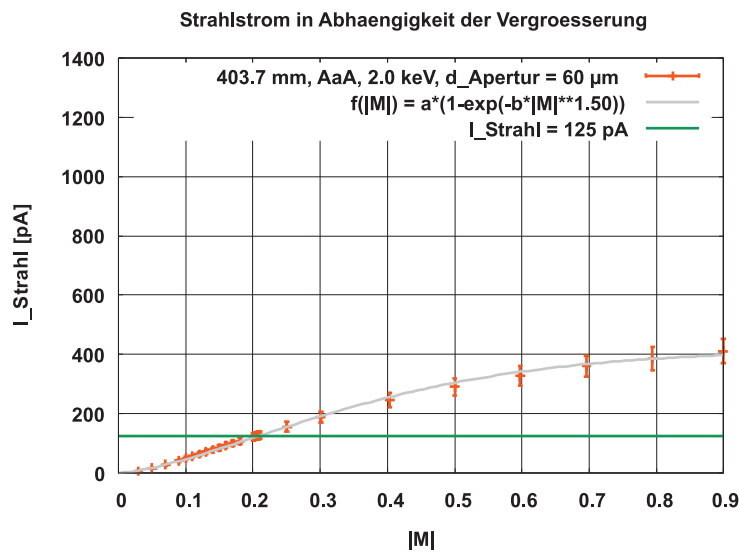


(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 289.592 \text{ pA}$ und $b = 3.597$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 4.931 \%$ und $\delta b/b = 6.421 \%$.

Abbildung C.10: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 2.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einen Aperturblendendurchmesser von $50 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

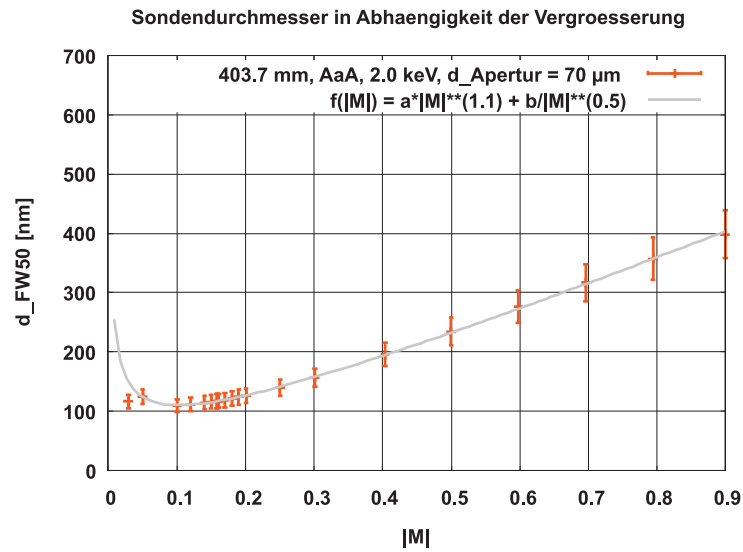


(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 386.832$ nm und $b = 34.561$ nm, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.786$ % und $\delta b/b = 0.762$ %.

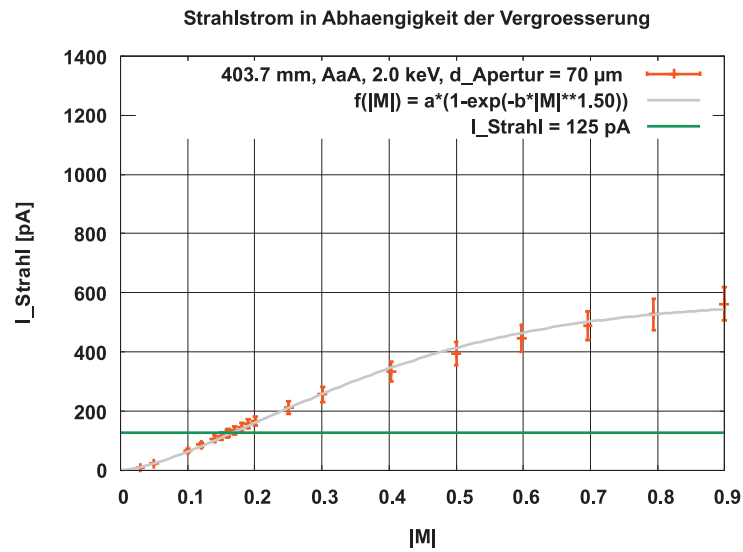


(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 413.702$ pA und $b = 3.757$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 4.262$ % und $\delta b/b = 5.309$ %.

Abbildung C.11: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 2.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von 100 μm und einen Aperturblendendurchmesser von 60 μm . Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

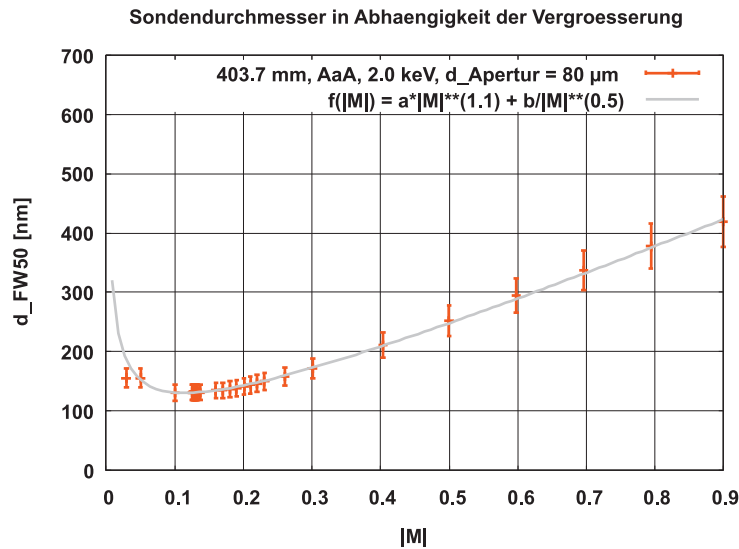


(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 425.252 \text{ nm}$ und $b = 24.109 \text{ nm}$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.306 \%$ und $\delta b/b = 0.422 \%$.

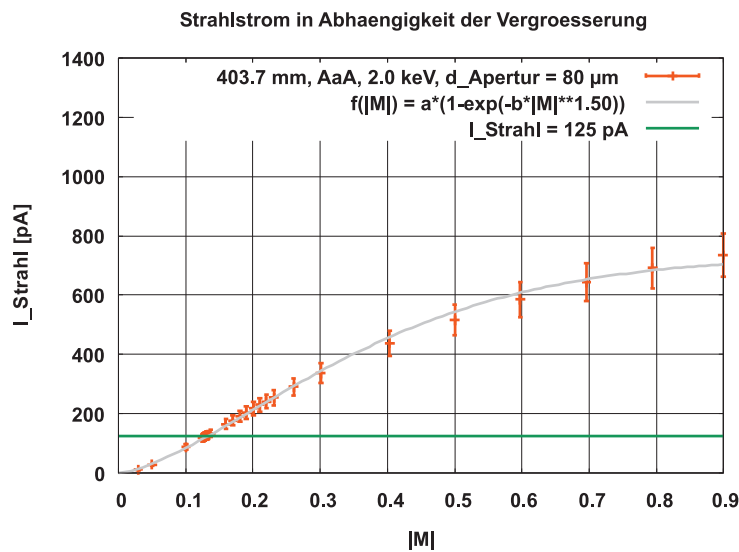


(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 568.555 \text{ pA}$ und $b = 3.670$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 5.212 \%$ und $\delta b/b = 6.663 \%$.

Abbildung C.12: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 2.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einen Aperturblendendurchmesser von $70 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

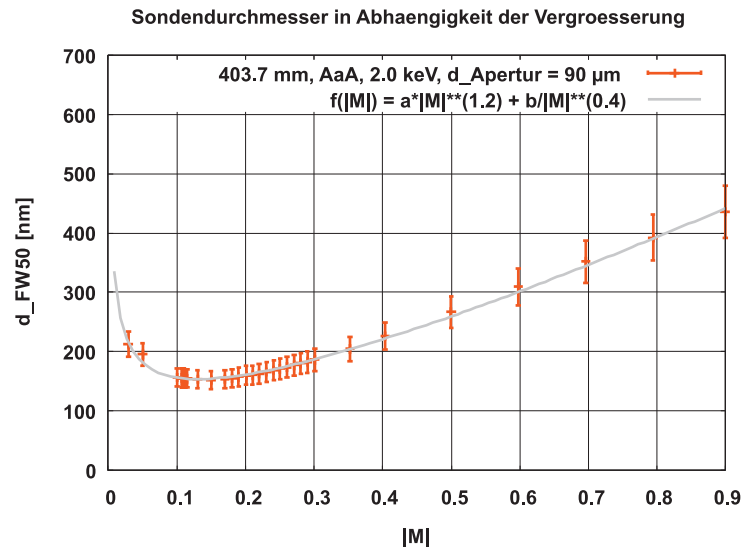


(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 439.531 \text{ nm}$ und $b = 30.370 \text{ nm}$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.468 \%$ und $\delta b/b = 0.452 \%$.

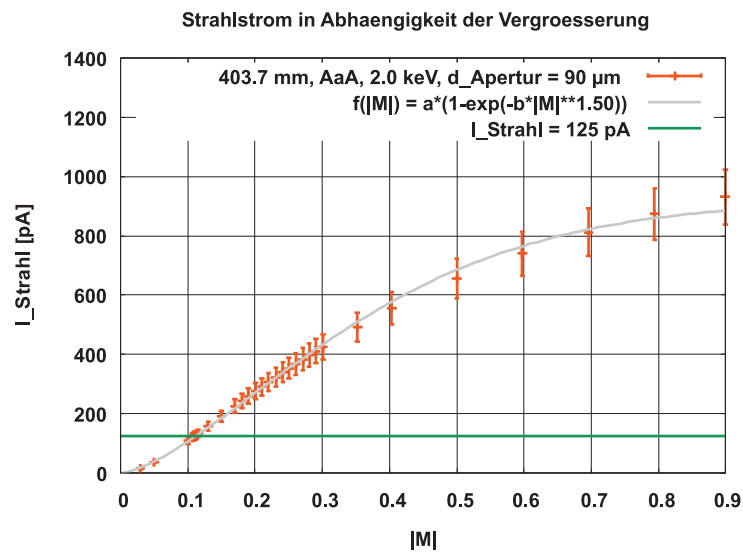


(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 731.357 \text{ pA}$ und $b = 3.844$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 3.644 \%$ und $\delta b/b = 4.423 \%$.

Abbildung C.13: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 2.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einen Aperturblendendurchmesser von $80 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

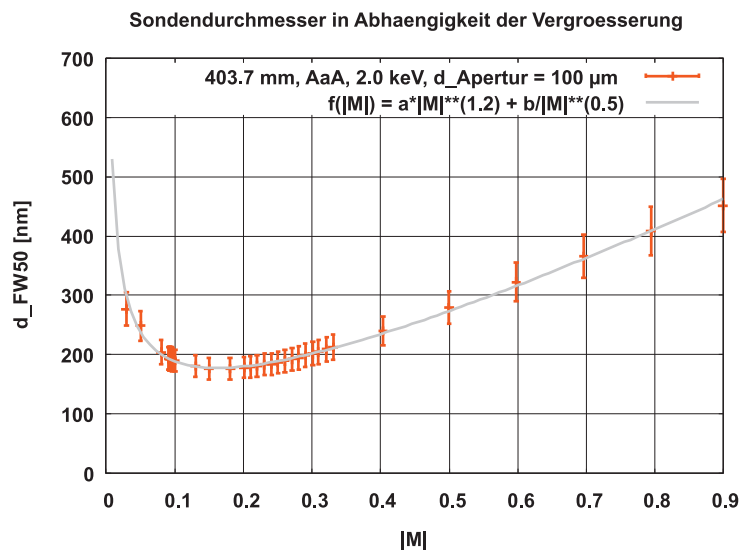


(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 441.212 \text{ nm}$ und $b = 51.032 \text{ nm}$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.772 \%$ und $\delta b/b = 0.517 \%$.

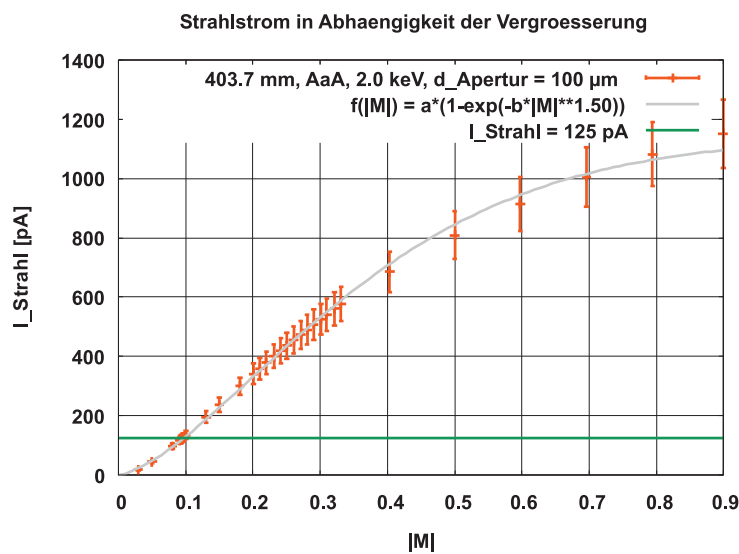


(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 918.627 \text{ pA}$ und $b = 3.872$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 3.116 \%$ und $\delta b/b = 3.805 \%$.

Abbildung C.14: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 2.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einen Aperturblendendurchmesser von $90 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

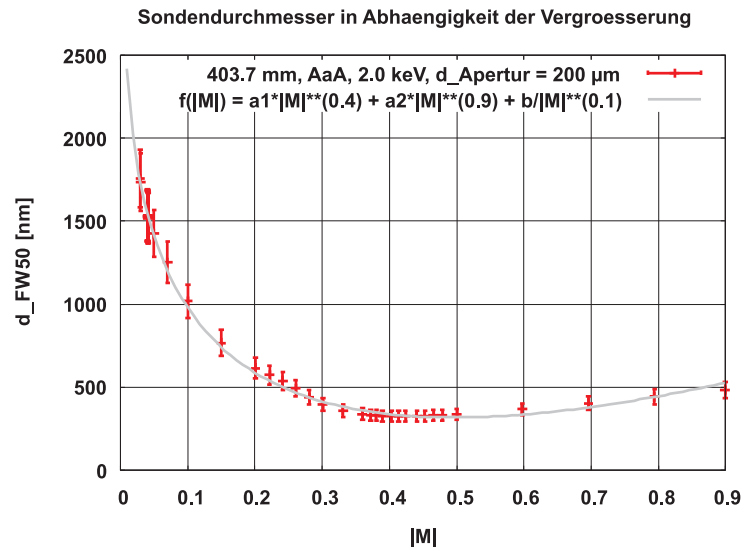


(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 464.777$ nm und $b = 50.363$ nm, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.781$ % und $\delta b/b = 0.480$ %.

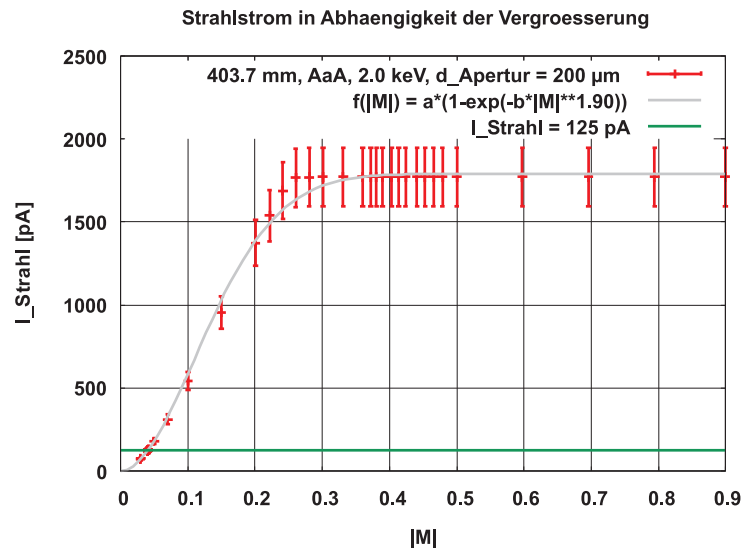


(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 1139.090$ pA und $b = 3.827$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 3.090$ % und $\delta b/b = 3.740$ %.

Abbildung C.15: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 2.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einen Aperturblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

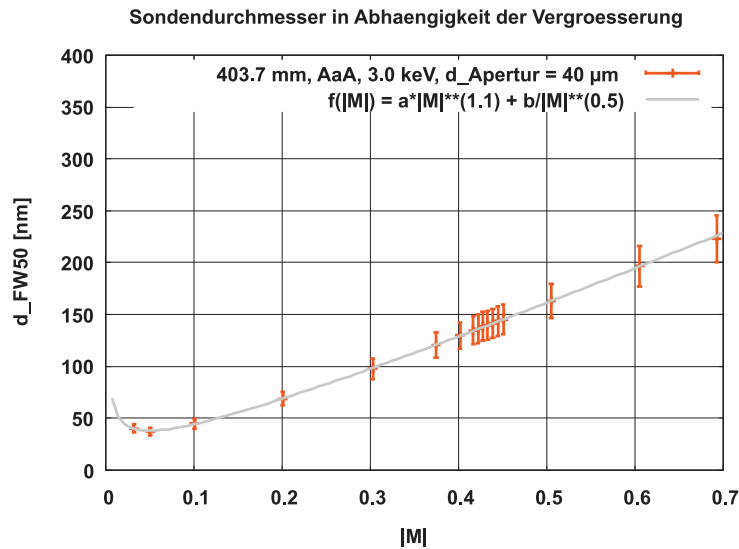


(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a_1 = -4730.620 \text{ nm}$, $a_2 = 3418.430 \text{ nm}$ und $b = 1931.470 \text{ nm}$, ihre Fehler durch $\delta a_1/a_1 = 1.328 \%$, $\delta a_2/a_2 = 1.720 \%$ und $\delta b/b = 0.862 \%$.

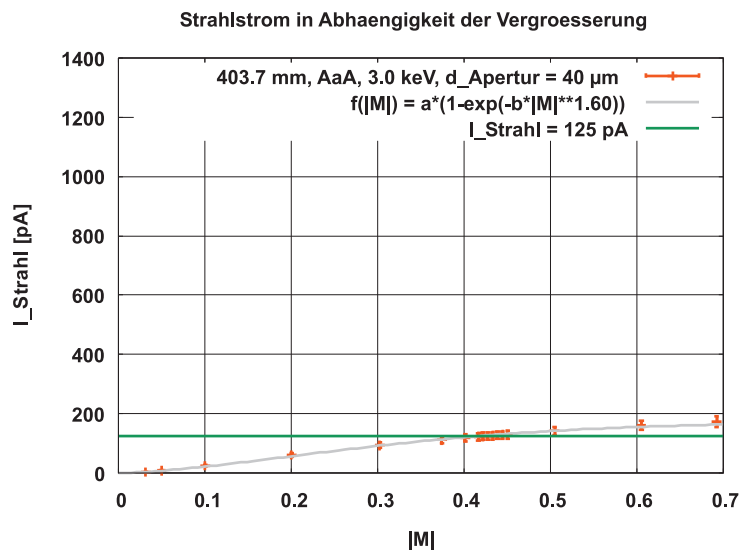


(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 1790.880 \text{ pA}$ und $b = 31.391$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.589 \%$ und $\delta b/b = 0.823 \%$.

Abbildung C.16: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 2.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einen Aperturblendendurchmesser von $200 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

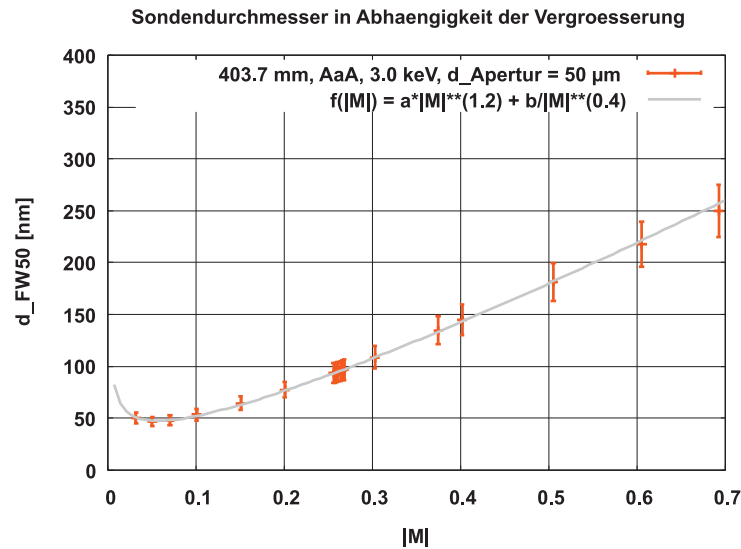


(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 328.672$ nm und $b = 5.731$ nm, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.260$ % und $\delta b/b = 0.787$ %.

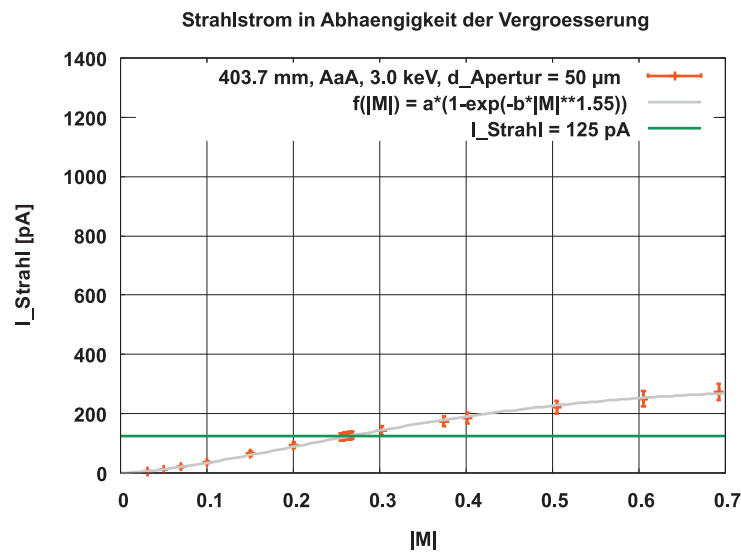


(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 172.800$ pA und $b = 5.133$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 4.226$ % und $\delta b/b = 6.957$ %.

Abbildung C.17: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 3.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von 100 μm und einen Aperturblendendurchmesser von 40 μm . Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

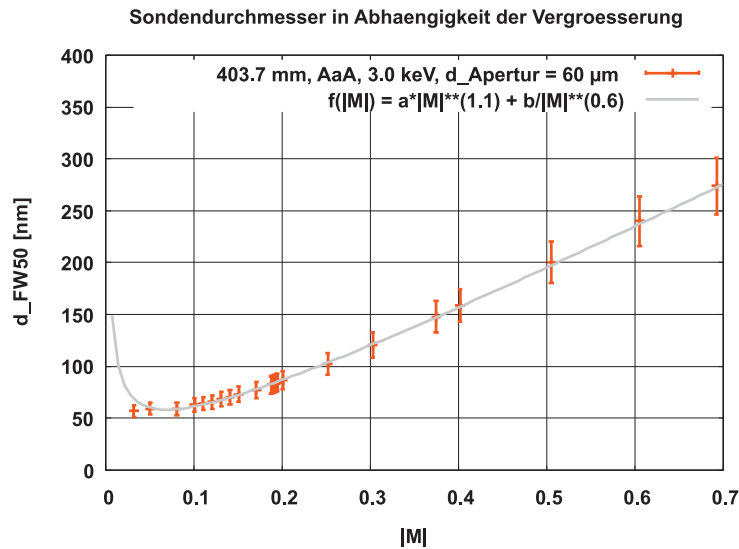


(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 379.769$ nm und $b = 11.221$ nm, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.477$ % und $\delta b/b = 0.941$ %.

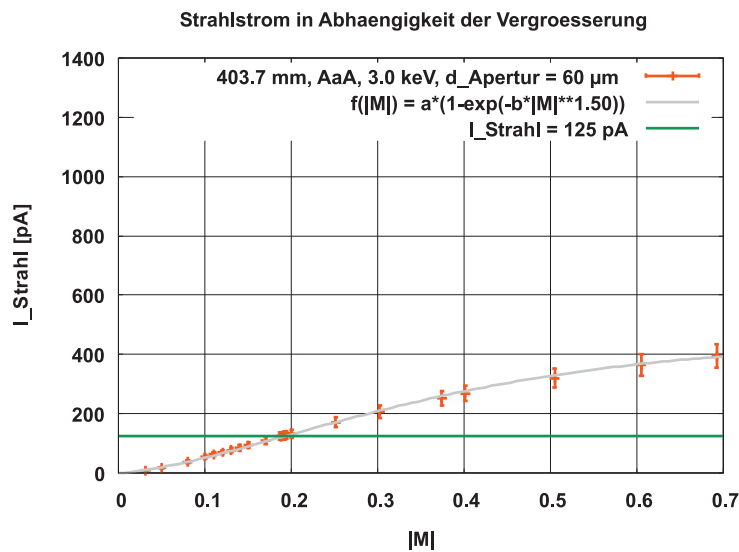


(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 293.088$ pA und $b = 4.332$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 4.603$ % und $\delta b/b = 6.129$ %.

Abbildung C.18: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 3.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einen Aperturblendendurchmesser von $50 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

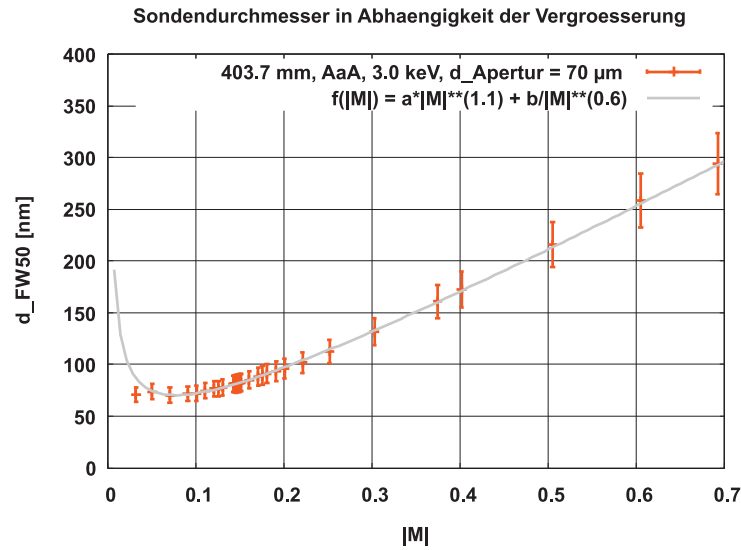


(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 394.558$ nm und $b = 7.538$ nm, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.440$ % und $\delta b/b = 1.019$ %.

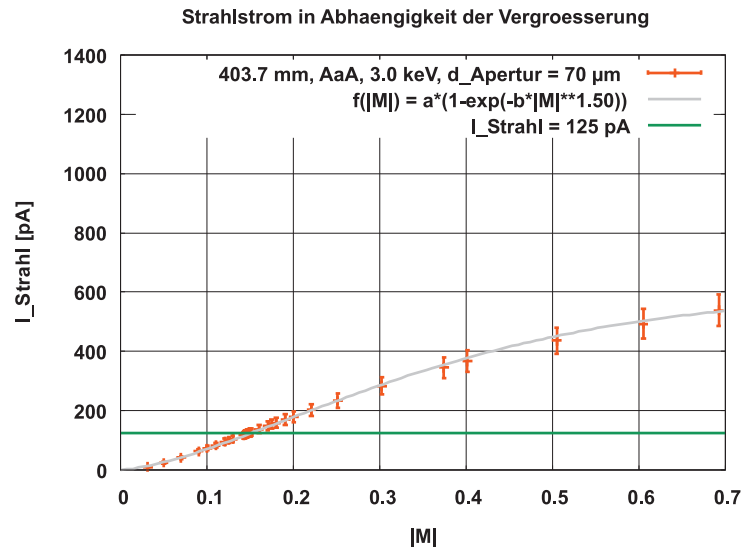


(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 435.730$ pA und $b = 3.950$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 4.631$ % und $\delta b/b = 5.697$ %.

Abbildung C.19: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 3.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von 100 μm und einen Aperturblendendurchmesser von 60 μm . Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.



(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 421.370 \text{ nm}$ und $b = 9.719 \text{ nm}$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.304 \%$ und $\delta b/b = 0.539 \%$.



(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 594.545 \text{ pA}$ und $b = 3.982$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 4.948 \%$ und $\delta b/b = 5.857 \%$.

Abbildung C.20: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 3.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einen Aperturblendendurchmesser von $70 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

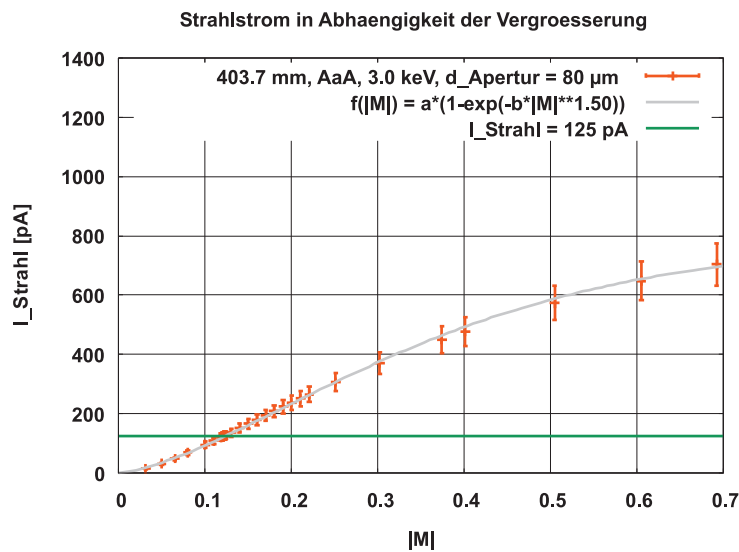
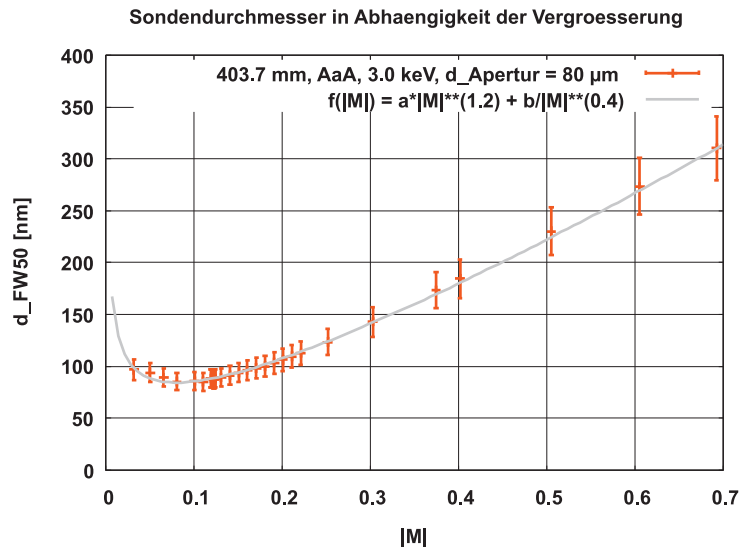
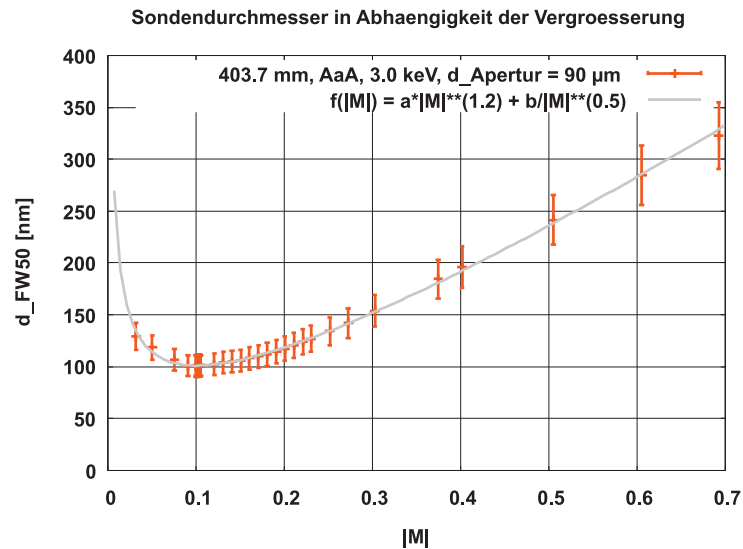
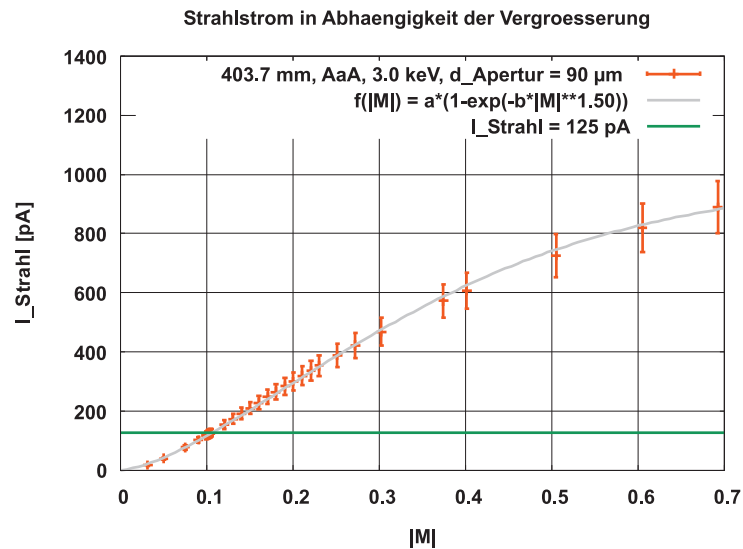


Abbildung C.21: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 3.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einen Aperturblendendurchmesser von $80 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

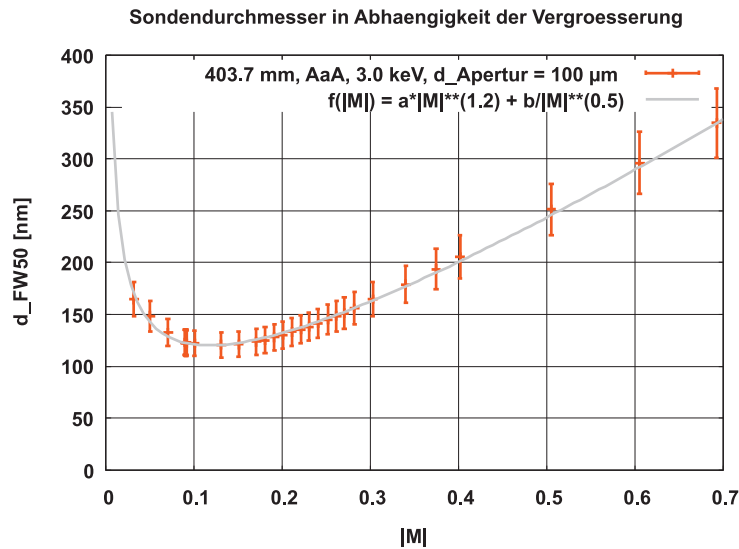


(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 469.302 \text{ nm}$ und $b = 22.552 \text{ nm}$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.552 \%$ und $\delta b/b = 0.459 \%$.

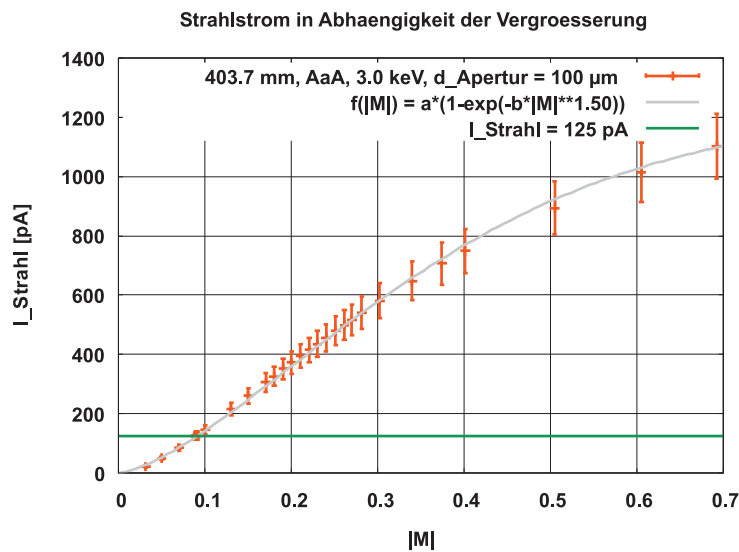


(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 979.334 \text{ pA}$ und $b = 4.000$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 4.041 \%$ und $\delta b/b = 4.704 \%$.

Abbildung C.22: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 3.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einen Aperturblendendurchmesser von $90 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

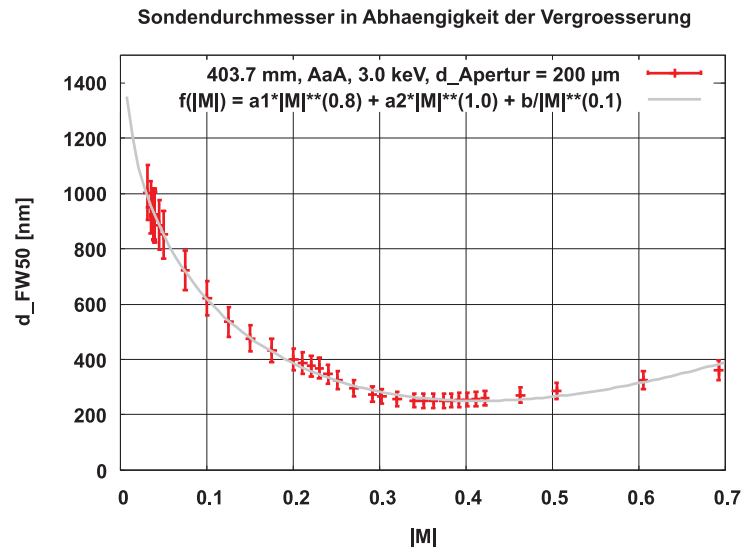


(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 465.986$ nm und $b = 28.945$ nm, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.713$ % und $\delta b/b = 0.639$ %.

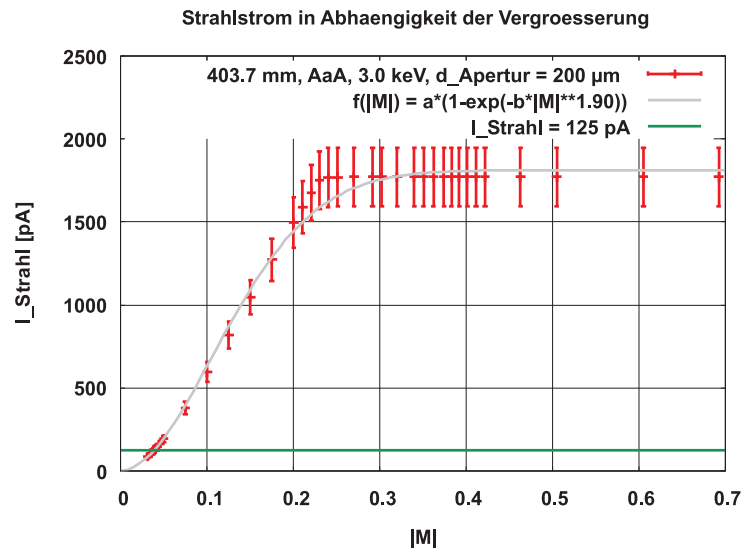


(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 1231.340$ pA und $b = 3.861$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 4.346$ % und $\delta b/b = 5.289$ %.

Abbildung C.23: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 3.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$ und einen Aperturblendendurchmesser von $100 \mu\text{m}$. Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.



(a) Sondendurchmesser. Die Fitparameter sind gegeben durch $a_1 = -8224.900$ nm, $a_2 = 8082.140$ nm und $b = 884.524$ nm, ihre Fehler durch $\delta a_1/a_1 = 1.656$ %, $\delta a_2/a_2 = 1.800$ % und $\delta b/b = 0.830$ %.



(b) Strahlstrom. Die Fitparameter sind gegeben durch $a = 1811.670$ pA und $b = 33.962$, ihre Fehler durch $\delta a/a = 0.791$ % und $\delta b/b = 1.198$ %.

Abbildung C.24: Sondendurchmesser und Strahlstrom nach der strombegrenzenden Aperturblende in Abhängigkeit der Vergrößerung für eine Landeenergie von 3.0 keV, einen Sprayblendendurchmesser von 100 μm und einen Aperturblendendurchmesser von 200 μm . Die Fehlerbalken entsprechen 10 % des jeweiligen Werts.

L_{System} [mm]	E_i [keV]	Φ_{L2} [V]	$f_{o,real}$ [mm]	$f_{i,real}$ [mm]	$z_{H,o,real}$ [mm]	$z_{H,i,real}$ [mm]	$f_{o,asym}$ [mm]	$f_{i,asym}$ [mm]	$z_{H,o,asym}$ [mm]	$z_{H,i,asym}$ [mm]
403.7	1.0	20480	12.6233	21.7110	11.7123	6.2891	12.6232	19.7361	11.7121	8.1103
		7489	10.8335	3.6856	401.6454	399.9438	12.2226	3.6853	403.3667	399.9444
403.7	2.0	20800	12.0261	21.4446	11.0274	6.2251	12.0261	19.6385	11.0272	7.9006
		15126	10.7389	4.1857	401.6180	399.4431	10.2519	4.1853	401.2756	399.4437
403.7	3.0	20570	11.8709	21.7670	10.2907	6.1393	11.8709	20.1766	10.2906	7.6509
		22105	10.9348	4.9010	401.6332	398.7024	10.2015	4.9006	401.7600	398.7031

Tabelle C.26: Eigenschaften der beiden Linsen nach IMAGE unter Berücksichtigung der strombegrenzenden Wirkung der Aperturblende. Die obere Zeile einer Systemkonfiguration beschreibt die Eigenschaften der Strahlerlinse ($\Phi_{L2} = \Phi_{SL2}$), die untere die Eigenschaften der Objektivlinse ($\Phi_{L2} = \Phi_{OL2}$). Das kinetische Potential des Strahlführungsrohrs beträgt $\Phi_{SFR} = 11.0$ kV für $E_i = 1.0$ keV, $\Phi_{SFR} = 12.0$ kV für $E_i = 2.0$ keV und $\Phi_{SFR} = 13.0$ kV für $E_i = 3.0$ keV.

Literaturverzeichnis

- [1] R. P. Feynman: *There's Plenty of Room at the Bottom*. Engineering and Science, 23(5):22–36, Februar 1960.
- [2] V. E. Krohn und G. R. Ringo: *Ion Source of High Brightness Using Liquid Metal*. Applied Physics Letters, 27(9):479–481, 1975.
- [3] R. L. Seliger, J. W. Ward, V. Wang und R. L. Kubena: *A High-Intensity Scanning Ion Probe with Submicrometer Spot Size*. Applied Physics Letters, 34(5):310–312, Maerz 1979.
- [4] L. Bischoff: *Application of Mass-Separated Focused Ion Beams in Nano-Technology*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 266:1846–1851, 2008.
- [5] J. Melngailis: *Critical Review: Focused Ion Beam Technology and Applications*. Journal of Vacuum Science and Technology B, 5(2):469–495, Maerz/April 1987.
- [6] J. Orloff, M. Utlaut und L. Swanson: *High Resolution Focused Ion Beams - FIB and its Applications*, Kapitel 'Applications of Focused Ion Beams'. Kluwer Academic / Plenum Publishers, 2003.
- [7] J. Gierak: *Topical Review: Focused Ion Beam Technology and Ultimate Applications*. Semiconductor Science and Technology, 24(043001), 2009.
- [8] R. J. Young, J. R. A. Cleaver und H. Ahmed: *Characteristics of Gas-Assisted Focused Ion Beam Etching*. Journal of Vacuum Science and Technology B, 11(2):234–241, 1993.
- [9] N. I. Kato, Y. Kohno und H. Saka: *Side-Wall Damage in a Transmission Electron Microscopy Specimen of Crystalline Si Prepared by Focused Ion Beam Etching*. Journal of Vacuum Science and Technology A, 17(4):1201–1204, Juli/August 1999.
- [10] L. A. Giannuzzi, R. Geurts und J. Ringnalda: *2keV Ga+ FIB Milling for Reducing Amorphous Damage in Silicon*. Microscopy and Microanalysis, 11(Supplement 2):828–829, 2005.

- [11] D. H. Narum und R. F. W. Pease: *Applications of a Variable Energy Focused Ion Beam System*. Journal of Vacuum Science and Technology B, 6(6):2115–2119, November/Dezember 1988.
- [12] M. Rauscher und E. Plies: *Low Energy Focused Ion Beam Design*. Journal of Vacuum Science and Technology A, 24(4), Juli/August 2006.
- [13] D. H. Narum und R. F. W. Pease: *A Variable Energy Focused Ion Beam System for In Situ Microfabrication*. Journal of Vacuum Science and Technology B, 6(3):966–973, Mai/Juni 1988.
- [14] H. Kasahara, H. Sawaragi, R. Aihara, K. Gamo, S. Namba und M. Hassel Shearer: *A 0-30 keV Low-Energy Focused Ion Beam System*. Journal of Vacuum Science and Technology B, 6(3):974–976, Mai/Juni 1988.
- [15] H. Sawaragi, R. Mimura, H. Kasahara, R. Aihara, W. Thompson und M. Hassel Shearer: *Performance of a Combined Focused Ion And Electron Beam system*. Journal of Vacuum Science and Technology B, 8(6):1848–1852, November/Dezember 1990.
- [16] S. Nagamachi, Y. Yamakage, H. Maruno, M. Ueda, S. Sugimoto und M. Asari: *Focused Ion Beam Direct Deposition of Gold*. Applied Physics Letters, 62(17):2143–2145, April 1993.
- [17] J. Yanagisawa, K. Kito, K. Monden und K. Gamo: *Low-Energy Focused Ion Beam System and Direct Deposition of Au and Si*. Journal of Vacuum Science and Technology B, 13(6):2621–2624, November/Dezember 1995.
- [18] P. W. Nebiker, M. Doebeli, R. Muehle, M. Suter und D. Vetterli: *Low Energy Ion Beam Irradiation of Silicon*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 113:205–208, 1996.
- [19] J. Orloff: *An Optimized Two Lens Optical Column for Use with a Liquid Metal Ion Source*. Microelectronic Engineering, 6:327–332, 1987.
- [20] W. Driesel: *Low-Energy Ion Optical System with a Liquid-Metal Ion Source for Imaging and Processing Solid Structures*. Ultramicroscopy, 52:65–72, 1993.
- [21] T. Chikyow, N. Koguchi und A. Shikanai: *Direct Ga Deposition by Low-Energy Focused Ion-Beam System*. Surface Science, 386:254–258, 1997.
- [22] P. Gnauck: *Entwicklung einer niederenergetischen Fluessigmetall-Rasterionensonde fuer die in-situ Ionenatzung im Transmissionselektronenmikroskop (TEM)*. Dissertation, Eberhard-Karls-Universitaet, Tuebingen, 2000.

- [23] M. Rauscher: *Development of an Advanced Low Energy Focused Ion Beam System Based on Immersion Optics*. Dissertation, Eberhard-Karls-Universitaet, Tuebingen, 2006.
- [24] K. Marianowski: *Simulation und Bau einer Strahlerlinse fuer Ionen*. Diplomarbeit, Eberhard-Karls-Universitaet, Tuebingen, 2006.
- [25] W. Glaser: *Grundlagen der Elektronenoptik*. Springer-Verlag, 1952.
- [26] P. W. Hawkes und E. Kasper: *Principles of Electron Optics: Basic Geometrical Optics*, Band 1. Academic Press, 1996.
- [27] J. Orloff: *Handbook of Charged Particle Optics, Second Edition*. CRC Press, 2009.
- [28] H. Rose: *Geometrical Charged-Particle Optics*. Springer-Verlag, 2010.
- [29] H. Rose: *Ueber die Berechnung der Bildfehler elektronenoptischer Systeme mit gerader Achse, Teil I*. *Optik*, 27:466–474, 1968.
- [30] E. Plies: *Berechnung zusammengesetzter elektronenoptischer Fokussier- und Ablenkensysteme mit ueberlagerten Feldern, Teil 2*. Siemens Forschungs- und Entwicklungs-Bericht Bd. 11, Nr. 2:83–90, 1982.
- [31] J. E. Barth und P. Kruit: *Addition of Different Contributions to the Charged Particle Probe Size*. *Optik*, 101(3):101–109, 1996.
- [32] M. Rauscher und E. Plies: *Optimum Mode of Operation for a Low Energy Focused Ion Beam System*. *Journal of Vacuum Science and Technology B*, 22(6):3004–3007, November/Dezember 2004.
- [33] M. Rauscher und E. Plies: *Impact of Coulomb Interactions on the Performance of a Low Energy Focused Ion Beam System*. *Journal of Applied Physics*, 97(064908), Maerz 2005.
- [34] E. Plies: *Electron Optics of Low-Voltage Electron Beam Testing and Inspection, Part I*. *Advances in Optical and Electron Microscopy*, Vol. 13:123–242, 1994.
- [35] S. A. Rishton, S. P. Beaumont und C. D. W. Wilkinson: *Measurement of the Profile of Finely Focused Electron Beams in a Scanning Electron Microscope*. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, 17:296–303, 1983.
- [36] G. H. Jansen: *Coulomb Interactions in Particle Beams*. Dissertation, Technische Universiteit, Delft, 1988.

- [37] P. Kruit und X. R. Jiang: *Influence of Coulomb Interactions on Choice of Magnification, Aperture Size, and Source Brightness in a Two Lens Focused Ion Beam Column*. Journal of Vacuum Science and Technology B, 14(3):1635–1641, Mai/Juni 1996.
- [38] J. Bi, X. R. Jiang und P. Kruit: *Theoretical and Experimental Investigations on Coulomb Interactions in a Two-Lens Focussed Ion Beam Instrument*. Microelectronic Engineering, 35:439–442, 1997.
- [39] J. Bi, P. W. H. de Jager, J. E. Barth und P. Kruit: *Influence of Coulomb Interactions on Current Density Distribution in a Two-Lens Focused Ion Beam System*. Microelectronic Engineering, 41/42:249–252, 1998.
- [40] S. Hirohata, T. Kosugi, H. Sawaragi, R. Aihara und K. Gamo: *Aberration Properties of Focused Ion-Beam Induced by Space Charge Effect*. Journal of Vacuum Science and Technology B, 10(6):2814–2818, November/Dezember 1992.
- [41] Munro's Electron Beam Software Ltd., London (www.mebs.co.uk): *OPTICS - Software for Electron and Ion Beam Column Design*, Oktober 2000.
- [42] Munro's Electron Beam Software Ltd., London (www.mebs.co.uk): *IMAGE - Direct Ray Tracing Software for Computing Combined Effects of Aberrations and Coulomb Interactions in Electron Optical Systems*, April 2002.
- [43] Munro's Electron Beam Software Ltd., London (www.mebs.co.uk): *SOFEM - Software for Analysing Magnetic and Electrostatic Lenses and Deflectors Using the Second-Order Finite Element Method*, Februar 1999.
- [44] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling und B. P. Flannery: *Numerical Recipes in C++, Second Edition*, Kapitel 'Random Numbers'. Cambridge University Press, 2003.
- [45] J. Barnes und P. Hut: *A hierarchical $O(N \log N)$ force-calculation algorithm*. Nature, 324(4):446–449, 1986.
- [46] D. Kern: *Theoretische Untersuchungen an rotationssymmetrischen Strahlerzeugungssystemen mit Feldemissionsquelle*. Dissertation, Eberhard-Karls-Universitaet, Tuebingen, 1978.
- [47] J. W. Ward: *A Monte Carlo Calculation of the Virtual Source Size for a Liquid Metal Ion Source*. Journal of Vacuum Science and Technology B, 3(1):207–213, Januar/Februar 1985.

- [48] J. W. Ward und L. Kubena: *Stochastic Effects Occuring after Ion Emission from Liquid Metal Ion Sources*. Journal of Vacuum Science and Technology B, 8(6):1923–1926, November/Dezember 1990.
- [49] C. W. Hagen, E. Fokkema und P. Kruit: *Brightness Measurements of a Gallium Liquid Metal Ion Source*. Journal of Vacuum Science and Technology B, 26(6):2091–2096, November/Dezember 2008.
- [50] G. L. R. Mair, R. G. Forbes, R. V. Latham und T. Mulvey: *Energy Spread Measurements on a Liquid Metal Ion Source*. Microcircuit Engineering, 83:171–178, 1983.
- [51] L. W. Swanson, G. A. Schwind, A. E. Bell und J. E. Brady: *Emission Characteristics of Gallium and Bismuth Liquid Metal Field Ion Sources*. Journal of Vacuum Science and Technology, 16:1864–1867, 1979.
- [52] Munro's Electron Beam Software Ltd., London (www.mebs.co.uk): *EO-3D - Software Package for Modelling 3D Electrostatic Electron Optical Systems*, Juli 2000.
- [53] J. Rouse und E. Munro: *Three-Dimensional Computer Modelling of Electrostatic and Magnetic Electron Optical Components*. Journal of Vacuum Science and Technology B, 7(6):1891–1897, November/Dezember 1989.
- [54] L. W. Swanson: *Liquid Metal Ion Sources: Mechanism and Applications*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 218:347–353, 1983.
- [55] J. Orloff und L. W. Swanson: *An Asymmetric Electrostatic Lens For Field-Emission Microprobe Applications*. Journal of Applied Physics, 50(4):2494–2501, April 1979.
- [56] K. Marianowski, T. Ohnweiler und E. Plies: *Coulomb Interactions in a Low-Voltage Focussed Ion Beam System*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 645:116–119, 2011.
- [57] H. Rose: *Geometrical Charged-Particle Optics*, Kapitel 'Aberrations'. Springer-Verlag, 2010.
- [58] C. S. Galovich: *Effects of Backsputtered Material on Gallium Liquid Metal Ion Source Behaviour*. Journal of Applied Physics, 53(10):4811–4818, 1988.
- [59] J. Orloff, M. Utlaut und L. Swanson: *High Resolution Focused Ion Beams - FIB and its Applications*, Kapitel 'Appendix 2: Table of Sputter Yields'. Kluwer Academic / Plenum Publishers, 2003.

- [60] U. Hoefler, J. Eisenreich, W. Jacoby und F. Voelklein: *Gasabgaberate von Polyimid und Polyetheretherketon als Folien- und Massivmaterial*. *Vakuum in Forschung und Praxis*, Nr. 4:296–300, 1995.
- [61] E. Plies: *Kriechstromfestigkeit gaengiger Isolatoren*. Unveroeffentlicht.
- [62] M. Gribi, M. Thuerkauf, W. Villiger und L. Wegmann: *Ein 70kV-Elektronenmikroskop mit kalter Kathode und elektrostatischer Linse*. *Optik*, 16(2):65–86, 1959.
- [63] J. Orloff: *Handbook of Charged Particle Optics, Second Edition*, Kapitel 'Electrostatic Lenses'. CRC Press, 2009.
- [64] V. S. Avilkina, N. N. Andrianova, A. M. Borisov, E. S. Mashkova und E. S. Parilis: *Energy and Temperature Dependences of Ion-induced Electron Emission from Polycrystalline Graphite*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, doi: 10.1016/j.nimb2010.12.030, 2011.
- [65] C. Rochow, T. Ohnweiler und E. Plies: *A Miniaturized Electron Optical Column with an Electrostatic-Permanent Magnetic Objective Lens*. In: *Recent Trends in Charged Particle Optics and Surface Physics Instrumentation - Proceedings*, Seiten 97–98, 2008.
- [66] Soft Imaging System GmbH, Hammer Str. 89, D-48153 Muenster: *analySIS 3.0 - Referenzhandbuch*, April 1999.
- [67] M. Wutz, H. Adam und W. Walcher: *Handbuch Vakuumtechnik - Theorie und Praxis, 6. Auflage*. Vieweg-Verlag, 1997.
- [68] K. Anger, B. Lischke und M. Sturm: *Material Surfaces for Electron-Optical Equipment*. *Scanning*, 5:39–44, 1983.
- [69] D. R. Kingham und L. W. Swanson: *Shape of a Liquid Metal Ion Source*. *Applied Physics A*, 34:123–132, 1984.
- [70] W. Driesel, Ch. Dietzsch, E. Hesse, L. Bischoff und J. Teichert: *In Situ Observation of the Tip Shape of Co-Ge Liquid Alloy Ion Sources in a High-Voltage Transmission Electron Microscope*. *Journal of Vacuum Science and Technology B*, 14(3):1621–1629, 1996.
- [71] R. G. Forbes: *Understanding How the Liquid-Metal Ion Source Works*. Pergamon, 48(1):85–97, 1997.

- [72] Ch. Akhmadaliev, L. Bischoff, G. L. R. Mair, C. J. Aidinis und Th. Ganetsos: *Investigation of Emission Instabilities of Liquid Metal Ion Sources*. *Microelectronic Engineering*, 73-74:120–125, 2004.

Danksagung

Zum Schluss möchte ich all den Menschen danken, die mich bei dieser Arbeit unterstützt haben:

- Prof. Dr. E. Plies für die Möglichkeit, dieses interessante Thema bearbeiten zu können, und die vielen wertvollen Diskussionen.
- Bernhard Degel für die vielen hitzigen Diskussionen und die spaßige Zeit im Labor.
- Dieter Kehrer für die unermüdliche Geduld bei der Fertigung der vielen anspruchsvollen Einzelteile.
- Werner Strohmaier für die Elektronik und die Bereitschaft, diese auch bis ins Letzte zu hinterfragen.
- Birgit Schröppel für die vielen richtungweisenden Gespräche und das Weitergeben wertvoller Erfahrungen.
- Christoph Rochow für die vielen hilfreichen Diskussionen und das Vererben der Spannungsversorgung des Rasterdoppelablenkers.
- Michael Rauscher für den Grundstein dieser Arbeit und das zur Verfügung Stellen einer zweiten Ventilbasis.
- Timm Ohnweiler für zwei weitere Hände im Labor, mit denen viele Umbauten sehr viel einfacher von statten gingen.
- Jan Bärtle für die vielen wertvollen Tipps und das Korrekturlesen dieser Arbeit.
- Georg Maucher, Stefan Kuder, Martin Ries, Timo Ziemann und Florin Hepp für die vielen Kabel, kniffligen Lötkontakte und Ersatzgeräte.
- Bertram Herzog und Ralf Stiefel für all die Tipps in Sachen Chemie und Schlauchverbindungen.
- Eva Lohmann für die SEM-Bilder des Quantifoil[©]-Netzchens.
- Antje Treftz für die Einführung in AutoCAD und die Unterstützung beim Erstellen der späteren Zeichnungen.
- Rudolf Schmied für das Erstellen der technischen Zeichnungen.
- Wolfgang Pfeiffer für die Unterstützung von Herrn Kehrer bei der Fertigung.

- Martin Schilling für das gekonnte Kürzen der Siebenfachdurchführungen.
- John Rouse für das bereitwillige Beantworten meiner vielen Fragen zu den Programmpaketen von MEBS.
- Lothar Bischoff für die Herstellung der LMIS und die Tipps bezüglich ihrer Handhabung.
- Den Firmen BAL-TEC AG und Leica Mikrosysteme GmbH für die gewährte finanzielle Unterstützung.
- Matthias Buck und allen Mitarbeitern der Buck Engineering & Consulting GmbH Reutlingen für den starken Rückhalt in der heißen Phase des Zusammenschreibens.

Vielen Dank!

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Karin Marianowski
Geburtsdatum: 02.01.1981
Geburtsort: Reutlingen
Familienstand: ledig
Staatsangehörigkeit: deutsch

Schulische Ausbildung

1987 - 1991 Grundschule Reutlingen-Oferdingen
1991 - 2000 Gymnasium am Bildungszentrum Reutlingen-Nord

Studium

2000 - 2006 Studium der Physik an der Eberhard-Karls-Universität Tübingen
Abschluss als Diplom-Physikerin
Diplomarbeit mit dem Titel „Simulation und Bau einer Strahlerlinse für Ionen“ am Institut für Angewandte Physik der Eberhard-Karls-Universität Tübingen bei Prof. Dr. E. Plies

Promotion

2006 - 2014 Promotion mit dem Titel „Entwicklung einer ionenoptischen Säule mit Booster-Prinzip zur Erzeugung einer niederenergetischen Rasterionensonde“ am Institut für Angewandte Physik der Eberhard-Karls-Universität Tübingen bei Prof. Dr. E. Plies

Beruflicher Werdegang

2006 - 2012 Wissenschaftliche Angestellte am Institut für Angewandte Physik der Eberhard-Karls-Universität Tübingen
seit 2012 Mitarbeiterin der Buck Engineering & Consulting GmbH Reutlingen

Veröffentlichungen

2006

M. Rauscher, K. Marianowski, B. Degel, E. Plies
Limitations to low-voltage focused ion beam operation
Microelectronic Engineering 83 (2006) pp. 815-818

M. Rauscher, K. Marianowski, B. Degel, E. Plies
Advanced Low Energy Focused Ion Beam Design Based on Immersion Optics
Proceedings of the 7th International Conference on Charged Particle Optics, Cambridge, England, 24th - 28th July 2006, pp. 96-97

M. Rauscher, K. Marianowski, B. Degel, E. Plies
Advanced Low Energy Focused Ion Beam Design Based on Immersion Optics
Proceedings of the 16th International Microscopy Conference, Sapporo, Japan, 3rd - 8th September 2006, Volume 2, p. 579

2007

M. Rauscher, K. Marianowski, B. Degel, E. Plies
Advanced low energy focused ion beam design based on immersion optics
Proceedings of the Microscopy Conference 2007 / 33rd Conference of the DGE, Saarbrücken, Germany, 2nd - 7th September 2007, p.14

2008

K. Marianowski, E. Plies
Third-rank computation of electron and ion optical systems with several and rotated Wien filters
Proceedings of the 14th European Microscopy Congress, Aachen, Germany, 1st - 5th September 2008, Volume 1, pp. 59-60

2010

K. Marianowski, T. Ohnweiler, E. Plies
Impact of a beam limiting aperture on Coulomb Interactions in a low-voltage focussed

ion beam system

Proceedings of the 12th International Seminar on Recent Trends in Charged Particle Optics and Surface Physics Instrumentation, Brno, Czech Republic, 31st May - 4th June 2010, pp. 47-48

K. Marianowski, T. Ohnweiler, E. Plies

Coulomb interactions in a low-voltage focussed ion beam system

Proceedings of the 8th International Conference on Charged Particle Optics, Singapore, 12th - 16th July 2010, pp. 194-195

2011

K. Marianowski, T. Ohnweiler, E. Plies

Coulomb interactions in a low-voltage focussed ion beam system

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 645 (2011) pp. 116-119

E. Plies, K. Marianowski, T. Ohnweiler

The Wien filter: history, fundamentals and modern applications

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 645 (2011) pp. 7-11

2014

K. Marianowski, T. Ohnweiler, E. Plies

Experimental results using an improved low-energy focussed ion beam column with booster principle and free-standing target

OPTIK - International Journal for Light and Electron Optics 125 (2014) pp. 2954-2958

Meine akademischen Lehrer waren die Professoren und Dozenten:

Alkofer, Bräuer, Clement, Dahm, Eibl, Fitter, Gönnerwein, Grabmayr, Hehl, Ihringer, Kaul, Kern, Kleiner, Kley, Knapp, Kölle, Lange, Liu, Loos, Mütter, Neu, Oliver, Pliis, Reinhardt, Schlotterbeck, Schopohl, Schwenk, Wagner, Weitz, Wharam, Zimmermann