Miniaturisierte elektrostatische Linsen aus konventionellen Blenden für die hochauflösende Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskopie

Dissertation

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Fakultät für Physik
der Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von
Ramona Yvonne Lutsch
aus Ründeroth

2002

Tag der mündlichen Prüfung:	16.12.2002
Dekan:	Prof. Dr. H. Müther
1. Berichterstatter:	Prof. Dr. E. Plies
2. Berichterstatter:	Prof. Dr. K.-H. Herrmann

Inhaltsverzeichnis

Abstract/Kurzfassung **1**

Einleitung **3**

1 Elektronenoptische Grundlagen **5**

1.1 Bestimmung von Linseneigenschaften 5

1.2 Berechnung des Sondendurchmessers 7

1.3 Skalierungsregeln der Elektronenbewegung im elektrostatischen Feld . 9

1.4 Theoretische Auflösungsgrenzen 10

1.5 Elektron-Elektron-Wechselwirkungen 12

2 Miniaturisierte Linsensysteme für die Niederspannungs-REM **15**

2.1 Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskopie 15

2.2 Miniaturisierung 16

2.2.1 Miniaturisierung von magnetischen Linsen 16

2.2.2 Miniaturisierung von elektrostatischen Linsen 17

2.2.3 Miniaturisierte Linsen für Hochstromanwendungen 22

3 Verwendete Computerprogramme **27**

4 Simulation von Linsenvarianten **29**

4.1 Grundlegende Geometrie 29

4.2 Zwangsbedingungen und Variationsbereiche 31

4.3 Optimierung 33

4.4 Simulation von Dejustageeffekten 40

5 Experimentelles Aufbau **45**
5.1 Schematischer Aufbau 45
5.2 Messprinzip 46
5.2.1 Messung des Sondendurchmessers 46
5.2.2 Bestimmung der Auflösung anhand einer Testprobe 49
5.3 Testproben 51
5.4 Experimentelle Umsetzung 57

6 Messungen **65**
6.1 Konditionieren der Linse 65
6.2 Messung mit Piezo-Element und Silizium-Kante 67
6.3 Messung mit Rasterelement und Testprobe 68
6.3.1 Ursachensuche — Astigmatismus 69
6.3.2 Experimentelle Ergebnisse 74
6.3.3 Diskussion der experimentellen Ergebnisse 77

Zusammenfassung **79**

Symbole und Abkürzungen **83**

Abbildungsverzeichnis **87**

Literaturverzeichnis **89**

Danksagung **95**

Lebenslauf **96**

Abstract

This thesis comprises the investigation of miniaturized electrostatic electron lenses based on conventional electron microscopical diaphragms to be suitable for the generation of a high-resolution electron probe. The electron optical column consists of a Schottky emitter with an integrated extraction anode and a miniaturized three electrode lens built of platinum apertures. The lens has been optimized with respect to resolution. Simulations indicate a probe diameter of about 5 nm at a beam energy of 1 keV and a working distance of 1 mm. Details on the measurement of the probe diameter and the hereby encountered problems are discussed. A value of 30 nm for the probe diameter has been achieved experimentally.

Kurzfassung

In dieser Arbeit wurde untersucht, ob sich miniaturisierte elektrostatische Elektronenlinsen auf der Basis von konventionellen elektronenmikroskopischen Blenden eignen, um eine hochauflösende Elektronensonde zu erzeugen. Das elektronenoptische System wird gebildet aus einem Schottky-Emitter mit integrierter Extraktionsanode und einer Drei-Elektroden-Linse aus Platin-Blenden. Die Linse wurde hinsichtlich der Auflösung optimiert. Simulationen ergaben einen Sondendurchmesser von ca. 5 nm bei einer Strahlenergie von 1 keV und einem Arbeitsabstand von 1 mm. Sowohl Details zur Messung des Sondendurchmessers als auch spezifische Probleme, die während der Messung auftraten, werden präsentiert. Experimentell wurde ein Wert von 30 nm erreicht.

Einleitung

Die Verbesserung der Auflösung elektronenoptischer Systeme ist seit jeher ein Anliegen der Elektronenoptiker. Miniaturisierte Elektronenlinsen haben in den letzten Jahren durch technologische Fortschritte in der Herstellung von miniaturisierten mechanischen Bauteilen (Mikromechanik) viel Beachtung gefunden, denn durch Miniaturisierung können nach den Skalierungsregeln der Elektronenbewegung [1] die Aberrationen von Elektronenlinsen reduziert und folglich die Auflösung verbessert werden.

Elektrostatische Linsen lassen sich im Allgemeinen einfacher miniaturisieren als konventionelle Magnetlinsen mit Eisenkreis und Spulenwicklung, wobei es auch Anstrengungen gibt Magnetlinsen oder Permanentmagnetlinsen zu miniaturisieren. Aufgrund der auftretenden elektrischen Feldstärken können miniaturisierte elektrostatische Linsen nur im Niederspannungsbereich (Elektronenenergie unter 3 keV) betrieben werden. Dadurch ist die Halbleiterindustrie ein Hauptinteressent für solche Linsen, da die zerstörungsarme und aufladungsfreie Abbildung mit niederenergetischen Elektronen dort erwünscht bzw. notwendig ist.

Laut ITRS-Roadmap[1] werden Strukturbreiten von 115 nm bis 35 nm für die Halbleiter-Generationen der Jahre 2003 bis 2013 vorhergesagt. Halbleiterstrukturen von 130 nm lassen sich zwar heute noch mit Licht einer Wellenlänge von 193 nm herstellen, doch es ist absehbar, dass in Zukunft andere Verfahren wie Elektronenstrahl- oder Röntgen-Lithografie eingesetzt werden müssen. Dementsprechend muss auch die Auflösung von Systemen zum Testen der Halbleiterbauelemente kleiner werden, bzw. das Testen mit Elektronenstrahlen erfolgen.

Vor allem der Vorschlag von Chang et al. [2], viele miniaturisierte elektronenoptische Säulen dicht nebeneinander zu platzieren, indem mittels Silizium-Mikromechanik mehrere Linsenelektroden, Ablenkelemente und Elektronen-Emitter gleichzeitig in einen Wafer hinein geätzt werden, führte zu verstärkten Forschungsaktivitäten in

[1]International Technology Roadmap for Semiconductors, http://public.itrs.net.

diese Richtung [3–9]. Mit den so genannten Linsen-Arrays könnten Elektronenstrahl-Lithografiegeräte und Elektronenmikroskope (zum Testen von Halbleiterbauelementen) mit hohem Durchsatz und einer Auflösung im einstelligen Nanometer-Bereich verwirklicht werden.

Miniaturisierte Elektronenlinsen lassen sich aber auch als Einzelgeräte einsetzen [10–13], wenn der Platz begrenzt ist und/oder das System kostengünstig sein muss. Solche Linsen lassen sich auch als Ganzes auswechseln, anstatt sie kostenintensiv zu reparieren oder neu zu justieren.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, im Gegensatz zum Ansatz von Chang et al., miniaturisierte elektrostatische Linsen auf der Basis von konventionellen Blenden, wie sie in der Elektronenmikroskopie als Aperturblenden eingesetzt werden, herzustellen und deren Funktionalität zu erproben. Diese Methode hat den großen Vorteil, dass die Linsen gänzlich aus Materialien hergestellt werden, deren Anwendung sich in der Elektronenmikroskopie bewährt hat. Zudem ist für die Herstellung solcher Linsen im Gegensatz zu der Herstellung von Silizium-Blenden keine besondere Technologie notwendig.

Da sich durch die Miniaturisierung sowohl die Auflösung bei festem Strom verbessern als auch bei gleich bleibender Auflösung der Sondenstrom erhöhen lässt, wurden miniaturisierte Linsen auf der Basis von elektronenmikroskopischen Blenden zur Erzeugung einer so genannten Hochstrom-Sonde bereits erfolgreich in unserer Arbeitsgruppe getestet [14–16].

In dieser Arbeit wurde hingegen die Tauglichkeit für Hochauflösungsanwendungen getestet, wobei die Schwerpunkte auf der erreichbaren Auflösung, den Justieranforderungen und den spezifischen experimentellen Herausforderungen eines solchen Systems lagen. Zu diesem Zweck wurde ein System, bestehend aus einer elektrostatischen Drei-Elektroden-Linse und einem Schottky-Emitter entworfen. Da die Überprüfung der Machbarkeit im Vordergrund stand, wurde der Aufbau einfach gehalten und so wenig Elemente — also Linsenelektroden — wie möglich eingesetzt. Mit Hilfe elektronenoptischer Simulationsprogramme wurde die Linse rechnerisch durch systematische Variation geometrischer Parameter optimiert. Eine theoretische Auflösung im einstelligen Nanometer-Bereich wurde dabei angestrebt. Ein experimenteller Teststand wurde aufgebaut, die optimierte Linse gebaut, getestet und die erreichbare Auflösung gemessen. Als Detektor diente ein einfacher Faraday-Becher, in dem der transmittierte Strom unter einer geeigneten, durchlässigen Testprobe gemessen wurde. Mit Hilfe eines einfachen magnetischen Rastermoduls oberhalb der Linse wurde der Elektronenstrahl über die Testprobe bewegt.

Kapitel 1

Elektronenoptische Grundlagen

1.1 Bestimmung von Linseneigenschaften

Paraxialbahnen

Das elektrostatische Potential $\Phi(x, y, z)$ einer zur z-Achse (optische Achse) rotationssymmetrischen elektrostatischen Elektronenlinse lässt sich näherungsweise als Reihenentwicklung des elektrostatischen Potentials $\phi(z)$ entlang der z-Achse darstellen ($\phi''(z) := \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2}$):

$$\Phi(x, y, z) = \Phi(r, z) = \phi(z) - \frac{r^2}{4}\,\phi''(z) + O(r^4) \tag{1.1}$$

Durch Einsetzen in die Bewegungsgleichung und Elimination der Zeit folgt die Bahngleichung für Elektronen in nichtrelativistischer (Elektronenenergie $E_b < 30\,\mathrm{keV}$) und paraxialer Näherung, d.h. für flache und achsennahe Bahnen ($r'(z) := \frac{\partial r}{\partial z}$):

$$r''(z) + \frac{1}{2}\,\frac{\phi'(z)}{\phi(z)} r'(z) + \frac{1}{4}\,\frac{\phi''(z)}{\phi(z)} r(z) = 0 \tag{1.2}$$

Die Lösung dieser linearen Differentialgleichung ergibt die so genannten Fundamentalbahnen r_α und r_γ mit den Anfangsbedingungen in der Objektebene z_o:

$$r_\alpha(z_o) = r'_\gamma(z_o) = 0, \qquad r'_\alpha(z_o) = r_\gamma(z_o) = 1 \tag{1.3}$$

In der Bildebene z_b lassen sich daraus die Angularvergrößerung M_α und die Lateralvergrößerung M bestimmen ($\phi(z_o) = \phi_o$ und $\phi(z_b) = \phi_b$ sind die Potentiale in der Objekt- bzw. Bildebene):

$$M_\alpha = r'_\alpha(z_b), \qquad M = 1/M_\alpha \sqrt{\phi_o/\phi_b} \tag{1.4}$$

Mittels Linearkombination können aus den Fundamentalbahnen beliebige Elektronenbahnen $r(z)$ abgeleitet werden (a, b Konstanten):

$$r(z) = a\, r_\alpha(z) + b\, r_\gamma(z) \tag{1.5}$$

Linsenaberrationen

Für nicht achsennahe Bahnen können die Auswirkungen von Linsenaberrationen nicht vernachlässigt werden. Daher sind (ohne große Abweichungen von den axialen Bahnen) neben der Abbildung der Elektronenquelle die sphärische Aberration 3. Ordnung[1] sowie die Fehleranteile durch Beugung an Blendenöffnungen und die chromatische Aberration 1. Ordnung einzubeziehen.

Die sphärischen und chromatischen Aberrationskoeffizienten C_{sb} bzw. C_{cb} in der Gaußschen Bildebene können nach Gleichung 1.6 und 1.7 mit Hilfe der Fundamentalbahn $r_\alpha(z)$ und M berechnet werden [17]:

$$\begin{aligned} C_{sb} &= \frac{1}{16} M^4 \cdot \frac{\phi_b^{3/2}}{\phi_o^2} \int\limits_{z_o}^{z_b} \frac{r_\alpha^4}{\phi^{3/2}} \left(\frac{5}{4} \phi''^2 + \frac{5}{24} \frac{\phi'^4}{\phi^2} \right. \\ &\qquad\qquad \left. + \frac{14}{3} \frac{\phi'^3}{\phi} \frac{r'_\alpha}{r_\alpha} - \frac{3}{2} \frac{\phi'^2 r'^2_\alpha}{r_\alpha^2} \right) dz \end{aligned} \tag{1.6}$$

$$C_{cb} = \frac{3}{8} M^2 \cdot \frac{\phi_b^{3/2}}{\phi_o} \int\limits_{z_o}^{z_b} \frac{\phi'^2}{\phi^{5/2}} r_\alpha^2 \, dz \tag{1.7}$$

[1] Im Allgemeinen müssen alle geometrischen Bildfehler 3. Ordnung betrachtet werden, wobei in einem Sonden formenden System mit kleinen Achsenabständen nur die sphärische Aberration eine Rolle spielt.

1.2 Berechnung des Sondendurchmessers

Der Sondendurchmesser eines Sonden formenden Systems kann rechnerisch entweder durch exakte wellenoptische Berechnungen — im Allgemeinen ein sehr aufwändiges Verfahren — oder durch Überlagerung einzeln berechneter Fehleranteile bestimmt werden.

Beiträge zum Sondendurchmesser

Die Elektronenquelle wird in einem hochauflösenden System verkleinert abgebildet. Bei einem Schottky-Emitter ist das die so genannte virtuelle Quelle mit dem Durchmesser d_{virt}, der verkleinert in die Gaußschen Bildebene abgebildet wird zu:

$$d_o = M \cdot d_{virt} \tag{1.8}$$

Des weiteren tritt an Apertur begrenzenden Blenden Beugung auf. Der Durchmesser des Beugungsfehlerscheibchens d_d (1. Minimum der Airy-Verteilung) in Abhängigkeit von der De-Broglie-Wellenlänge λ_b der Elektronen in der Gaußschen Bildebene beträgt in Abhängigkeit vom bildseitigen Aperturwinkel α_b:

$$d_d = 1.22\,\frac{\lambda_b}{\alpha_b} \tag{1.9}$$

Das Fehlerscheibchen der sphärischen Aberration d_s beträgt in der Ebene kleinster Verwirrung:

$$d_s = \frac{1}{2}\,C_{sb}\,\alpha_b^3 \tag{1.10}$$

Da Elektronenquellen eine nicht zu vernachlässigende Energiebreite von $\Delta E = e\cdot\Delta\phi$ (HWHM) besitzen, ergibt sich der Durchmesser des Fehlerscheibchens der chromatischen Aberration d_c, gebildet durch die Randstrahlen mit $\pm\Delta E$, in der Gaußschen Bildebene zu:

$$d_c = 2\,C_{cb}\,\alpha_b\,\frac{\Delta\phi}{\phi_b} \tag{1.11}$$

Infolgedessen spielt die chromatische Aberration im Niederspannungsbereich eine große Rolle, da die Potentiale kleiner sind, die Energiebreite aber gleich bleibt. Tatsächlich ist die Auflösung im Niederspannungsbereich durch die chromatische Aberration bzw. die Energiebreite der Quelle begrenzt.

Überlagerung der Fehlerscheibchen

Eine oft verwendete Methode ist — in Ermangelung besserer und anderer einfacher Verfahren — die Überlagerung mittels quadratischer Addition, obwohl es für dieses Verfahren keine physikalische Grundlage[2] gibt [1]. Im Allgemeinen liefert die quadratische Überlagerung für das Gesamtfehlerscheibchen d_p zu große Werte:

$$d_p = \sqrt{d_o^2 + d_d^2 + d_s^2 + d_c^2} \tag{1.12}$$

Eine verbesserte, neuere Methode ist der so genannte *Root-Power-Sum* (RPS)-Algorithmus, entwickelt von Barth und Kruit [18], der die einzelnen Fehleranteile in ähnlicher Form wie bei der quadratischen Überlagerung berechnet. Allerdings werden alle Anteile als Durchmesser des Scheibchens, das 50 % des Gesamtstroms enthält, definiert. Chromatisches Aberrationsscheibchen, Beugungsscheibchen und verkleinerte virtuelle Quelle werden in der Gaußschen Bildebene berücksichtigt, das sphärische Aberrationsscheibchen in der Ebene, in der das 50 %-Scheibchen minimal ist. Somit ergeben sich die modifizierten Fehleranteile zu:

$$\begin{aligned} d_{d50} &= 0.54\,\frac{\lambda_b}{\alpha_b} \\ d_{s50} &= 0.18\,C_{sb}\,\alpha_b^3 \\ d_{c50} &= 0.68\,C_{cb}\,\alpha_b\,\frac{\Delta\phi}{\phi_b} \end{aligned} \tag{1.13}$$

Diese Beiträge und die verkleinerte virtuelle Quelle werden in verschiedenen Potenzen nacheinander addiert, um so eine Annäherung an die Ergebnisse wellenoptischer Berechnungen zu erhalten[3]:

$$\begin{aligned} d_{dld} &= (d_{s50}^4 + d_{d50}^4)^{1/4} && \textit{diffraction limited diameter} \\ d_{bld} &= (d_{dld}^{1.3} + d_o^{1.3})^{1/1.3} && \textit{brightness limited diameter} \\ d_p = d_{p50} &= (d_{bld}^2 + d_{c50}^2)^{1/2} && \textit{probe diameter} \end{aligned} \tag{1.14}$$

Da der RPS-Algorithmus ursprünglich für hohe Strahlenergien entwickelt wurde, steht seine theoretische Überprüfung für niedrige Elektronenenergien noch aus. Er

[2]Nur statistische, unabhängige Fehler einer gemessenen physikalischen Größe dürfen zur Bestimmung des Gesamtfehlers nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung quadratisch addiert werden. Linsenaberrationen sind aber nicht voneinander unabhängig.

[3]Die Bezeichnungen *diffraction limited diameter* und *brightness limited diameter* sind übernommen aus [18] und dürfen nicht mit den üblicherweise verwendeten Definitionen für beugungsbegrenzte oder Richtstrahlwertbegrenzte Auflösung verwechselt werden.

liefert aber im Vergleich zur quadratischen Überlagerung kleinere Werte, die besser mit den gemessenen Auflösungswerten bzw. Sondendurchmessern übereinstimmen (siehe [19] und [20]). Im Folgenden werden alle theoretisch bestimmten Sondendurchmesser nach dem RPS-Algorithmus berechnet (*probe diameter* nach Gl. 1.14).

1.3 Skalierungsregeln der Elektronenbewegung im elektrostatischen Feld

Eine ausführliche Herleitung der Skalierungsregeln findet sich in [1,21,22]. Betrachtet man nur den rein elektrostatischen Fall, dann lassen sich die Regeln für den nichtrelativistischen Grenzfall folgendermaßen zusammenfassen:

> *Werden alle geometrischen Größen eines elektronenoptischen Systems mit dem gleichen Faktor k skaliert, dann skalieren, wenn die Potentialverhältnisse konstant gehalten werden, die Elektronenbahnen und alle Längen behafteten Größen wie Brennweite oder Aberrationskoeffizienten mit dem gleichen Faktor.*

Demzufolge kann man durch geometrische Verkleinerung eines Linsensystems die Fehlerkoeffizienten und mithin auch die Auflösung verbessern. Aufgrund ihrer Einfachheit lassen sich elektrostatische Linsen besser miniaturisieren als magnetische Elektronenlinsen, da nur Elektrodenbohrungen und -abstände verkleinert werden müssen. Herkömmliche magnetische Elektronenlinsen (bestehend aus Polschuhen, Eisenkreis, Spulenwicklung und evtl. Wasserkühlung) sind komplizierter im Aufbau und weisen bei Verkleinerung schnell Sättigungseffekte im Eisenkreis auf. Permanentmagnetlinsen lassen sich ebenfalls einfach miniaturisieren, werden aber weniger eingesetzt da sie in der Handhabung (Variation des Magnetfeldes) unflexibler sind.

Wenn aber die Potentiale mit dem gleichen Faktor k skaliert werden wie die Längen, was eigentlich sinnvoll wäre, um die Feldstärken innerhalb der Linse konstant zu halten, dann verkleinert sich das Fehlerscheibchen der sphärischen Aberration d_s^* des skalierten Systems mit k, das Fehlerscheibchen der chromatischen Aberration d_c^* ändert sich jedoch nicht:

$$\begin{aligned} d_s^* &= \frac{1}{2}\, k \cdot C_s\, \alpha^3 = k \cdot d_s \\ d_c^* &= k \cdot C_c\, \alpha\, \frac{\Delta\phi}{k \cdot \phi_b} = d_c \end{aligned} \tag{1.15}$$

Um eine Verbesserung der Auflösung zu erreichen, müssen demnach die geometrischen Längen mit einem anderen Faktor skaliert werden als die Potentiale, wobei die Feldstärken erhöht werden müssen, um eine Verkleinerung des chromatischen Fehlers zu erhalten. Eine Analyse der Skalierung für miniaturisierte Systeme wird in [2] gegeben, allerdings beschränken sich die Autoren auf die Betrachtung von Einzellinsen.

Die Untergrenze der Miniaturisierung ist außer durch die in der Linse maximal zulässigen Feldstärken durch die minimale tolerierbare bildseitige Brennweite ($f_b^* = kf_b$) gegeben. Damit verknüpft ist der Arbeitsabstand, der wegen der Handhabbarkeit des Mikroskops nicht zu klein werden darf. Ein Arbeitsabstand von 1 mm sollte auf jeden Fall noch erreichbar sein, was größenordnungsmäßig der bildseitigen Brennweite entspricht.

1.4 Theoretische Auflösungsgrenzen

Tretnersche Ungleichungen

Die Tretnerschen Ungleichungen [23] geben untere theoretische Grenzwerte für sphärische und chromatische Aberrationskoeffizienten an. Es wurden nie Linsen mit kleineren Aberrationen als mit den von Tretner angegebenen Grenzwerten gefunden, was deren Gültigkeit untermauert.

In seine Abschätzung der Grenzwerte für chromatische Aberration C_{co} und sphärische Aberration C_{so} (bezogen auf die Objektebene) gehen die Potentiale ϕ_o und ϕ_b in der Objektebene bzw. Bildebene ein, das maximale Potential ϕ_m und die maximale Feldstärke auf der Achse $|\phi'|_{mz}$. Die Tretnerschen Ungleichungen für elektrostatische Immersionslinsen lauten:

$$\begin{aligned} \frac{C_{co}}{L} &\geq \frac{2.8}{\phi_m^{1/6}} \left(\phi_o^{1/6} + \frac{1}{M^2}\, \phi_b^{1/6} \right) \qquad \text{für} \quad \frac{\phi_m}{\phi_o} < 100 \\ \frac{C_{so}}{L} &\geq 0.23 \left(1 + \frac{1}{M^4} \frac{\phi_o}{\phi_b} \right) \qquad \text{mit} \quad L = \frac{\phi_o}{|\phi'|_{mz}} \end{aligned} \tag{1.16}$$

Dabei ist Tretner nicht von real vorhandenen Linsen mit speziellen Elektrodenanordnungen ausgegangen, sondern er konstruierte elektrische Felder, welche die minimalen Aberrationen erzeugen. Diese Felder mit physikalischen Elektrodenanordnungen nachzubauen, ist oftmals gar nicht möglich.

Mit den in Tabelle 4.1 (Seite 36) angenommenen Werten von $M = 0.09$, $\phi_{ex} = \phi_o = 4\,\text{kV}$, $\phi_b = 1\,\text{kV}$, $\phi_m = 7\,\text{kV}$ und $|\phi'|_{mz} = 9\,\text{kV/mm}$ ergeben sich die unteren

Grenzwerte für die bildseitigen Aberrationskoeffizienten zu:

$$\begin{aligned} C_{cb} &\geq 0.11\,\mathrm{mm} \\ C_{sb} &\geq 0.05\,\mathrm{mm} \end{aligned} \tag{1.17}$$

Um diese Grenzwerte zu erreichen, müssen Objekt und Bild in starken Feldern liegen (Feldmaxima bei z_o und z_b), das Objekt in einem Verzögerungsfeld, das Bild in einem Beschleunigungsfeld. Beim vorliegenden Design ist dies jedoch kaum möglich, denn sowohl Objekt (Kathode) als auch Bild (Sonde) liegen außerhalb des Linsenfeldes.

Grenzen der Elektronenstrahlerzeugung nach A. Crewe

Crewe gibt untere Grenzen für sphärische und chromatische Fehlerkoeffizienten von Magnetlinsen und elektrostatischen Einzellinsen sowie daraus resultierende Untergrenzen für die Auflösung[4] an [24]. Dabei wird die Elektronenquelle, die ja beliebig verkleinert abgebildet werden kann, vernachlässigt. Aus den Minima von Beugung und sphärischer bzw. chromatischer Aberration (minimale Apertur) erhält er untere Grenzen für Fehlerkoeffizienten und die durch sphärische Aberration bzw. chromatische Aberration begrenzte Auflösung δ_s bzw. δ_c. Dabei werden die maximale Feldstärke zwischen den Elektroden[5] $|\phi'|_m$, die Elektronenenergie $E_b = e\,\phi_b$ und die halbe Energiebreite der Quelle $\Delta E = e\,\Delta\phi$ als wichtigste Parameter berücksichtigt (Potentiale in V und Feldstärken in V/m):

$$\begin{aligned} C_{cb} &= 1.32\,\frac{\phi_b}{|\phi'|_m}\,\mathrm{m} & \delta_c &= \frac{3.14\;\Delta\phi^{1/2}}{|\phi'|_m^{1/2}\;\phi_b^{1/4}} \times 10^{-5}\,\mathrm{m} \\ C_{sb} &= 2.19\,\frac{\phi_b}{|\phi'|_m}\,\mathrm{m} & \delta_s &= \frac{1.1}{|\phi'|_m^{1/4}\;\phi_b^{1/8}} \times 10^{-7}\,\mathrm{m} \end{aligned} \tag{1.18}$$

Die elektrostatische Einzellinse wird dabei stark idealisiert mit einer infinitesimal dünnen Mittelelektrode.

Für die in dieser Arbeit angenommenen Linsenparameter und unter Annahme einer Einzellinse mit $\phi_o = \phi_b = 1\,\mathrm{kV}$, $|\phi'|_m = 10\,\mathrm{kV/mm}$, $\Delta\phi = 0.5\,\mathrm{V}$, würden sich folgende minimale Werte ergeben:

$$\begin{aligned} C_{cb} &= 0.13\,\mathrm{mm} & \delta_c &= 1.2\,\mathrm{nm} \\ C_{sb} &= 0.2\,\mathrm{mm} & \delta_s &= 0.8\,\mathrm{nm} \end{aligned} \tag{1.19}$$

[4] Der von Crewe bezeichnete Wert der Auflösung ist gleichbedeutend mit dem **Radius**, also dem halben Durchmesser der Elektronensonde.

[5] Nicht zu verwechseln mit der maximalen Feldstärke auf der Achse $|\phi'|_{mz}$ aus Gl. 1.16.

Diese Werte sind sehr viel größer als die mit den Tretnerschen Ungleichungen abgeschätzten, allerdings legte Crewe im Gegensatz zu Tretner seinen Berechnungen (annähernd) physikalische Linsen zugrunde, deren Potentiale und Fehlerkoeffizienten mit vereinfachten Formeln berechnet wurden.

Grenzen von Niederspannungs-Elektronenoptiken nach Hordon et al.

Hordon et al. [25] gaben eine Auflösungsgrenze — ähnlich der von Crewe — bzw. den minimalen Sondendurchmesser d_{c_m} begrenzt durch chromatische Aberration und Beugung an. Allerdings werden andere Vorfaktoren bei der Berechnung des minimalen Sondendurchmessers berücksichtigt. Für eine starke Immersionslinse ($\phi_o \ll \phi_b$) wird der chromatische Fehlerkoeffizienten und daraus der Sondendurchmesser[6] näherungsweise angegeben zu:

$$\begin{aligned} C_{cb} &\approx \frac{\phi_b}{|\phi'|_m}\,\mathrm{m} \qquad & d_{c_m} &= \frac{5.47\,(2\,\Delta\phi)^{1/2}}{|\phi'|_m^{1/2}\,\phi_b^{1/4}} \times 10^{-5}\,\mathrm{m} \\ C_{cb} &= 0.1\,\mathrm{mm} \qquad & d_{c_m} &= 3.1\,\mathrm{nm} \end{aligned} \tag{1.20}$$

Damit unterscheidet sich diese Abschätzung von Crewes Berechnungen nur um einen Faktor von 1.3, da die Auflösung nach Crewe dem halben Durchmesser entspricht.

1.5 Elektron-Elektron-Wechselwirkungen

Durch die stochastische Coulomb-Wechselwirkung der Elektronen beim Durchlaufen der elektronenoptischen Säule kommt es zu einer Energieverbreiterung der Elektronen, dem so genannten Boersch-Effekt [26], und zu einer zusätzlichen lateralen Strahlaufweitung (engl. *trajectory displacement*). Einen ausführlichen Überblick über die verschiedenen Wechselwirkungen im Elektronenstrahl gibt Jansen [27]. Der Boersch-Effekt und die Strahlaufweitung nehmen mit abnehmender Strahlenergie und steigendem Strahlstrom zu.

In hochauflösenden Rasterelektronenmikroskopen mit einer Strahlspannung von ca. 30 kV und einem Sondenstrom von wenigen Picoampère sind beide Effekte zu vernachlässigen. In der konventionellen Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskopie

[6] Da Hordon et al. die ganze Energiebreite angeben (FWHM), erscheint noch ein Faktor 2 in Gleichung 1.20.

mit einer Strahlenergie von 1 keV unter Verwendung magnetischer Linsen — d.h. die Elektronen durchlaufen die ganze Säule auf der niedrigen Energie — kann man aufgrund der niedrigen Ströme die stochastische Coulomb-Wechselwirkung ebenfalls vernachlässigen. Zudem wird in modernen Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskopen oftmals eine kombinierte magnetisch-elektrostatische Objektivlinse verwendet [20,28], die die Elektronen erst kurz vor der Probe auf die niedrige Landeenergie abbremst, wodurch die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit reduziert wird. Zach [29] gibt eine Abschätzung der Sondenverbreiterung durch stochastische Coulomb-Wechselwirkungen für eine nicht miniaturisierte Immersionsoptik zu weniger als 1 nm an ($E_b = 5$ keV in der Säule, Abbremsung vor der Probe auf 500 eV bei einem Strahlstrom I_b von 100 pA und einer Säulenlänge von 25 mm).

In miniaturisierten Linsensystemen werden relativ hohe Ströme erreicht, außerdem werden oft Einzellinsen verwendet, so dass die Elektronen die ganze Säule auf niedriger Energie durchlaufen. Thomson [30] verglich die laterale Strahlaufweitung und den Boersch-Effekt für miniaturisierte Linsen mit konventionellen Säulen. Nach seinen Berechnungen ist die laterale Strahlaufweitung bei konventionellen Systemen auf Grund der Säulenlänge viel größer als in miniaturisierten Systemen.

Chang et al. [3] geben eine Abschätzung für die laterale Strahlaufweitung d_t (in Nanometern) in miniaturisierten Linsensystemen unter der Annahme an, dass sich die Strahl begrenzende Aperturblende nahe an der Kathode befindet und somit der Großteil der Säule mit wenigen Nanoampère durchlaufen wird (I_b in Ampère, bildseitige Strahl begrenzende Apertur α_b in rad)[7]:

$$d_t \;=\; 1.6 \times 10^3 (I_b/\alpha_b^2)^{2/3} \tag{1.21}$$

Kruit und Jansen [31] bzw. Rose und Spehr [32] geben Designregeln an, um die Sondenverbreiterung durch stochastische Coulomb-Wechselwirkungen zu minimieren: Das elektronenoptische System sollte demnach so kurz wie möglich sein und wenige oder astigmatische oder wenn möglich gar keine Crossover enthalten. Das Potential innerhalb der Linse sollte möglichst hoch sein (Abbremsen auf Landeenergie erst kurz vor der Probe) und die Strahl begrenzende Apertur sollte möglichst nahe an der Kathode sein, um die Anzahl der am Wechselwirkungsprozess beteiligten Elektronen zu minimieren.

Aufgrund der hier theoretisch erwarteten Werte (Strahlstrom $I_b \approx 200$ pA, Apertur $\alpha_b \approx 10$ mrad) können mit der oben angegebenen Abschätzung ($d_t \approx 0.3$ nm)

[7] Formel so nicht aus [3] übernommen, da offensichtlich fehlerhaft.

und der Einhaltung der meisten Designregeln beide Effekte zur Sondenverbreiterung vernachlässigt werden.

Kapitel 2

Miniaturisierte Linsensysteme für die Niederspannungs-REM

Im Folgenden wird kurz auf die Entstehung und die Vorteile der Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskopie (REM) eingegangen. Verschiedene Verfahren zur Erzeugung von miniaturisierten Linsensystemen sowie ausgesuchte theoretische und experimentelle Ergebnisse werden vorgestellt.

2.1 Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskopie

Die ersten kommerziellen Rasterelektronenmikroskope — entwickelt von C. W. Oatley und Mitarbeitern an der Cambridge University und bei Cambridge Instruments Ltd. — wurden mit thermischen Elektronen-Strahlerzeugern betrieben. Der Richtstrahlwert β_{th} von thermischen Emittern beträgt ungefähr $1 \cdot 10^5\,\mathrm{A/cm^2\,sr}$. Da der Richtstrahlwert einer Kathode bei abnehmender Strahlspannung ebenfalls abnimmt[1], waren Strahlspannungen von $5 - 50\,\mathrm{kV}$ zum Betrieb der Mikroskope notwendig, um brauchbare Strahlströme bzw. Bildintensitäten zu erreichen.

Die Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskopie wurde erst möglich durch die Entwicklung von kalten Feldemissions-Emittern und Schottky-Emittern, die einen deutlich höheren Richtstrahlwert ($\beta_{Sch} \approx 1 \cdot 10^8\,\mathrm{A/cm^2\,sr}$) aufweisen und so einen Betrieb von Rasterelektronenmikroskopen bei Energien im Bereich von $0.5 - 3\,\mathrm{keV}$ zulassen. Einer der Hauptvorteile von Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskopen ist eine höhere Oberflächenempfindlichkeit aufgrund der geringen Eindringtiefe der

[1] Lediglich der reduzierte Richtstrahlwert β/U_b ist konstant (U_b Strahlspannung).

Elektronen in die Probe und ein dementsprechend höherer topografischer Kontrast. Außerdem können Halbleiter oder Isolatoren nahezu aufladungsfrei abgebildet werden, da der obere Neutralpunkt[2] fast aller Materialien im Niederspannungsbereich liegt [33]. Im konventionellen REM-Betrieb (Elektronenausbeute kleiner als eins) müssen nicht leitende Proben mit Gold oder Kohlenstoff bedampft werden, damit sie sich nicht aufladen und so eine Bildaufnahme unmöglich machen. Zudem sind die Strahlschäden im Niederspannungsbereich geringer. Dieser Punkt und die aufladungsfreie Abbildung von Isolatoren und Halbleitern ist insbesondere für die Halbleiterindustrie wichtig, da dort oftmals Silizium-Wafer während der Produktion untersucht und danach weiterverarbeitet werden.

2.2 Miniaturisierung

Die Idee der Miniaturisierung von Elektronenlinsen ergibt sich aus den Skalierungsregeln (siehe Abschnitt 1.3), da durch die Verkleinerung der Geometrie die Linsenaberrationen verkleinert werden können. Die Miniaturisierung von elektrostatischen Linsen bietet sich aufgrund ihrer Einfachheit an.

Im Vergleich zu Magnetlinsen mit Eisenkreis, Spulenwicklung und Wasserkühlung müssen bei elektrostatischen Linsen lediglich Blendenbohrungen, Rohrdurchmesser oder Abstände zwischen den Elektroden verkleinert werden. Es lassen sich zwar auch miniaturisierte Magnetlinsen auf der Basis von Permanentmagneten herstellen, diese sind jedoch sehr unflexibel.

2.2.1 Miniaturisierung von magnetischen Linsen

Dennoch gab es mehrere Unterfangen Magnetlinsen zu miniaturisieren. Mulvey et al. [34, 35] konstruierten Magnetlinsen mit einer effektiven Wasserkühlung, um Transmissionselektronenmikroskope (TEM) zu verkleinern. Die Höhe eines Linsendobletts betrug ca. 40 mm. Damit sollte der Bau von Megavolt-TEM mit ähnlichen Abmessungen wie übliche TEM mit 100 kV Strahlspannung möglich sein. Ichinokawa et al. [10] miniaturisierten ein Rasterelektronenmikroskop mit ebenfalls konventionellen Magnetlinsen auf einen Durchmesser von 26 mm und eine Säulenlänge von 140 mm. Damit konnte das Gerät gemeinsam mit einem Rastersondenmikroskop als Oberflächenanalyse-System im UHV verwendet werden. Miniaturisierte

[2] Als Neutralpunkt wird die Strahlenergie bezeichnet, bei der die Gesamtelektronenausbeute genau 1 beträgt. Ist die maximale Ausbeute größer als 1, dann gibt es zwei Neutralpunkte für ein Material, wobei der obere bei der höheren Energie liegt.

Magnetlinsen auf der Basis von Permanentmagneten wurden von mehreren Gruppen, unter anderem von Khursheed et al. [36], Delong et al. [37, 38] und Terris et al. [39], vorgestellt. Khursheed et al. schlugen ein tragbares kompaktes Rasterelektronenmikroskop mit einer Bauhöhe von der Elektronenquelle bis zur Probenkammer von 120 mm vor. Terris et al. bauten eine sehr einfache magnetische Mikrolinse mit einer Bauhöhe von wenigen Millimetern für Niederspannungsanwendungen mit Feldemissionskathode. Delong et al. setzten Linsen aus Permanentmagneten für die Niederspannungs-Transmissionselektronenmikroskopie ein. Damit wurde eine deutliche Erhöhung des Kontrastes durch die stärkere Streuung der niederenergetischen Elektronen und eine kompakte Bauweise (Säulenlänge von 150 mm) erreicht.

2.2.2 Miniaturisierung von elektrostatischen Linsen

Frühe Elektronenmikroskope arbeiteten mit rein elektrostatischen Linsen [40], zum Einen weil sie einfacher zu bauen waren, zum Anderen waren die Anforderungen an die Spannungsstabilität nicht so hoch wie die Anforderungen an die Stromstabilität von Magnetlinsen. Diese Mikroskope wurden jedoch zunehmend von solchen mit magnetischen Linsen verdrängt, da deren Fehlerkoeffizienten inhärent kleiner sind verglichen mit denen elektrostatischer Einzellinsen. Zudem besaßen elektrostatische Mikroskope größere Mindestbrennweiten (wegen der maximal zulässigen Spannungen in der Linse), so dass die Vergrößerung der Objektive begrenzt war [40]. Durch Anwendungsmöglichkeiten in der Halbleiterindustrie wurde die Entwicklung von Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskopen verstärkt, so dass elektrostatische Linsen wieder vermehrt eingesetzt werden konnten. Somit war auch die Miniaturisierung elektrostatischer Linsen für diesen Zweck naheliegend, und es wurden auf diesem Gebiet zahlreiche Forschungsarbeiten durchgeführt.

Einsatzgebiete miniaturisierter Linsen und Linsensysteme

Aufgrund der maximal zulässigen Feldstärken innerhalb der Linse — begrenzt durch Hochspannungsüberschläge, Durchschläge durch Isolatoren und Kriechströme entlang von Isolatoroberflächen — werden miniaturisierte elektrostatische Elektronenlinsen nur im Niederspannungsbereich betrieben.

Miniaturisierte Linsensysteme wurden aber nicht nur wegen ihrer Kompaktheit und kleineren Fehlerkoeffizienten entwickelt, vielmehr ergeben sich durch die Miniaturisierung neue Anwendungsgebiete: Eine wesentliche Idee war die Realisierung von neuen Geräten zum Elektronenstrahl-Direktschreiben[3] (*Electron Beam Direct Write* EBDW) von Halbleiterstrukturen. Chang et al. [2] schlugen 1989 vor, viele miniaturisierte Säulen mit je einem Emitter als großes Feld zu so genannten Linsen-Arrays zusammenzufügen, um so einen ausreichend hohen Durchsatz für zukünftige EBDW-Lithografie-Systeme zu erreichen[4]. Moderne Elektronenstrahl-Lithografie-Systeme arbeiten mit einer einzigen elektronenoptischen Säule und werden im wesentlichen zum Schreiben von Masken für das Belichten von Halbleiterstrukturen mit UV-Licht verwendet. Für die Massenproduktion von Halbleitern ist der Durchsatz bei diesen Systemen zu niedrig. Andere Anwendungen für miniaturisierte Linsen in der Halbleiterindustrie können sein: Maskenschreiben, Metrologie (Vermessung von Strukturbreiten an Halbleitern), Elektronenstrahltesten (*E-Beam Testing*, berührungslose Spannungsmessung) oder Inspektion [41]. Neuartige Feldemissions-Displays können ebenfalls mit miniaturisierten elektrostatischen Elektronenlinsen realisiert werden.

Außerdem eignen sich miniaturisierte Linsen, um ein miniaturisiertes Rasterelektronenmikroskop herzustellen. Solche Mini-REM können als Zusatzgerät an bestehende Vakuumsysteme oder andere Mikroskope, beispielsweise Rastersondenmikroskope oder *Focused-Ion-Beam*-Systeme, adaptiert oder als eigenständiges Gerät, welches leicht und transportabel ist, eingesetzt werden. Es gibt sogar die Überlegung, miniaturisierte REM im Weltraum einzusetzen [42], um auf dem Mars, Monden anderer Planeten unseres Sonnensystem oder auf Kometen nach extraterrestrischem Leben zu suchen. Mit einem Rasterelektronenmikroskop können Struktur und chemische Zusammensetzung (mittels energiedispersiver Analyse der charakteristischen Röntgenstrahlung – EDX) von Materialien untersucht werden.

Es ist ebenso möglich, Sonden mit sehr hohen Strömen und einer Auflösung im Mikrometer-Bereich zu erzeugen, da durch die Miniaturisierung die Fehlerkoeffizienten — also auch der Sondendurchmesser — bei gleich bleibendem Sondenstrom kleiner werden. Diese so genannten Hochstrom-Sonden können zum Elektronenstrahltesten von LCD (*Liquid Crystal Displays*) oder MCM (*Multichip Modules*) verwendet werden [43]. Solche Objekte mit verhältnismäßig großen Strukturen benötigen zum Testen lediglich Sonden im Mikrometer-Bereich; durch den hohen Strom kann der Durchsatz erhöht werden.

[3] maskenloses Schreiben bzw. Belichten.

[4] Heutige Lithografie-Systeme zum Belichten von Halbleiterstrukturen werden immer noch mit Licht betrieben, allerdings mittlerweile im DUV-Bereich. Zukünftige Systeme müssen auf andere Technologien ausweichen, um die geforderte Auflösung zu erreichen, wie Elektronenstrahl-Lithografie oder Röntgen-Lithografie. Die Elektronenstrahl-Lithografie hat dabei den Hauptnachteil des zu geringen Durchsatzes, d.h. es werden aufgrund des begrenzten Stroms pro Kathode (Intensität) nicht genügend Wafer pro Stunde belichtet.

Systeme basierend auf Silizium-Technologie

In der Vergangenheit wurden unterschiedliche Versuche unternommen miniaturisierte elektrostatische Linsen herzustellen. In einem vielfach verwendeten Verfahren wurden einzelne Linsenelektroden aus Silizium hergestellt. Dabei wurden Silizium-Wafer mittels Elektronenstrahl-Lithografie und reaktivem Ionenätzen gedünnt und Elektrodenbohrungen hinein geätzt [3, 4]. Die Wafer-Elektroden wurden mit Isolatormaterial (Pyrex-Glas) abwechselnd aufeinander gestapelt und durch *Bonden* fest verbunden. Diese Methode hat den Vorteil, dass es bei Beherrschen der Technologie relativ einfach möglich ist, viele Linsenelektroden oder Ablenkelemente eng nebeneinander zu platzieren, um so die oben erwähnten Arrays herzustellen. Um die Anzahl der aufeinander gestapelten Wafer-Elektroden zu verringern, wurden zum Teil mehrere Schichten auf einem Silizium-Wafer durch abwechselndes Aufbringen von Isolator- und Elektrodenmaterial realisiert [5–7]. Hoffmann et al. [8] erreichten es sogar, mehrere Etagen von Elektroden freitragend aus einem einzigen Silizium-Wafer heraus zu ätzen.

Die Arbeitsgruppe um Chang [44–46] entwickelte passend zu ihren miniaturisierten Linsen einen miniaturisierten Schottky-Emitter, der zudem bei niedrigeren Temperaturen[5] arbeitet, damit die Silizium-Elektroden nicht durch die Hitzeeinwirkung beschädigt werden. In einem Testaufbau [3] mit einer Gesamthöhe von 3.5 mm (von der Anode zur Probe) wurde eine Auflösung von 10 nm bei einem Sondenstrom von 1 nA erreicht. Die Strahlenergie betrug 1 keV und der Arbeitsabstand 1 mm. In einer Weiterentwicklung wurde von Muray et al. [47] erstmals ein Array von 2×2 Säulen vorgestellt. Der berechnete Sondendurchmesser dieser Säulen liegt im Bereich von 25 nm bei einem Sondenstrom von 7.5 nA. Diese Sonde ist immer noch klein genug, um Halbleiterstrukturen mit Linienbreiten von 70 nm zu belichten. Durch den relativ hohen Strom kann die Geschwindigkeit und damit der Durchsatz erhöht werden. Bisher hat jedoch keines der aufgebauten Systeme langzeitstabil funktioniert.

Andere Gruppen entwickelten Silizium-Mikroemitter, die ebenso wie die Linsen auf Siliziumbasis das gleiche Vermögen besitzen in großen Arrays hergestellt zu werden [11,12,48,49]. Mit dem selben Verfahren wurden auch Acht-Pol-Ablenkelemente [50] und Linsen-Arrays mit integrierter Zuleitung hergestellt [51].

Beruhend auf dem gleichen Prinzip der Linsenherstellung wurde außerdem eine Säule, bestehend aus einem konventionellen Schottky-Emitter und einer Einzellinse, aufgebaut [4, 52]. Die Elektrodenbohrungen betrugen 150 μm bei einem Abstand von

[5] Die übliche Betriebstemperatur von Schottky-Emittern beträgt ca. 1800 K.

250 μm. Die Ablenkelemente befanden sich unterhalb der Linse und es war keine zusätzliche Aperturblende eingebaut. Auf Grund der großen Apertur und des relativ großen Arbeitsabstands von 4 mm wurde in einem Intensitätsprofil ein Signalanstieg von 10 % auf 90 % von 1.8 μm über die Kante eines TEM-Netzchens gemessen. Daraus schließen die Autoren auf einen Sondendurchmesser von 500 nm. Theoretisch soll mit dem System eine Sonde von 2.3 nm bei einem Arbeitsabstand von 0.5 mm und einer Strahlenergie von 2.5 keV erreicht werden.

Zlatkin und García [6] erreichten mit einem ähnlichen Aufbau eine Auflösung von 30 nm bei einer Strahlenergie von nur 300 eV und einem Arbeitsabstand von 1 mm unter Verwendung eines kalten Feldemissions-Emitters.

Schmid et al. [5] bauten eine ganz einfache aber sehr kurze (160 μm) Säule für sehr niedrige Energien bestehend aus einem Emitter gefolgt von zwei Elektroden. Sie erreichten eine Auflösung von 100 nm bei einer Elektronenenergie von nur 30 eV, allerdings bei einem Arbeitsabstand von 80 μm.

Systeme basierend auf alternativen Herstellungsmethoden

Eine weitere etablierte Methode, um Komponenten im Mikrometer-Bereich herzustellen, ist die so genannte LIGA-Technik. Sie ist eine kombinierte Methode aus Lithografie, Galvanoformung und Abformung und hat den großen Vorteil, dass viele verschiedene Materialien (Kunststoffe, Keramik, Metalle, Legierungen) verwendet werden können. Die LIGA-Technik eignet sich somit ebenfalls, miniaturisierte Elektronenlinsen und weitere elektronenoptische Komponenten — wie zum Beispiel Acht-Pol-Ablenkelemente — herzustellen [53, 54].

Konventionelle Methoden zur Herstellung von miniaturisierten Linsenelektroden wurden ebenfalls von verschiedenen Gruppen verwendet. Park et al. [12] und Honjo et al. [11] verwendeten Laser gebohrte Elektroden mit Bohrungen von ca. $20-50\,\mu$m. Beide erreichten jedoch aufgrund von Unrundheiten der Bohrung, Oxidresten am Bohrungsrand und Resten des aufgeschmolzenen Materials an der Elektrodenunterseite nicht die errechnete Auflösung.

Ein miniaturisiertes elektrostatisches Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskop aus mechanisch gebohrten Elektroden wurde von Krans und Rooy [13] vorgestellt. Das Mikroskop ist jedoch nur moderat miniaturisiert, die Gesamtlänge der Säule beträgt noch immer 95 mm. Die theoretisch berechnete Auflösung dieses Mini-REM beträgt 3 nm bei einer Strahlenergie von 1 keV.

Käuflich erhältliche Blenden, wie sie in Raster- und Transmissionselektronenmikroskopen als Strahl begrenzende Blenden eingesetzt werden, wurden ebenfalls zum Bau von miniaturisierten Linsen verwendet [14]. Diese Linsen zeichnen sich vor allem dadurch aus, dass bekannte Materialien eingesetzt werden (Platin, Glimmer, spanend bearbeitbare Glaskeramik), deren Eignung im Ultrahochvakuum (UHV) und Langzeitstabilität unter Elektronenbeschuss bereits erprobt ist. Zudem erfolgt die Herstellung der Linsen ohne hohes technologisches Know-how und teure Geräte (wie Lithografie-Systeme und Beschichtungsanlagen). Die Herstellung von Linsen mit sehr kleinen Durchmessern und Blendenabständen ist mit dieser Methode zwar nicht möglich aber auch nicht notwendig. Um die Vorteile der Skalierung voll auszunutzen, müsste außer der eigentlichen Linsengeometrie auch der Arbeitsabstand mit dem gleichen Faktor verkleinert werden. Wegen der Handhabbarkeit ist ein Arbeitsabstand von ca. 1 mm jedoch meist erforderlich, somit ist eine moderate Miniaturisierung ausreichend. Da diese Experimente in unserer Arbeitsgruppe durchgeführt wurden und die vorliegende Arbeit darauf aufbaut, werden sie im nächsten Abschnitt ausführlich beschrieben.

2.2.3 Miniaturisierte Linsen für Hochstromanwendungen

Miniaturisierte elektrostatische Linsen zur Erzeugung einer Hochstrom-Elektronensonde wurden in unserer Arbeitsgruppe erfolgreich gebaut und getestet [15,16,19,55]. Der Aufbau besteht aus einem Schottky-Emitter und einer Linse aus drei kommerziell erhältlichen Platin-Blenden als Linsenelektroden, wobei die erste Linsenelektrode gleichzeitig als Extraktionsanode des Emitters dient (Abb. 2.1).

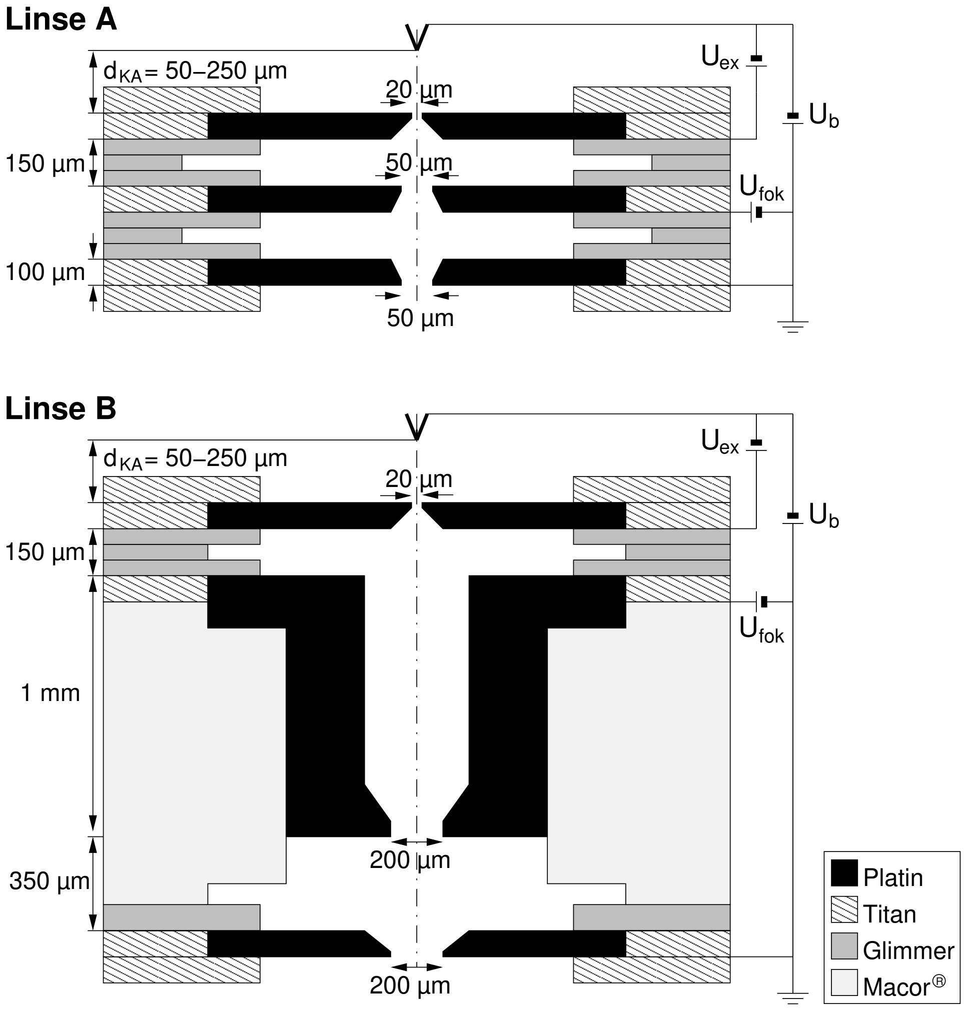


Abb. 2.1: Schematische Darstellung der miniaturisierten Linsen zur Erzeugung einer Hochstrom-Elektronensonde. **Linse A** besteht aus drei flachen Blenden, **Linse B** besitzt als Mittelelektrode eine Hutblende. Der Kathoden-Anoden-Abstand d_{KA} wurde variiert. Zeichnung nicht maßstabsgetreu.

Da eine Sonde mit hohem Strom im Mikrometer-Bereich produziert werden sollte, musste eine vergrößernde Abbildung der virtuellen Quelle erzielt werden. Deshalb wurde der Abstand zwischen Emitter und Anode d_{KA} von dem bei Schottky-Emittern üblichen Wert von $400\,\mu$m auf $50-250\,\mu$m verringert. Je nach Abstand wurde die Extraktionsspannung des Schottky-Emitters angepasst. Für $d_{KA}=250\,\mu$m betrug die Extraktionsspannung $U_{ex}=3\,$kV, bei $d_{KA}=50\,\mu$m wurde U_{ex} auf 1.3 kV reduziert. Es wurden verschiedene Linsenvarianten in Abhängigkeit von d_{KA} und der Strahlspannung U_b als Funktion des Arbeitsabstands wd elektronenoptisch berechnet. Die erste von Fleischmann [55] ausführlich getestete Linse (zurückgehend auf [14]) bestand aus drei flachen Blenden mit einer Dicke von jeweils $100\,\mu$m (Abb. 2.1, Linse A). Um die Auflösung zu verbessern, wurden auch Linsen mit einer so genannten Hutblende[6] mit einer Dicke von 1 mm als Mittelelektrode in Anlehnung an Orloff und Swanson [56] untersucht. Die Linse wurde mit der Hutblende in der von Orloff ursprünglich vorgesehenen Orientierung und auch umgedreht (Abb. 2.1, Linse B) berechnet und eingebaut.

Das zu berechnende System wurde in Kathodenraum und Linsenraum getrennt. Diese Näherung kann angenommen werden, wenn der Felddurchgriff im Bereich des Extraktors gering ist [57–59]. Der durch Schottky-Emitter und Extraktionsanode gebildete Kathodenraum wurde nicht elektronenoptisch berechnet, sondern durch die virtuelle Quelle, die sich wenige Mikrometer hinter der Kathodenspitze befindet und den Startpunkt der Elektronen darstellt, ersetzt. Die Größe der virtuellen Quelle d_{virt} wurde in Abhängigkeit von der objektseitigen Apertur α_o nach folgender Abschätzung[7] für eine Kathode mit einem Spitzenradius von $1\,\mu$m bestimmt: $d_{virt} = 3.5\,\mathrm{nm/mrad}\cdot\alpha_o$.

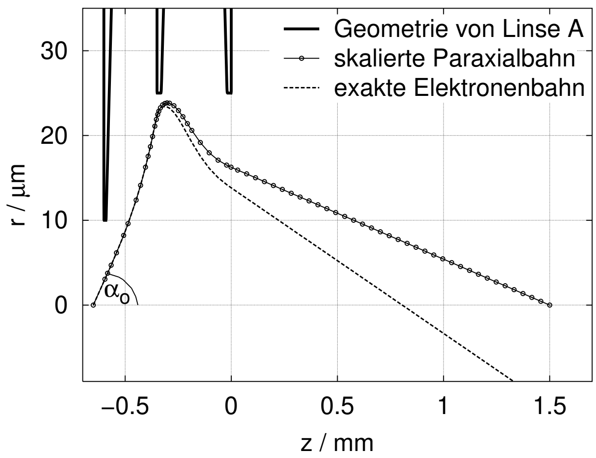
Da jedoch keine — wie sonst in der Elektronenmikroskopie übliche — separate Aperturblende vorgesehen war, begrenzte je nach Abstand d_{KA} eine der drei Linsenelektroden die Apertur des Strahls. Berechnet wurde die objektseitige Apertur α_o durch einfaches Skalieren der berechneten Paraxialbahn $r_\alpha(z)$. Sobald die Paraxialbahn eine der Linsenelektroden streift, ist die Apertur ermittelt. Der Sondendurchmesser wurde — wie in Abschnitt 1.2 beschrieben — mit dem RPS-Algorithmus unter Einbezug der chromatischen und sphärischen Aberration, der vergrößerten virtuellen Quelle und der Beugung berechnet. Lediglich die sphärische Aberration 3. Ordnung zu berücksichtigen, stellt eine grobe Näherung dar, da die Linse nahezu vollständig durch den Elektronenstrahl ausgefüllt wurde. Bei vollständiger Ausleuchtung der

[6]So genannt wegen der an einen Hut erinnernden äußeren Form.

[7]Abschätzende Formel erhalten aus [60] durch Anpassen einer Gerade an Kurven mit berechneten virtuellen Quelldurchmessern.

Linsenelektroden können auch geometrische Fehler 5. und höherer Ordnung auftreten. Ebenso ist das Skalieren der Paraxialbahn zur Bestimmung der Strahl begrenzenden Apertur nur eine Näherung. Deshalb wurden für einige Fälle die skalierte Paraxialbahn mit der mit exaktem Ray-Tracing[8] berechneten Elektronenbahn verglichen. Wie Abbildung 2.2 zeigt, liefern beide Methoden — Skalieren von r_α und Ray-Tracing — den gleichen Aperturwinkel α_o.

Abb. 2.2: Vergleich der skalierten Paraxialbahn mit einer mittels Ray-Tracing bestimmten exakten Elektronenbahn für **Linse A**. Der Abstand d_{KA} zwischen Kathode (Startpunkt der Elektronen) und Anode (erste Linsenelektrode) beträgt $50\,\mu$m, der Arbeitsabstand wd ist 1.5 mm, $\alpha_o = 56$ mrad.



Die radiale Abweichung in der Gaußschen Bildebene ($z = 1.5$ mm) ist enorm, da die paraxiale Bahn aberrationsfrei bei $r = 0$ landet. Ein Vergleich des Auftreffpunktes aus dem Ray-Tracing mit dem Durchstoßpunkt unter Berücksichtigung der sphärischen Aberration 3. Ordnung liefert eine Abweichung von lediglich 30 %. Somit ist die vorgestellte Methode zulässig. Ein Vergleich der berechneten Sondendurchmesser mit den gemessenen Werten rechtfertigt zudem die Methode.

Der Sondendurchmesser wurde mit Hilfe eines Faraday-Bechers gemessen, welcher mit einem Piezo-Translator unter der statischen Sonde bewegt wurde. Auf dem Becher befand sich eine Schlitzblende, über deren Kante die Kantenbildfunktion (*Edge Spread Function* ESF) und aus dem Anstieg der ESF der Sondendurchmesser bestimmt wurde (detaillierte Erklärung der Messmethode in [19] und Abschnitt 5.2.1). Das im Becher gemessene Stromsignal wurde außerhalb des UHV-Rezipienten elektronisch verstärkt und auf einem Oszilloskop sichtbar gemacht. Da der Piezo-Translator nur in einer Richtung unter der Sonde bewegt werden konnte, war die Messung eindimensional. Ein eventuell vorhandener Astigmatismus konnte

[8] Beim so genannten Ray-Tracing wird der exakte Verlauf einer Elektronenbahn unter Berücksichtigung des tatsächlichen elektrischen Feldes im ganzen Raum numerisch berechnet.

somit nicht detektiert werden. Abbildung 2.3 und 2.4 zeigen exemplarisch Messergebnisse (Messpunkte) und die dazugehörenden elektronenoptischen Simulationen (Kurven) für die von Burstert et al. vorgeschlagene Linse A mit drei flachen Blenden und für Linse B mit einer umgedrehten Hutblende als Mittelelektrode.

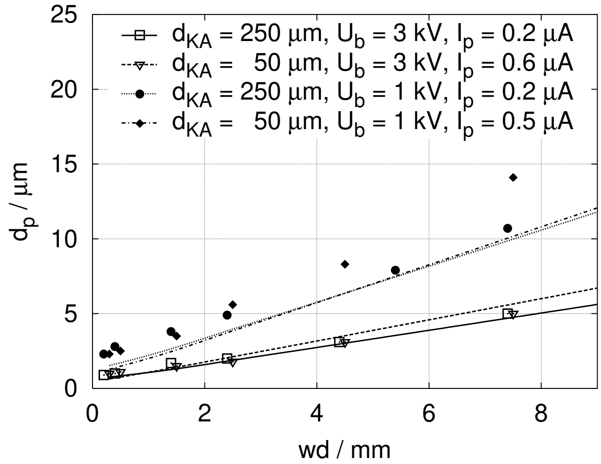


Abb. 2.3: Simulierte Sondendurchmesser (Kurven) und gemessene Werte (Messpunkte) für **Linse A** als Funktion des Arbeitsabstands. I_p bezeichnet den gemessenen Sondenstrom.

Variiert wurden der Kathoden-Anoden Abstand d_{KA} und die Landeenergie beziehungsweise Strahlspannung U_b. Wie man sieht, hängt bei Linse A der Sondendurchmesser außer vom Arbeitsabstand im Wesentlichen von der Strahlspannung ab und nicht von d_{KA}. Wie erwartet, ist die Sonde bei höheren Spannungen kleiner. Linse B verhält sich umgekehrt. Eine Variation von U_b hat kaum einen Einfluss auf den Sondendurchmesser, dafür sind sowohl die simulierten als auch experimentell bestimmten Werte stark abhängig vom Abstand zwischen Kathode und Anode.

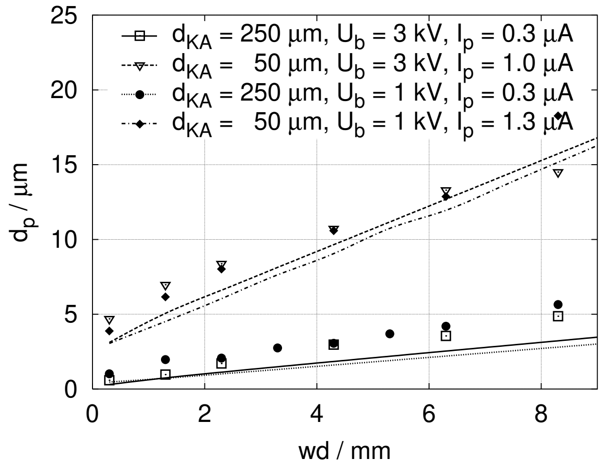


Abb. 2.4: Simulierte Sondendurchmesser (Kurven) und gemessene Werte (Messpunkte) für **Linse B** als Funktion des Arbeitsabstands. I_p bezeichnet den gemessenen Sondenstrom.

Bei Linse A dominiert offensichtlich die chromatische Aberration, wodurch der Sondendurchmesser hauptsächlich von der Strahlspannung abhängt [55]. Die Auflösung von Linse B wird hingegen durch die sphärische Aberration und vergrößerte virtuelle Quelle begrenzt, so dass ein großer Abstand d_{KA} zu einer kleineren Sonde führt. Dies kommt zum Einen durch die kleinere Apertur, hieraus resultiert ein kleineres sphärisches Fehlerscheibchen, zum Anderen durch die kleinere Objektweite, hieraus resultiert eine kleinere Vergrößerung der virtuellen Quelle. Die Beugung ist aufgrund der großen Apertur immer zu vernachlässigen.

Insgesamt ist festzustellen, dass die Messwerte gut mit den berechneten Daten übereinstimmen, insbesondere wenn die Vereinfachungen und angenommenen Näherungen berücksichtigt werden. Der erreichte Sondenstrom ist außerordentlich hoch, er beträgt zum Teil mehr als $1\,\mu$A bei einem Sondendurchmesser im einstelligen Mikrometer-Bereich. Wie gezeigt wurde, eignen sich kommerzielle Platin-Blenden sehr gut, um miniaturisierte elektrostatische Elektronenlinsen für Hochstromanwendungen herzustellen. Die Linsen waren einfach zusammenzubauen und erwiesen sich im Betrieb als robust und langzeitstabil.

Kapitel 3

Verwendete Computerprogramme

Auf die verschiedenen Verfahren zur Optimierung von Elektronenlinsen wurde bereits in [20, 61] ausführlich eingegangen. Die Optimierung durch systematische Variation von Linsenparametern wurde von Knell favorisiert, insbesondere wenn — wie hier — der Parameterraum nicht so groß ist. Zudem sind hier durch vorgegebene Zwangsbedingungen (Bau der Linse aus konventionellen flachen Blenden mit vorgegebener Dicke als Elektroden) die Variationsmöglichkeiten ohnehin beschränkt. Da der Aufbau so einfach wie möglich gehalten wurde, wird die Anzahl der eingesetzten Linsenelektroden auf ein Minimum beschränkt und nicht variiert.

Es wurden zwei verschiedene Programmpakete zur Berechnung der Potentialverteilungen, Elektronenbahnen und der daraus resultierenden elektronenoptischen Eigenschaften von Linsenvarianten verwendet.

Programmpaket EOS (Electron Optical Systems)

Das Programmpaket EOS von E. Kasper verwendet die Methode der Randelemente (*Boundary Element Method*, BEM) [22] zur Berechnung elektromagnetischer Felder. Die Elektrodenberandung wird durch diskrete Ringladungen simuliert, welche entlang der Berandung so platziert werden, dass in der Nähe der Oberflächen der Elektroden Äquipotentialflächen mit den entsprechenden Potentialen gebildet werden. Das elektrische Feld im gesamten Raum ergibt sich dann durch die Summation über die Felder der einzelnen Ringladungen. Die Bahnberechnung spaltet die Elektronenbahnen in den paraxialen Anteil und in nichtlineare Restglieder auf [62]. Dabei werden alle geometrischen Fehler bis zur 11. Ordnung berücksichtigt. Das Bahnberechnungsprogramm gibt den chromatischen Fehlerkoeffizienten 1. Ordnung und den sphärischen Fehlerkoeffizienten 3. Ordnung aus der Berechnung der Fehlerintegrale (Kapitel 1.1) sowie die Kardinalelemente aus. Das Programm EOS kann elektrostatische und magnetische, zur z-Achse rotationssymmetrische elektronenoptische Komponenten mit gerader Achse sowie Multipolelemente (Ablenker, Stigmatoren) berechnen.

Programmpaket MEBS (Munro's Electron Beam Software)

Das Programm OPTICS des Pakets MEBS von E. Munro berechnet die elektrische Potentialverteilung mit der Methode der Finiten Elemente 1. Ordnung. Das Potentialgebiet wird durch ein darüber gelegtes Netz in Finite Dreiecke unterteilt, angepasst an die Berandung der Elektroden, in denen das Potential nur linear vom Ort abhängt. Das Potential im ganzen Raum wird durch die Lösung der daraus resultierenden Finiten Matrixgleichung bestimmt [63]. Das Programm ABER liefert die optischen Eigenschaften 1. Ordnung (Kardinalemente aus der numerischen Lösung der paraxialen Bahngleichung). Die geometrischen Aberrationen 3. Ordnung (sphärische Aberration, Koma, Bildfeldwölbung, Astigmatismus, Verzeichnung) und die chromatische Aberration 1. Ordnung werden durch Berechnung der Fehlerintegrale bestimmt. Der hier zur Verfügung stehende Teil des gesamten Programmpakets[1] kann ebenfalls elektrostatische und magnetische zur z-Achse rotationssymmetrische elektronenoptische Komponenten mit gerader Achse sowie Multipolelemente berechnen.

Vergleich der Programme

Dadurch dass zwei verschiedene Programme mit verschiedenen Berechnungsmethoden zur Simulation von Linseneigenschaften zur Verfügung standen, konnten sie bezüglich ihrer Konsistenz getestet werden. Ein Vergleich ergab bei sorgfältiger Wahl des Netzes für die Finite Elemente Methode eine gute Übereinstimmung von Fehlerkoeffizienten, Vergrößerung und Fokussierbedingungen.

Im Gegensatz zum Programmpaket EOS kann MEBS außerdem parasitäre Sondenvergrößerungen und -verzerrungen durch Versatz oder Verkippen einzelner optischer Elemente, ganzer Linsen oder einzelner Elektroden berechnen (Programm TOLERANCE [64]). Daraus können dann die Toleranzanforderungen bestimmt werden.

[1] http://www.mebs.co.uk

Kapitel 4

Simulation von Linsenvarianten

4.1 Grundlegende Geometrie

Die vereinfachte Geometrie der zu berechnenden Anordnung ist in Abb. 4.1 skizziert.

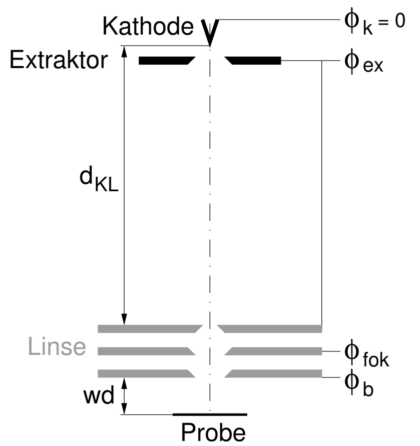


Abb. 4.1: Schematische Darstellung der zu optimierenden Anordnung bestehend aus Kathode inklusive Extraktionsanode und einer elektrostatischen Linse aus drei flachen Blenden.

Im Gegensatz zu den Anforderungen von Bubeck und Fleischmann (siehe Kap. 2.2.3) sollte hier eine hochauflösenden Sonde erzeugt werden. Demzufolge war es notwendig den Abstand d_{KL} zwischen Kathode und Linse zu vergrößern, um eine verkleinernde Abbildung zu erreichen (Abb. 4.1). Da der Raum zwischen Extraktor und Linse feldfrei sein soll — beispielsweise um weitere optische Elemente wie Rasterelemente einbauen zu können — befindet sich die erste Linsenelektrode stets auf Extraktorpotential $\phi_{ex} = \phi_o$. Folglich durchlaufen die Elektronen diese lange Flugstrecke mit relativ hoher Energie ($\approx 4\,\mathrm{keV}$) und sind somit weniger störanfällig gegen äußere Felder. Zusätzlich wird der Boersch-Effekt und die laterale Strahlaufweitung minimiert, da die Flugzeit kürzer und somit die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit kleiner ist (siehe auch Kapitel 1.5). Das Potential ϕ_b der letzten Linsenelektrode bestimmt die (kinetische) Landeenergie/Strahlenergie $E_b = e \cdot \phi_b$ der Elektronen[1].

Abschätzung des Kathoden-Linsen-Abstandes d_{KL}

Für eine dünne Immersionslinse gilt näherungsweise:

$$M \approx \frac{b}{o}\sqrt{\frac{\phi_o}{\phi_b}} \tag{4.1}$$

(dabei ist M die Lateralvergrößerung, o und b Objekt- bzw. Bildweite)

Soll die virtuelle Quelle 10-fach verkleinert werden und nimmt man ein typisches Extraktorpotential von 4 kV und eine Landeenergie von 1 keV ($\phi_b = 1\,\mathrm{kV}$) an, dann ist:

$$o \approx \frac{b}{M}\sqrt{\frac{\phi_o}{\phi_b}} = \frac{b}{0.1}\sqrt{\frac{4\,\mathrm{kV}}{1\,\mathrm{kV}}} = 20 \cdot b \tag{4.2}$$

In erster Näherung ist die Bildweite b ungefähr gleich dem Arbeitsabstand wd (Abstand zwischen letzter Linsenelektrode und Probe, siehe Abb. 4.1). Mit einem für das Experiment sinnvollen Arbeitsabstand von 1 mm ergibt sich die Objektweite o (näherungsweise gleich d_{KL}) zu 20 mm.

Strahl begrenzende Apertur

Um das System weiter zu vereinfachen, dient die erste Linsenelektrode gleichzeitig als Strahl begrenzende Apertur. Dadurch befindet sich die Aperturblende aber nicht — wie üblicherweise in der Elektronenmikroskopie gehandhabt — im feldfreien Raum. Die Blendenbohrung der ersten Linsenelektrode wird vom Elektronenstrahl ganz ausgefüllt, so dass eigentlich auch geometrische Fehler höher als die 3. Ordnung betrachtet werden müssten. Da jedoch diese Methode (vollständige Ausleuchtung der Apertur im Linsenfeld) bereits von Bubeck und Fleischmann erfolgreich

[1] Bei der Berechnung eines elektronenoptischen Systems wird die Kathode üblicherweise auf das Potential $\phi_k = 0$ festgelegt und das Potential der letzten Elektrode bestimmt die Landeenergie, wenn an der Probe kein Feld anliegt (ansonsten bestimmt das Potential der Probe die Landeenergie). Im Experiment ist in der Regel die letzte Elektrode (oder nur die Probe) geerdet, und die Kathode liegt auf negativer Hochspannung, was elektronenoptisch keinen Unterschied macht.

angewendet wurde und die experimentellen Daten mit simulierten Werten, d.h. nur sphärische Aberration 3. Ordnung berücksichtigt, sehr gut übereinstimmten (siehe Kapitel 2.2.3), wurde hier bei der Berechnung des Sondendurchmessers ebenfalls nur die sphärische Aberration als einziger Fehler 3. Ordnung berücksichtigt.

Die Simulationen wurden analog zu [15] durchgeführt, d.h. Kathodenraum (bestehend aus Kathode und Extraktor) und Linsenraum wurden getrennt betrachtet. Diese Methode wurde vorgestellt und begründet von Kern und Kasper in [22,57,58]. Die Kathode, die eine virtuelle Quelle mit dem Durchmesser d_{virt} wenige Mikrometer hinter der Kathodenspitze erzeugt, wird rechnerisch nicht explizit verwendet. Unter Annahme eines Durchmessers von 20 nm wird die virtuelle Quelle durch die Linse in die Probenebene abgebildet.

Die objektseitige Apertur α_o kann einfach geometrisch berechnet werden, da der Raum vor der Linse feldfrei ist und sich die Elektronen geradlinig bewegen:

$$\alpha_o = \arctan\left(\frac{r_0}{d_{KL}}\right) \approx \frac{r_0}{d_{KL}} \tag{4.3}$$

(r_0 ist der Bohrungsradius der Strahl begrenzenden Apertur/Linsenelektrode)

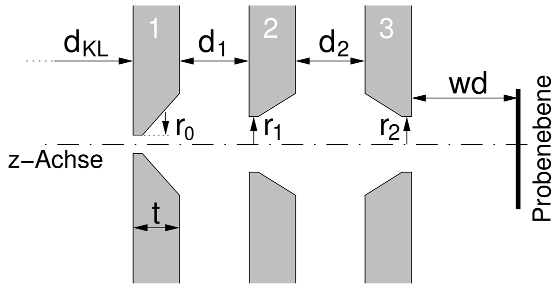
Die Vergrößerung M kann in erster Näherung über Gleichung 4.1 bestimmt werden und ist bei konstantem Abstand zwischen Kathode und Linse d_{KL} und konstanten Potentialen nahezu unabhängig von der speziellen Linsengeometrie. In diesem Fall ist bei vorgegebener Aperturblendenbohrung die bildseitige Apertur α_{bf} ebenfalls näherungsweise konstant und ergibt sich zu:

$$\alpha_{bf} = \alpha_o \sqrt{\frac{\phi_o}{\phi_b}}\,\frac{1}{M} \tag{4.4}$$

4.2 Zwangsbedingungen und Variationsbereiche

Eine Optimierung der vorgestellten Geometrie wurde durchgeführt mittels systematischer Variation von Elektrodenbohrungen und Elektrodenabständen (Abb. 4.2). Die Kardinalelemente und Fehlerkoeffizienten zahlreicher Linsenvarianten wurden berechnet und verglichen.

Abb. 4.2: Geometrische Parameter, die variiert werden können.



Um die Berechnungen zu vereinfachen und die Anzahl der Variablen zu minimieren, wurden einige Parameter während der Optimierung konstant gehalten:

I Abstand zwischen Kathode und Linse $d_{KL} = 20\,\text{mm}$,

II Blendendicke $t = 100\,\mu\text{m}$,

III Elektrodenbohrungsradius $r_1 = r_2$ (gleichzeitig variiert),

IV Arbeitsabstand $wd = 1\,\text{mm}$,

V Strahlenergie $E_b = 1\,\text{keV}$,

VI Extraktorpotential $\phi_{ex} = 4\,\text{kV}$ (kathodenbezogen).

Alle Vereinfachungen verringern zwar die Variationsmöglichkeiten, beschränken aber kaum die Optimierung. So engt beispielsweise ein konstanter Abstand zwischen Kathode und Linse die Variabilität nicht ein (**I**), da er kaum auf die bildseitigen Fehlerkoeffizienten wirkt. Die Blendendicke konstant zu halten (**II**) ist sinnvoll, da die Linse aus konventionellen elektronenmikroskopischen Blenden und Klammern (Kap. 5.4) mit fester Dicke zusammengebaut wurde. Eine unabhängige Variation der Elektrodenbohrungen (**III**) verbesserte die Ergebnisse nicht signifikant; dies wurde für eine Strahlenergie von 1 keV ausführlich geprüft. Eine Optimierung mit variablem Arbeitsabstand (**IV**) war nicht erwünscht, da die Praktikabilität im Vordergrund steht. Die Drei-Elektroden-Linse wurde für $E_b = 1\,\text{keV}$ optimiert (**V**), da diese die für spätere Anwendungen interessanteste Energie ist. Das Extraktorpotential (**VI**) wurde nicht variiert, da es durch die von der Kathode erforderliche Extraktionsspannung festgelegt ist (handelsübliche Kathoden werden mit Extraktionsspannungen von 3.5 kV bis 5 kV betrieben).

Zusätzliche Nebenbedingungen waren:

- letzte Linsenelektrode und Probe auf gleichem Potential (im Experiment entspricht das einer geerdeten letzten Elektrode und einem minimalen elektrischen Feld an der Probe),
- Raum zwischen Extraktor und Linse feldfrei (um weitere optische Elemente einfügen zu können, beispielsweise Rasterelemente),
- elektrische Feldstärke zwischen den Elektroden $|\phi'|_m \leq 10\,\mathrm{kV/mm}$ (angemessener Wert, um elektrische Überschläge zu vermeiden),
- Linse auch bei größeren Arbeitsabständen ($> 1\,\mathrm{mm}$) und anderen Energien ($300\,\mathrm{eV}$ bis $5\,\mathrm{keV}$) funktionsfähig.

Die freien Parameter, also die Elektrodenbohrungen r_0, r_1, r_2 und Abstände d_1, d_2, wurden in folgenden Bereichen variiert:

$$\begin{aligned} r_0 &= 5 - 25\,\mu\mathrm{m} \\ r_1 = r_2 &= 25 - 200\,\mu\mathrm{m} \\ d_1,\, d_2 &= 150 - 600\,\mu\mathrm{m} \end{aligned} \tag{4.5}$$

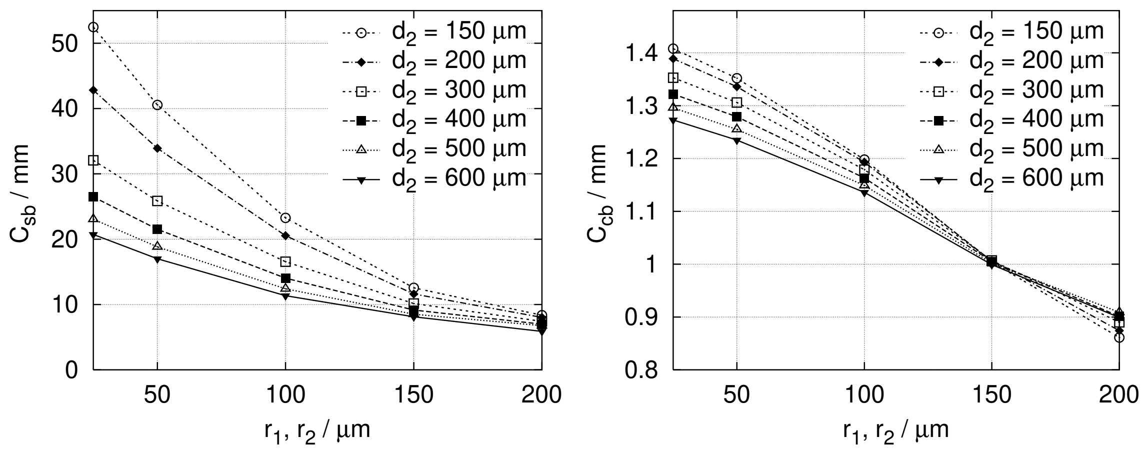
Kleinere Werte wurden nicht berücksichtigt, da dann die Handhabbarkeit (Justage etc.) nicht mehr sichergestellt war. Die Obergrenzen wurden durch die innerhalb der Linse auftretenden — zur Fokussierung auf $wd = 1\,\mathrm{mm}$ benötigten — Feldstärken festgelegt.

4.3 Optimierung

Alle Linsenvarianten konnten im internen Beschleunigungsmodus ($\phi_{fok} > \phi_{ex}$) und Verzögerungsmodus ($\phi_{fok} < \phi_{ex}$) betrieben werden. Da der Beschleunigungsmodus fast immer kleinere Fehlerkoeffizienten aufwies (siehe auch Tabelle 4.1), wurde die Optimierung für diesen Modus durchgeführt.

Der Beschleunigungsmodus bietet außerdem Vorteile für zukünftige Anwendungen: Wird ein ringförmiger Detektor oberhalb der Linse verwendet (ähnlich wie bei der MEDOL [20]), so ist die Detektionseffizienz im Beschleunigungsmodus deutlich größer [65]. Denn durch das hohe Potential der Fokussierelektrode ϕ_{fok} werden aufgrund des Durchgriffs durch die letzte Linsenelektrode mehr Sekundärelektronen durch die

Linse zum Detektor gesaugt. Im Verzögerungsmodus kann es sogar vorkommen, dass die Sekundärelektronen am relativ zur letzten Elektrode negativeren Potential der Mittelelektrode reflektiert werden und die Detektionseffizienz nahezu Null erreicht.



(a) sphärischer Aberrationskoeffizient (b) chromatischer Aberrationskoeffizient

Abb. 4.3: Aberrationskoeffizienten als Funktion des Bohrungsradius für verschiedene Elektrodenabstände d_2 ($d_1 = 600\,\mu$m, Bohrungsradius der Apertur $r_0 = 10\,\mu$m).

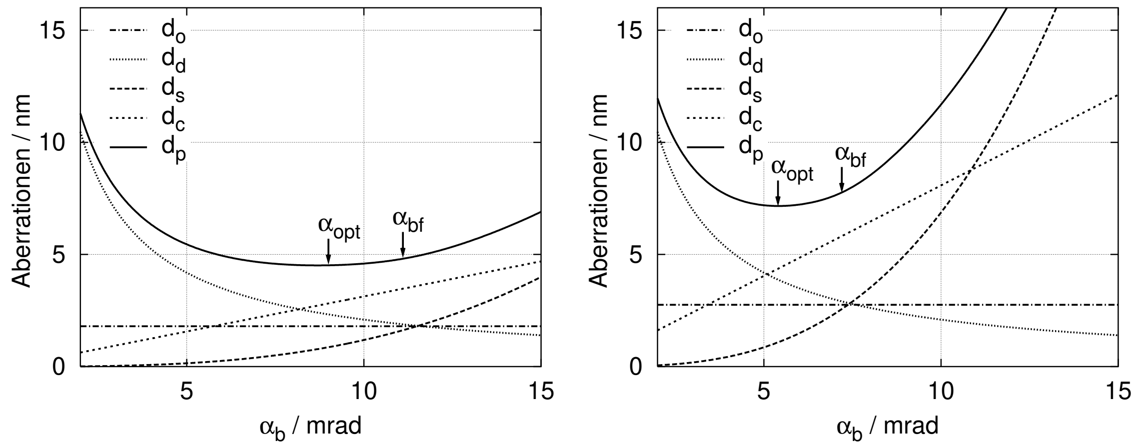
Abbildung 4.3 a und 4.3 b zeigen das typische Verhalten der bildseitigen sphärischen und chromatischen Aberrationskoeffizienten als Funktion der einflussreichsten geometrischen Parameter. Beide Fehlerkoeffizienten nehmen mit größer werdenden Elektrodenbohrungsradien r_1, r_2 ab, was von anderen Autoren bestätigt wird [66]. Anschaulich verdeutlicht wird das durch die Betrachtung der Fehlerintegrale (Gl. 1.7 und 1.6), da durch größere Bohrungen die Feldstärke ϕ' und somit auch C_{sb} und C_{cb} kleiner werden.

Außerdem sind große Bohrungen notwendig, um die Linse auch bei kleinen Strahlenergien ($E_b < 1\,$keV) und größeren Arbeitsabständen ($wd > 1\,$mm) zu betreiben. Bei kleinen Bohrungen ist die fokussierende Wirkung der Linse sehr stark und bei zusätzlich kleinen Strahlenergien sind infolgedessen die erreichbaren Arbeitsabstände zu klein, bzw. größere Arbeitsabstände bei $E_b = 1\,$keV nicht möglich.

Allgemein ist festzustellen, dass sich die Aberrationskoeffizienten kaum mit der Variation des Abstandes d_1 verändern, demzufolge ist d_2 als Scharparameter aufgetragen. Die sphärische Aberration C_{sb} verringert sich mit größerem Abstand d_2 stärker als die chromatische Aberration C_{cb}. Jedoch sind große Abstände notwendig, um die

Bedingung einer moderaten Feldstärke zwischen den Elektroden einhalten zu können. Folglich können nur Varianten mit großen Abständen im Beschleunigungsmodus betrieben werden. Beispielsweise ergibt sich, unter der Annahme von $d_2 = 600\,\mu$m und parallelen Platten, die elektrische Feldstärke zwischen der zweiten und dritten Elektrode zu 11 kV/mm bei einem Potential der Fokussierelektrode von 8 kV und einem Potential der letzten Elektrode von 1 kV. Die Obergrenze des Variationsbereiches der geometrischen Parameter wurde daher durch die elektrische Feldstärke begrenzt.

Das Ziel der Optimierung war es, den Sondendurchmesser — berechnet mit dem Root-Power-Sum-Algorithmus (Kapitel 1.2) — zu minimieren. In Sonden formenden Systemen mit kleinen Achsenabständen in der Objekt- und Bildebene sind nur sphärisches Fehlerscheibchen d_s, chromatisches Fehlerscheibchen d_c, Beugungsfehlerscheibchen d_d und die verkleinerte virtuelle Quelle d_o zu berücksichtigen.



(a) Beschleunigungsmodus (b) Verzögerungsmodus

Abb. 4.4: Beiträge zum Sondendurchmesser nach dem RPS-Algorithmus als Funktion der bildseitigen Apertur, $E_b = 1\,$keV, $wd = 1\,$mm.

Abbildung 4.4 zeigt die verschiedenen Beiträge zum Sondendurchmesser als Funktion des bildseitigen Aperturwinkels mit einer angenommenen Energiebreite von $\Delta E = \pm 0.5\,$eV und einem Durchmesser der virtuellen Quelle von $d_{virt} = 20\,$nm für die Linsenvariante mit den größten Bohrungen und Abständen. Diese Linsenvariante mit $d_2 = d_1 = 600\,\mu$m und $r_1 = r_2 = 200\,\mu$m liefert die beste Auflösung sowohl im Beschleunigungs- als auch im Verzögerungsmodus.

Da der Durchmesser der Strahl begrenzenden Apertur so gut wie keinen Einfluss auf die berechneten bildseitigen Fehlerkoeffizienten hat, wurde er möglichst nahe an der optimalen Apertur im Beschleunigungsmodus gewählt, um den Sondendurchmesser zu minimieren (siehe Abb. 4.4). Mit einer optimalen bildseitigen Apertur $\alpha_{opt} = 9\,\mathrm{mrad}$ ergibt sich die optimale Bohrung der ersten Linsenelektrode zu $2 \cdot r_0 = 16\,\mu\mathrm{m}$. Mit einer kommerziell erhältlichen Blendenbohrung von $20\,\mu\mathrm{m}$ — das entspricht einer bildseitigen Apertur von $\alpha_{bf} = 11\,\mathrm{mrad}$ — berechnet sich der Sondendurchmesser zu 4.8 nm (Abb. 4.4 a). Im Verzögerungsmodus ist der Unterschied zwischen optimaler Apertur α_{opt} und der durch eine Blendenbohrung von $20\,\mu\mathrm{m}$ erzeugten Apertur α_{bf} zwar etwas größer (Abb. 4.4 b), der Unterschied im Sondendurchmesser beträgt jedoch nur 8 %.

Die Linse ist für den Beschleunigungsmodus optimiert; das zeigt der Vergleich der Fehlerkoeffizienten mit der bildseitigen Brennweite f_b. Denn für fehleroptimierte Linsen gilt näherungsweise [67]:

$$C_{cb} \simeq f_b \qquad C_{sb} \simeq \frac{f_b}{2} \ldots 2 f_b \tag{4.6}$$

Die sphärische Aberration ist zwar größer als nach Gleichung 4.6 zu erwarten, die Auflösung ist jedoch weder im Beschleunigungs- noch im Verzögerungsmodus durch die sphärische Aberration sondern durch die chromatische Aberration und die Beugung begrenzt (Abb. 4.4).

Im Verzögerungsmodus sind die Aberrationskoeffizienten deutlich größer (Tab. 4.1), was sich wegen der kleineren bildseitigen Apertur α_{bf} nicht so stark hinsichtlich der Auflösung auswirkt.

Modus	ϕ_{fok} kV	$\lvert\phi'\rvert_m$ kV/mm	C_{sb} mm	C_{cb} mm	f_b mm	$\frac{1}{\lvert M\rvert}$	α_{bf} mrad	d_p nm	(d^*_{opt}) (nm)
Beschleunigung	+7.8	11.3	6.7	0.9	0.9	11.1	11.1	4.8	(3.5)
Verzögerung	+0.8	5.3	38.9	2.4	1.3	7.3	7.2	7.8	(5.6)

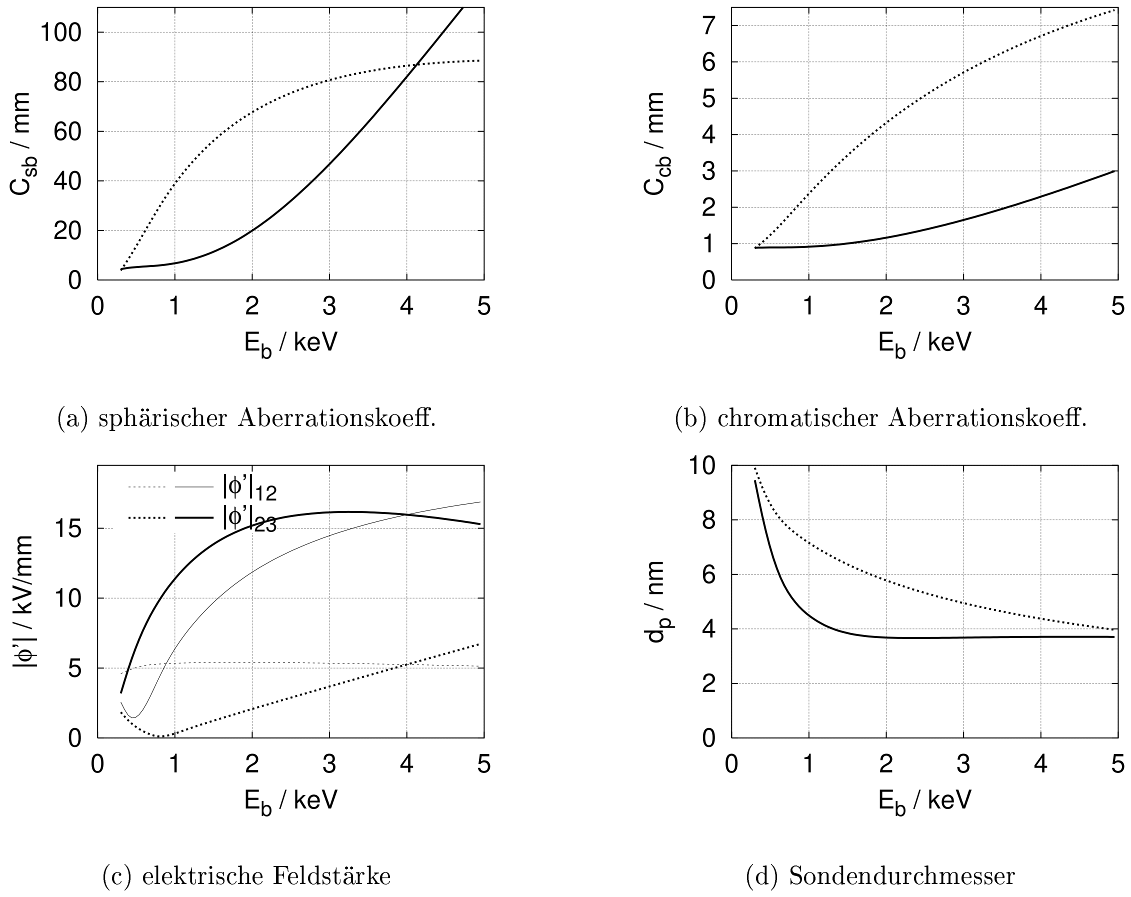
Tab. 4.1: Elektronenoptische Eigenschaften im internen Beschleunigungs- und Verzögerungsmodus, $\phi_{ex} = 4\,\mathrm{kV}$, $\phi_b = 1\,\mathrm{kV}$, $wd = 1\,\mathrm{mm}$. Die bildseitige Apertur α_{bf} wird durch eine feste Aperturblende begrenzt.

Der Sondendurchmesser vergrößert sich bei der oben erwähnten Linsenvariante lediglich auf 7.8 nm. Es sei noch angemerkt, dass in Tabelle 4.1 die tatsächliche bildseitige Apertur α_{bf} und nicht die optimale Apertur angegeben und zur Berechnung des Sondendurchmessers berücksichtigt wurde. Wie in Abb. 4.4 bereits gezeigt, ist der Unterschied bei einer Strahlenergie von 1 keV klein.

Die letzte Spalte in Tab. 4.1 zeigt den im besten Fall minimal erreichbaren Sondendurchmesser d^*_{opt} unter der Annahme einer kleineren Energiebreite ($\Delta E = \pm 0.3\,\mathrm{eV}$, aus [68, 69]) und einer kleineren virtuellen Quelle ($d_{virt} = 15\,\mathrm{nm}$, aus [68]) bei optimaler Apertur.

Sondendurchmesser als Funktion der Strahlenergie

Eine Anforderung bestand darin, dass die Linse auch bei niedrigeren und höheren Elektronenenergien und gleichzeitig sinnvollen Arbeitsabständen ($wd \geq 1\,\mathrm{mm}$) funktionieren sollte.



(a) sphärischer Aberrationskoeff.

(b) chromatischer Aberrationskoeff.

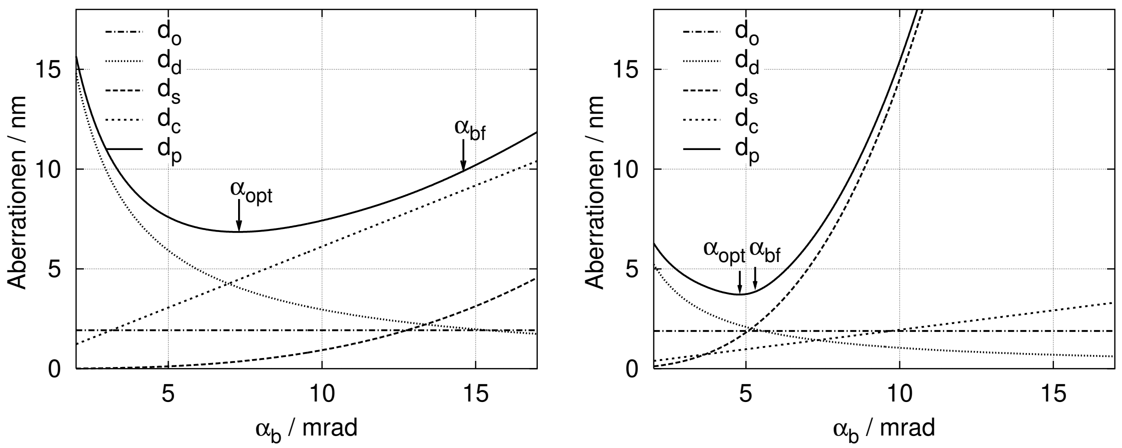
(c) elektrische Feldstärke

(d) Sondendurchmesser

Abb. 4.5: Elektronenoptische Größen als Funktion der Strahlenergie, $wd = 1\,\mathrm{mm}$. Die durchgezogenen Kurven entsprechen dem Beschleunigungsmodus, die gestrichelten dem Verzögerungsmodus, $|\phi'|_{ij}$ Feldstärke zwischen Elektrode i und Elektrode j.

Abbildung 4.5 zeigt Simulationsergebnisse der optimierten Linsenvariante für Landeenergien von 300 eV bis 5 keV im Beschleunigungs- und Verzögerungsmodus. Gerade bei einer Energie von 1 keV schneidet der Beschleunigungsmodus deutlich besser ab als der Verzögerungsmodus (Abb. 4.5 d). Bei deutlich kleineren und größeren Energien liefern beide Modi ähnliche Sondendurchmesser. Welche Beiträge zum Sondendurchmesser bei besonders niedriger oder hoher Energie überwiegen, zeigt exemplarisch Abbildung 4.6. Wie erwartet überwiegt bei kleinen Strahlenergien der Anteil der chromatischen Aberration (Abb. 4.6 a), der aufgrund ähnlicher Elektronenenergien und Feldstärken innerhalb der Linse (Abb. 4.5 c) für Beschleunigungs- und Verzögerungsmodus ähnlich groß ist (Abb. 4.5 b).

Bei hohen Strahlenergien überwiegt das Fehlerscheibchen der sphärischen Aberration (Abb. 4.6 b). Da sich die Kurven für C_{sb} im Bereich von 4 keV sogar überschneiden (Abb. 4.5 a), unterscheiden sich die Sondendurchmesser der beiden Betriebsmodi in diesem Bereich ebenfalls kaum.



(a) Strahlenergie $E_b = 500\,\mathrm{eV}$

(b) Strahlenergie $E_b = 4\,\mathrm{keV}$

Abb. 4.6: Beiträge zum Sondendurchmesser nach dem RPS-Algorithmus als Funktion der bildseitigen Apertur im Beschleunigungsmodus, $wd = 1\,\mathrm{mm}$.

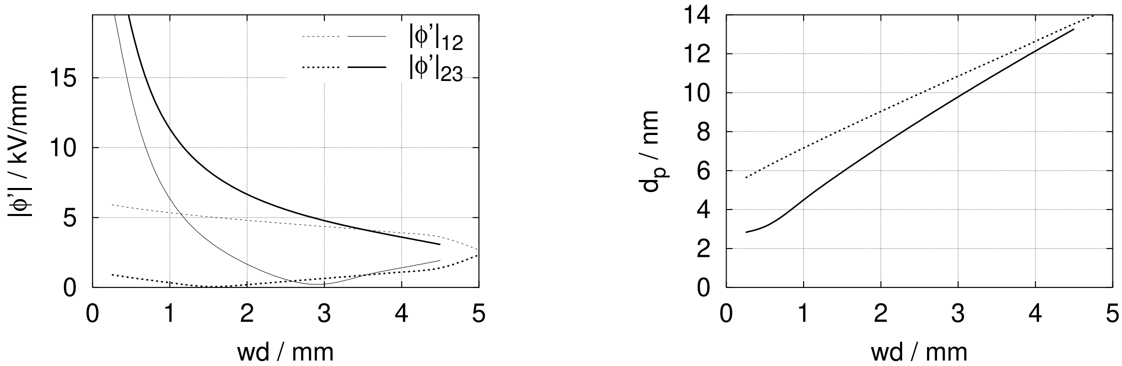
Für kleine Strahlenergien ist die Abweichung zwischen optimaler und tatsächlicher Apertur nicht mehr ohne Weiteres zu vernachlässigen (Abb. 4.6 a). Durch Wechseln der Apertur begrenzenden Blende (erste Linsenelektrode) könnte im Bereich kleiner Strahlenergien die Auflösung um 30 % verbessert werden. Für alle anderen Energien passt die Apertur, begrenzt durch eine Blende mit einem Bohrungsdurchmesser von

20 μm, sehr gut zur optimalen Apertur (Abb. 4.4 und 4.6 b).

Wie man in Abb. 4.5 c ebenfalls sieht, ist der Beschleunigungsmodus für höhere Energien bei einem Arbeitsabstand von 1 mm infolge der hohen Feldstärke zwischen den Elektroden kaum möglich: Für Strahlenergien größer als 1 keV wird die elektrische Feldstärke zwischen Mittelelektrode und letzter Elektrode $|\phi'|_{23}$ zu groß, ab 1.5 keV auch die Feldstärke zwischen erster Elektrode und Mittelelektrode $|\phi'|_{12}$.

Sondendurchmesser als Funktion des Arbeitsabstands

Die Linse kann bei Arbeitsabständen bis zu 5 mm betrieben werden. Kleinere Arbeitsabstände liefern jedoch — wie zu erwarten — bessere Auflösungen (Abb. 4.7 b).



(a) elektrische Feldstärke

(b) Sondendurchmesser

Abb. 4.7: Elektronenoptische Größen als Funktion des Arbeitsabstands, $E_b = 1$ keV. Die durchgezogenen Kurven entsprechen dem Beschleunigungsmodus, die gestrichelten dem Verzögerungsmodus, $|\phi'|_{ij}$ Feldstärke zwischen Elektrode i und Elektrode j.

Allerdings ist ein Betrieb bei größeren Arbeitsabständen aufgrund der moderaten elektrischen Feldstärken im Beschleunigungsmodus überlegenswert. Andererseits liefert die Linse im Verzögerungsmodus, hier bleiben die Feldstärken immer deutlich unter dem Limit von 10 kV/mm (Abb. 4.7 a), bei sehr kleinen Arbeitsabständen von ca. 0.3 mm auch gute Auflösungswerte (Abb. 4.7 b).

4.4 Simulation von Dejustageeffekten

Infolge eines großen — im Experiment beobachteten — Astigmatismus wurden zusätzlich Simulationen zur Aufklärung der Ursache desselben durchgeführt. Mit diesen Berechnungen sollte geprüft werden, ob eine Dejustage der Kathode relativ zur Linse oder eine schlechte Justierung der Linsenelektroden gegeneinander Ursache für den beobachteten Astigmatismus sein konnte. Der Einfluss der Dejustage auf die Größe und Form des Sondendurchmessers wurde mit der Software *MEBS* von E. Munro durchgeführt. Mit diesem Programm wird direkt der Sondendurchmesser *(Spot)* errechnet, allerdings werden das sphärische Fehlerscheibchen bestimmt in der Ebene kleinster Verwirrung und das chromatische Fehlerscheibchen aus der Gaußschen Bildebene quadratisch überlagert, so dass die Sonde von vornherein größer ist, als die mit dem RPS-Algorithmus berechnete. Um einen Anhaltspunkt zu haben, inwiefern eine Dejustage — trotz der Abweichung in den absoluten Größen — für den beobachteten Astigmatismus verantwortlich gemacht werden kann, wird hier nur die relative Vergrößerung des Spots durch Dejustage angegeben.

Dejustage der Kathode relativ zur Linse

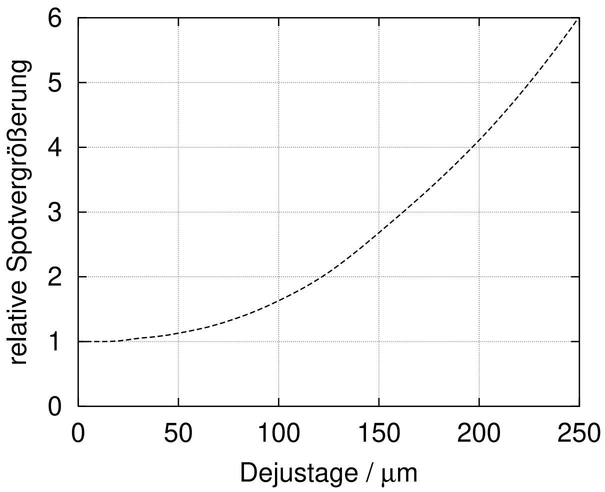


Abb. 4.8: Relative Vergrößerung des Sondendurchmessers durch Versatz der Kathode relativ zur optischen Achse der Linse.

Grundlage war die Linsenvariante mit den größten Bohrungen ($d_2 = d_1 = 600\,\mu$m) und Elektrodenabständen ($r_1 = r_2 = 200\,\mu$m), siehe Seite 35 unten. Aufgrund des relativ großen Abstands zwischen Kathode und Linse war diese Justage relativ unkritisch. Abbildung 4.8 zeigt, dass eine Dejustage von ca. 100 μm den Sondendurchmesser nur um das anderthalbfache vergrößert.

Dejustage der einzelnen Linsenelektroden gegeneinander

Der Effekt durch Versatz einzelner Linsenelektroden gegeneinander wurde ebenfalls betrachtet. Abb. 4.9 zeigt die relative Vergrößerung des Sondendurchmessers durch den Versatz einzelner Linsenelektroden und jeweils zweier Elektroden gemeinsam. Dadurch, dass die Öffnung der ersten Elektrode sehr klein ist, wird durch sie die optische Achse des Systems definiert. Somit ist ersichtlich, warum die Ergebnisse eines gemeinsamen Versatzes zweier Elektroden so unterschiedlich ausfallen. Eine Dejustage der ersten und zweiten Elektrode gemeinsam bedeutet elektronenoptisch fast das gleiche, wie der Versatz der dritten Elektrode alleine. Werden zweite und dritte Elektrode gemeinsam verschoben, dann werden beide von der optischen Achse versetzt, so dass der Dejustageeffekt hier am stärksten ist. Anhand von Abb. 4.9 wird deutlich, dass eine Linsendejustage von ca. 5 μm noch zulässig ist.

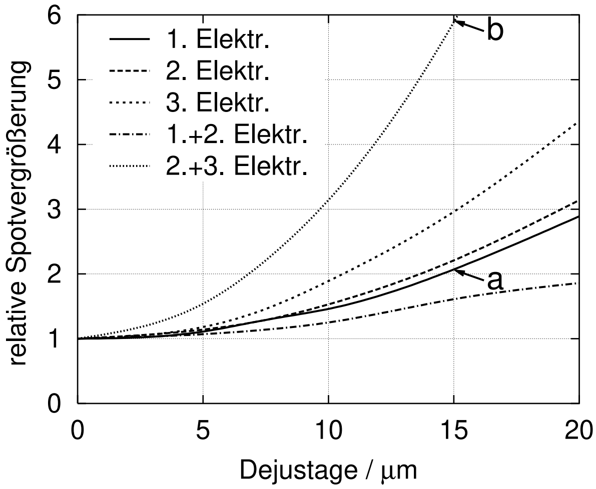
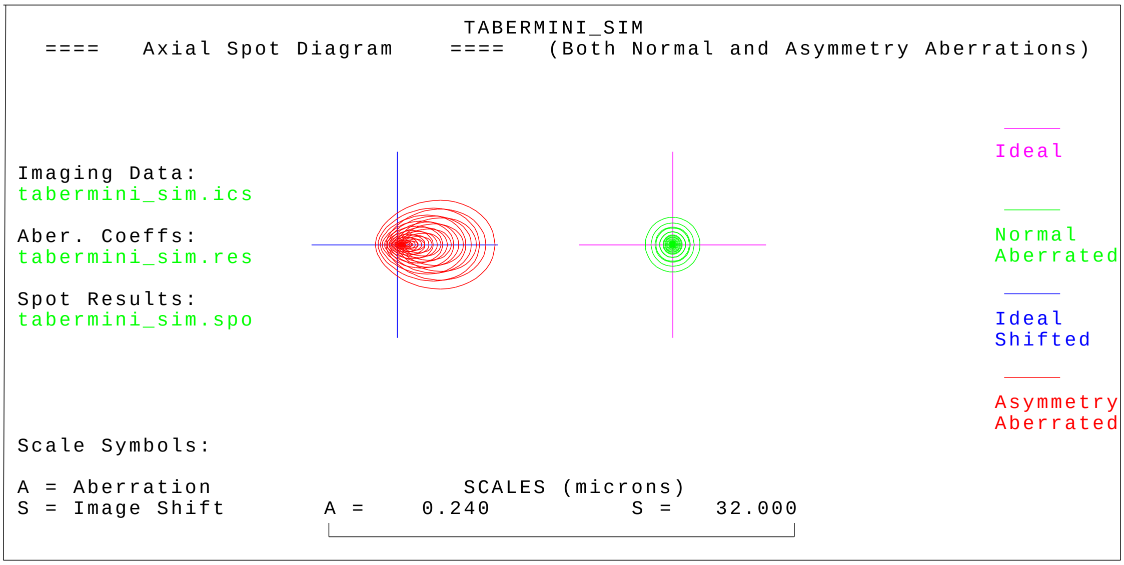
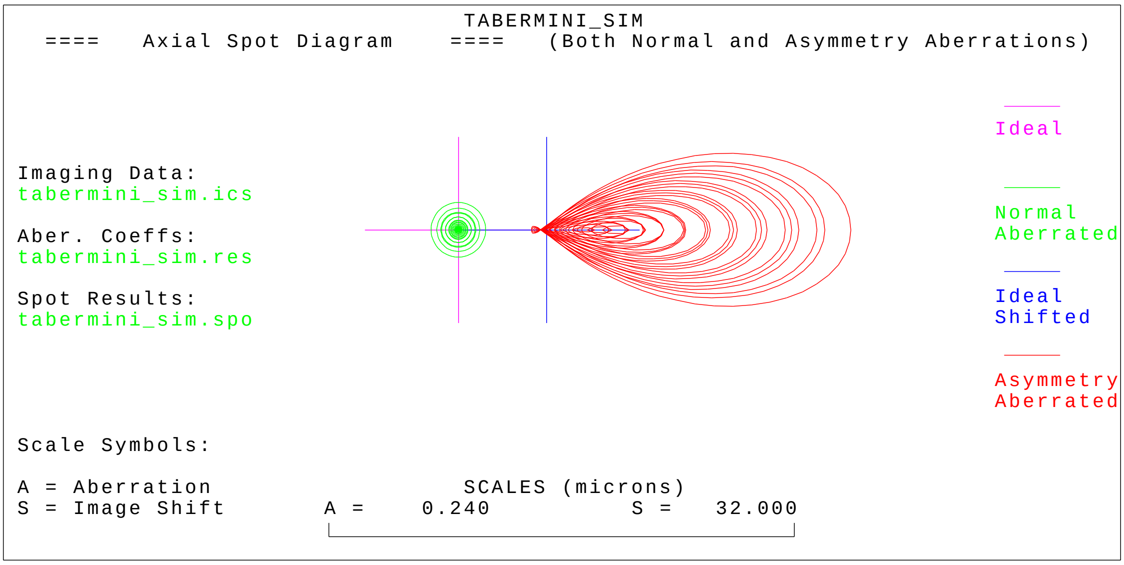


Abb. 4.9: Relative Vergrößerung des Sondendurchmessers durch Dejustage einzelner Linsenelektroden gegeneinander. An den Punkten a und b wurde die Sonde zudem grafisch dargestellt, siehe Abb. 4.10.

Abbildungen 4.10 a und b zeigen eine typische grafische Ausgabe des Simulationsprogramms von Munro. Der Spot (Sonde) ohne jegliche Dejustage ist natürlich rotationssymmetrisch. Der Durchmesser ist hier größer als der vorher berechnete Sondendurchmesser, da der Spot nach Munro anders definiert und berechnet wurde. Es ist aber gut zu sehen, wie sich der Spot durch einen Versatz der ersten bzw. der mittleren und letzten Linsenelektrode von 15 μm vergrößert und verformt (die entsprechenden Punkte sind in Abb. 4.9 markiert).



(a) erste Linsenelektrode um 15 μm dejustiert.



(b) mittlere und letzte Linsenelektrode gemeinsam um 15 μm dejustiert.

Abb. 4.10: Ausgabe von MEBS: Spot in der Gaußschen Bildebene. Der Spot ohne Versatz ist rotationssymmetrisch (oben rechts und unten links), der durch Dejustage vergrößerte Spot ist durch Astigmatismus und Koma verzerrt.

Kapitel 5

Experimenteller Aufbau

5.1 Schematischer Aufbau

Das Sonden formende System besteht aus einer Elektronenquelle und einer elektrostatischen Immersionslinse aus drei Elektroden im Abstand von 20 mm (Abb. 5.1).

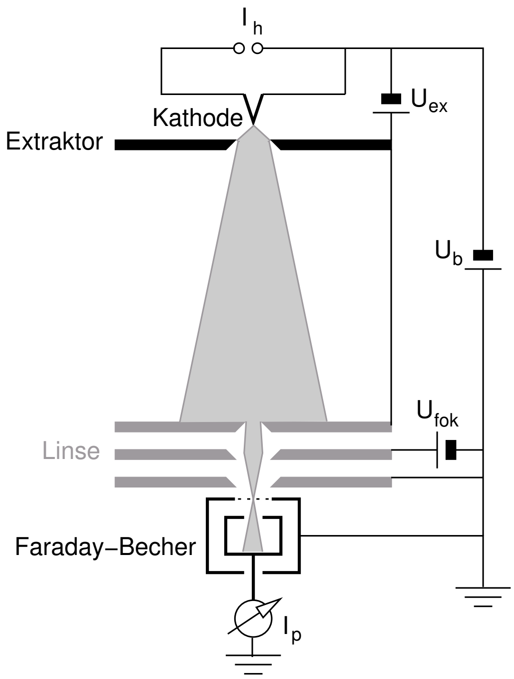


Abb. 5.1: Schematische Darstellung des Sonden formenden Systems bestehend aus Emitter (Kathode plus Extraktor) und Immersionslinse im internen Beschleunigungsmodus. Gemessen wird der transmittierte Strom in einem Faraday-Becher.

Als Quelle dient eine ZrO/W Schottky-Kathode, die eine Extraktionselektrode — kurz Extraktor genannt — in einem Abstand von 400 μm benötigt. Schottky-Emitter werden in den letzten Jahren vermehrt in der hochauflösenden Raster- und Transmissionselektronenmikroskopie verwendet, da sie einen hohen Richtstrahlwert, eine niedrige Energiebreite und einen kleinen virtuellen Quelldurchmesser aufweisen [68]. Im Gegensatz zum Aufbau von Bubeck (siehe Kapitel 2.2.3), dort diente die erste Linsenelektrode gleichzeitig als Extraktor, enthält dieses System eine zusätzliche Elektrode. Extraktor und erste Linsenelektrode befinden sich jedoch auf gleichem Potential U_{ex}, somit ist der Raum zwischen Emitter und Linse feldfrei und es können weitere optische Elemente wie z.B. Rasterelemente eingebaut werden. Die letzte Elektrode und die Probe sind geerdet (Abb. 5.1). In diesem Fall befindet sich die Probe auf einem Faraday-Becher, der als Detektor für die transmittierten Elektronen dient, somit ist das Äußere des Faraday-Bechers ebenfalls geerdet. Im isolierten Inneren wird der in den Becher treffende Probenstrom I_p gemessen. Die Kathode liegt auf der negativen Hochspannung U_b relativ zur geerdeten letzten Linsenelektrode und Probe, so dass die Strahlelektronen mit einer Energie von $E_b = e \cdot U_b$ landen. Mit der Fokussierspannung U_{fok} wird schließlich der Strahl auf die Probe fokussiert.

5.2 Messprinzip

Es gibt verschiedene Verfahren, um die Auflösung von Sonden formenden elektronenoptischen Systemen zu bestimmen. Zwei Wichtige seien hier näher erläutert: Die Messung des Sondendurchmessers über eine Messkante und die Bestimmung der Auflösung anhand von Testproben durch Messung des kleinsten erkennbaren Details.

5.2.1 Messung des Sondendurchmessers

Wird eine endlich große Elektronensonde über eine Kante bewegt, so kann der über die Kante abfließende oder der transmittierte Strom gemessen werden. Beispielsweise sitzt die Messkante auf einem Faraday-Becher, in dem der transmittierte Strom gemessen wird. Ist die Kante ausreichend glatt[1], so kann aus der so genannten *Edge Spread Function* (ESF, deutsch Kantenverwaschungsfunktion) der Sondendurchmesser bestimmt werden (Abb. 5.2). Dabei ist es gleichgültig, ob die Elektronensonde

[1] Eine Messkante wird als *glatt* bezeichnet, wenn die Kantenrauigkeit kleiner als der zu bestimmende Sondendurchmesser ist, so dass die Kante keinen (oder nur vernachlässigbaren) Einfluss auf das Messergebnis hat.

über die Kante oder der Faraday-Becher mit Messkante unter der statischen Sonde bewegt wird.

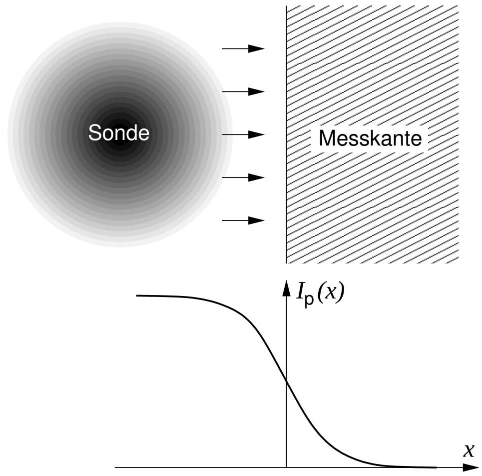


Abb. 5.2: Prinzip der Messung des Sondendurchmessers: Wird die Sonde über eine Kante gerastert, so ergibt die Messung des transmittierten Stroms $I_p(x)$ in Abhängigkeit vom Ort x die ESF.

Häufig wird der Sondendurchmesser als der Teil der Stromverteilung definiert, in dem 50 % des Sondenstroms enthalten sind. Das ist insofern sinnvoll, als dass die Verteilung des Sondenstroms oftmals lange Ausläufer oder einen hohen Untergrund (Sockel) aufweist, der aber aufgrund der geringen Intensität kaum oder gar nicht zur Auflösung beiträgt. Obwohl die Sonde aus oben genannten Gründen oft nicht gaußförmig ist, wird häufig in Ermangelung einer passenden Verteilung eine gaußförmige Stromdichteverteilung $j(x)$ angenommen[2].

12 %-88 %-Methode

Wird eine gaußförmige Stromverteilung angenommen, dann ergibt sich die Halbwertsbreite (*Full Width at Half Maximum* FWHM) aus dem Signalanstieg des Sondenstroms $I_p(x)$ — beim Verfahren der Sonde über die Kante und Messung des Stroms im Faraday-Becher — von 12 % auf 88 % des Maximalstroms [70]. Da sich innerhalb der Halbwertsbreite die Hälfte des gesamten Stroms befindet, der wesentlich zur Auflösung beiträgt, kann diese FWHM als Sondendurchmesser $d_p = 2\,r_p$ betrachtet werden (Abb. 5.3).

[2] Die Stromdichteverteilung in der x-y-Ebene (z = const.) ist eigentlich eine Funktion von $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, durch die Messkante wird aber über eine Richtung (z.B. y) von vornherein integriert, so dass die gemessene Verteilung nur noch eine Funktion von x ist.

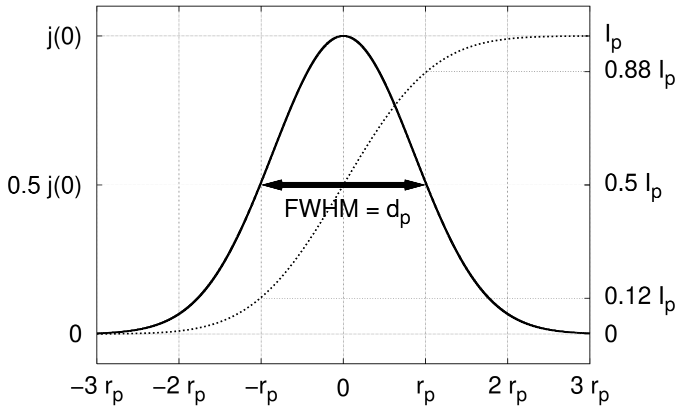


Abb. 5.3: Stromdichte $j(r)$ (Gauß-Glocke) und Sondenstrom I_p (Integral der Gauß-Funktion) in Abhängigkeit von der Ortskoordinate, r_p ist der halbe Sondendurchmesser.

25 %-75 %-Methode

Aus dem Signalanstieg von 25 % auf 75 % des Maximalstroms multipliziert mit 1.74 kann ebenfalls die Halbwertsbreite bestimmt werden [70]. Diese Methode bietet sich an, wenn das Signal stark verrauscht ist [71]. Da sich gerade am Anfang und an Ende des Anstiegs der Strom nur langsam ändert, macht sich dort das Signal überlagernde Rauschen stärker bemerkbar.

Fit der Gaußschen Fehlerfunktion

Eine weitere Methode ist die Anpassung des numerischen Integrals der Gaußschen Fehlerfunktion an die ESF und die Bestimmung der Halbwertsbreite aus der angepassten Funktion $g(x)$ [72]:

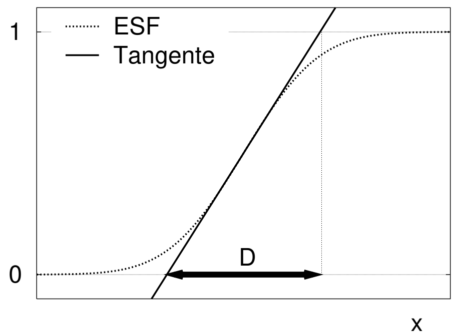
$$I_p(x) = I_p \cdot g(x) \tag{5.1}$$

$$g(x) = \frac{1}{r_p}\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \int_{-\infty}^{x} \exp\left(\frac{x'^2}{r_p^2}\ln 2\right) dx' \quad \text{(auf 1 normiert)} \tag{5.2}$$

Tangentenmethode

Außerdem lässt sich durch Anlegen einer Tangente im Wendepunkt (Punkt des steilsten Anstiegs) der ESF ebenfalls der Sondendurchmesser bestimmen. Der Abstand D der Schnittpunkte gebildet aus Tangente und I_p bzw. der Null-Linie ergibt die Halbwertsbreite durch Multiplikation mit $2 \cdot \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}}$ (Abb. 5.4).

Abb. 5.4: Schematische Darstellung der Bestimmung des Sondendurchmessers nach der Tangentenmethode. Die Tangente wird im Wendepunkt der ESF angelegt.



Alternativ kann auch direkt aus der Tangentensteigung m der Sondendurchmesser bestimmt werden, da gilt:

$$g'(0) = \frac{1}{r_p}\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} = m = 1/D \tag{5.3}$$

$$\mathrm{FWHM} = d_p = \frac{2}{m}\cdot\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \tag{5.4}$$

Umsetzung

Das hier beschriebene Messverfahren ist eindimensional und lässt sich verhältnismäßig einfach mit einer Messkante auf einem Faraday-Becher realisieren (Abb. 5.1). Der Faraday-Becher kann mittels eines Piezo-Translators unterhalb einer statischen Sonde bewegt werden. So wird kein elektrisches oder magnetisches Rasterelement benötigt, um den Strahl über die Kante zu rastern.

5.2.2 Bestimmung der Auflösung anhand einer Testprobe

Eine in der Rasterelektronenmikroskopie übliche Methode zur Auflösungsbestimmung ist die Messung des kleinsten noch erkennbaren Abstandes zwischen zwei Goldinseln auf einem Kohlenstoff-Substrat [20, 73]. Diese Methode erfordert jedoch einen Detektor, der das Sekundärelektronen-Signal aufnimmt. Da in dieser Arbeit der transmittierte Elektronenstrom detektiert wurde, konnte diese Methode nicht angewendet werden. Allerdings konnte in Anlehnung daran ein für Abbildungen in Transmission geeignetes Objekt verwendet werden, welches an Rändern Strukturen aufweist, die sich in der Größenordnung der zu erwartenden Auflösung befinden. In dieser Arbeit wurde eine Testprobe der Firma Quantifoil®[3] verwendet (siehe

[3]Quantifoil® ist ein eingetragenes Warenzeichen der Firma Quantifoil Micro Tools, Jena.

Abschnitt 5.3).

Wird dann der Strahl in x- und y-Richtung über die Probe gerastert und das Sondenstrom-Signal synchron zur Rasterfrequenz als Helligkeitsmodulation auf einem Bildschirm dargestellt, so erhält man ein zweidimensionales Schattenbild der Testprobe. Die ungehindert transmittierten Elektronen lassen das Bild hell erscheinen. Treffen die Elektronen auf die Probe, werden sie absorbiert und das Bild ist an der Stelle schwarz (Abb. 5.12).

Umsetzung

Im Gegensatz zum unter Abschnitt 5.3 beschriebenen Verfahren ist dieses zweidimensional und benötigt ein Ablenkelement, welches den Strahl in x-und y-Richtung über die Probe rastert. Außerdem muss eine Bildaufnahme-Einheit an den experimentellen Aufbau adaptiert werden.

Versuche, die Testprobe mit einem ungeregelten x-y-Piezo-Translator abzurastern und so ein Bild aufzunehmen, scheiterten an der Langzeit-Instabilität und der schlechten Reproduzierbarkeit des Piezo-Elements sowie an seiner zu kleinen Rastergeschwindigkeit. Mit einem hoch präzisen, geregelten Piezo-Translator und einem Spannungsverstärker mit höherer Leistung[4] hätte das Problem evtl. gelöst werden können. Jedoch wären Aufwand und Kosten unangemessen hoch gewesen.

Die Bildaufnahme mit Hilfe eines magnetischen Rasterelements wurde schließlich in der Diplomarbeit von M. Rauscher [74] für die vorliegende Arbeit umgesetzt. Angesteuert werden die Rasterspulen (detaillierte Beschreibung auf Seite 63 und in [74]) mit einer kommerziellen Rastergenerator/Bildaufnahme-Einheit *ADDA II*[5]. Ein dazwischen geschalteter Strom-Spannungs-Verstärker (U-I-Wandler) transformiert die Signale des Rastergenerators der *ADDA II* in für die Rasterspulen geeignete Ströme (Abb. 5.5). Die Rasterspulen lenken den Elektronenstrahl pixelweise über ein quadratisches Feld ab, das üblicherweise 256x256 Pixel umfasst. Aus dem elektronisch verstärkten Faraday-Becher-Stromsignal wird mit der Bildaufnahme-Einheit ein Bild im Computer erstellt und gespeichert. Ein Intensitätsprofil, welches aus dem Bild erstellt werden kann, liefert außerdem die *Edge Spread Function* der Sonde und somit den Sondendurchmesser. Die Kanten der Quantifoil-Testprobe sind zwar nicht so glatt wie Silizium-Kanten, müssten aber zur Vermessung einer Sonde im einstelligen Nanometer-Bereich ausreichend sein.

[4]Ein Piezo-Element kann als Kapazität betrachtet werden, die vom Spannungsverstärker aufgeladen und entladen werden muss.

[5]Soft Imaging System, Münster.

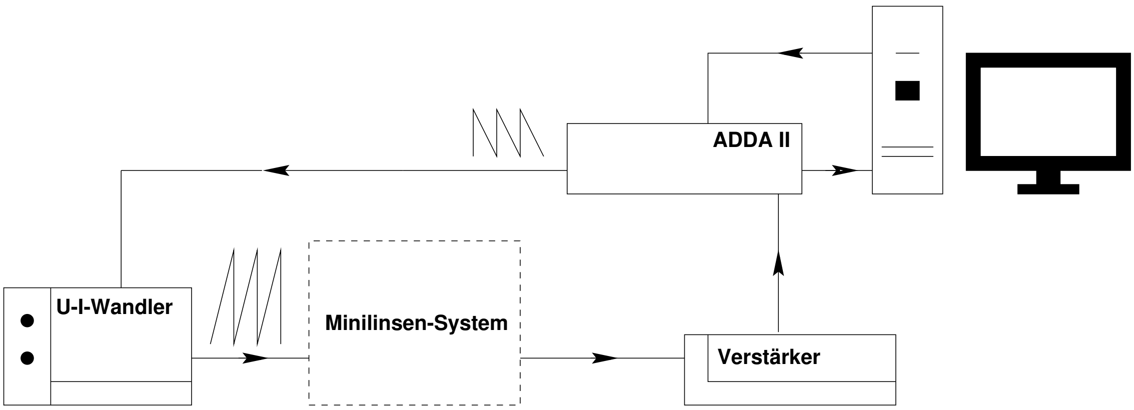


Abb. 5.5: Schematischer Messaufbau mit Rastergenerator/Bildaufnahme *ADDA II*.

Die Rastergeschwindigkeit wird von verschiedenen Parametern limitiert. Zum einen ist die Rastergeschwindigkeit (bzw. Bildfrequenz) durch die Elektronik des *ADDA II*-Systems begrenzt. Eine maximal einstellbare Pixelfrequenz von 1 MHz ermöglicht eine Bildaufnahme mit mehr als halber TV-Frequenz (15 Hz) bei einer Bildgröße von 256x256 Pixeln. Da jedoch das Faraday-Becher-Signal außerhalb des Rezipienten elektronisch verstärkt wird, muss zusätzlich die Anstiegszeit des Verstärkers berücksichtigt werden. Da Ströme im Bereich von 50 pA gemessen werden, muss ein Verstärkungsfaktor von $1 \times 10^9 - 10^{10}$ eingestellt werden. Dann aber ist die Rastergeschwindigkeit aufgrund der Anstiegszeit des Verstärkers (≈ 0.1 ms) auf 10 kHz pro Pixel beschränkt. Demnach dauert die Aufnahme eines Bildes mindestens 6 s. Die Induktivität der Rasterspulen, die bei beliebig schneller Elektronik die Rastergeschwindigkeit begrenzen würde, spielt hierbei keine Rolle.

5.3 Testproben

Silizium-Kanten

Eine relativ glatte Messkante erhält man durch Brechen oder Ätzen von Silizium-Wafern. Das einkristalline Material bricht vorzugsweise entlang von Kristallachsen, die ggf. durch anisotropes Ätzen freigelegt werden [70,75,76]. Die erhaltenen Kanten sind im Bereich der zu erwartenden Auflösung stückweise glatt. Im Zuge dieser Arbeit wurden bezüglich der Kantenglattheit die besten Erfahrungen mit gebrochenem Silizium gemacht. Durch einfaches Fallenlassen (Herunterwerfen) und Zerbrechen von Wafern oder Waferstücken lassen sich Kanten finden, die optisch glatt sind.

Diese Glattheit lässt sich auch im Rasterelektronenmikroskop (REM) bestätigen. Die Stücke sind teilweise auch auf relativ langen Strecken glatt (Abb. 5.6 links).

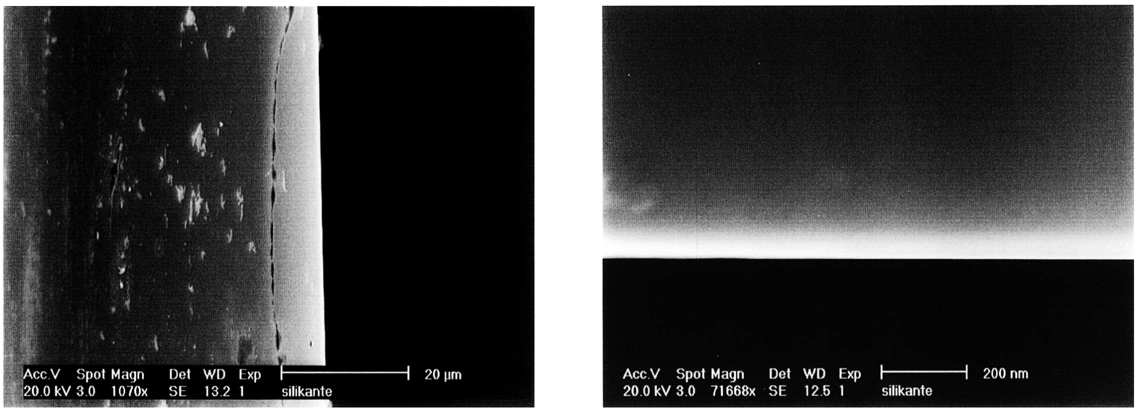


Abb. 5.6: REM Aufnahmen von gebrochenen Silizium-Kanten.

Die von N. Ollmert [76] durch anisotropes Ätzen hergestellten und hier untersuchten Kanten weisen an den Stirnseiten oftmals größere oder kleinere Verunreinigungen und Unebenheiten auf (Abb. 5.8 links), die sich durch Reinigen im Ultraschallbad nicht entfernen lassen. Diese Unebenheiten können — sofern keine visuelle Kontrolle vorhanden ist — das Messergebnis verfälschen, wenn in dem Bereich die Kante zur Auflösungsmessung verwendet wird. Im Nanometer-Bereich sind jedoch auch diese Kanten glatt genug, um Auflösungsmessungen durchzuführen (Abb. 5.8 rechts).

Durch anisotropes Ätzen können Kanten mit einem Winkel von ca. 57° und ca. 90° hergestellt werden (Abb. 5.7 a und b). Bei Kanten mit einem spitzen Winkel können

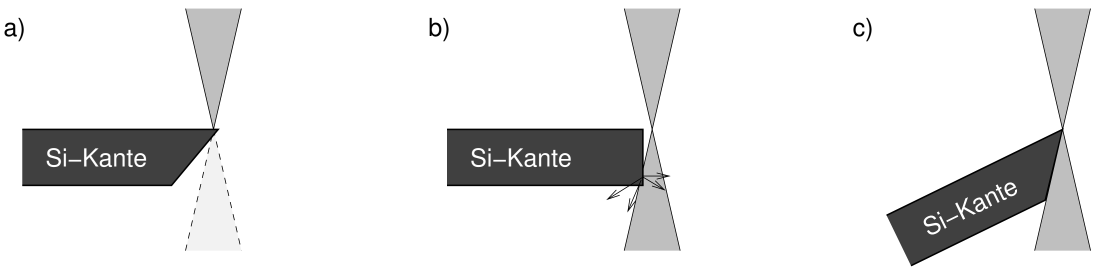


Abb. 5.7: Schematische Darstellung des Einflusses der Kantenform auf die Auflösung. a) Entstehung eines Transparenzbereichs bei abgeschrägter Kante b) Streuung von Strahlelektronen bei senkrechter Kante c) optimale Kippung der Kante durch Anpassung an die Strahlapertur.

Strahlelektronen den sehr dünnen Kantenbereich durchdringen und so das Messsignal verfälschen. Rechtwinklige Kanten haben zwar keinen Transparenzbereich, dafür treffen Elektronen aus dem divergierenden Strahl früher als die eigentliche Sonde auf die Kante, werden gestreut und absorbiert. Optimal ist es, die Stirnseite der Kante genau passend zum Aperturwinkel des Elektronenstrahls auszurichten (Abb. 5.7 c).

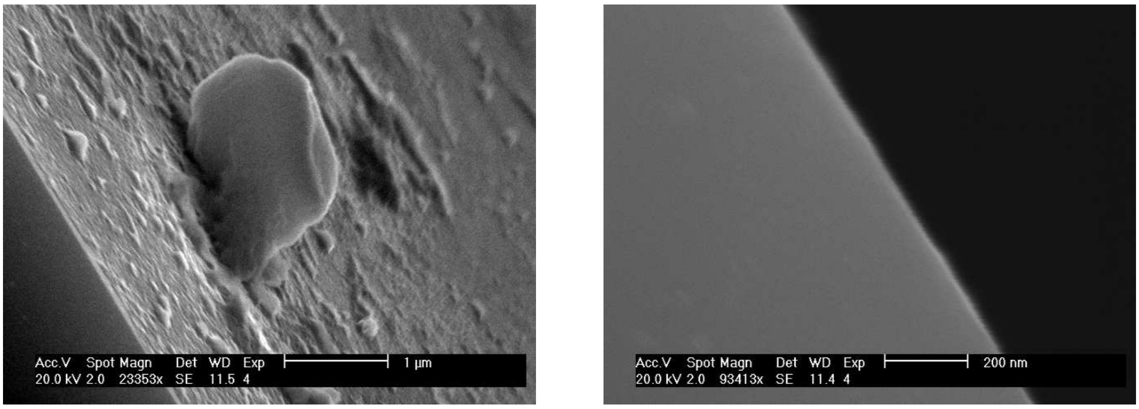


Abb. 5.8: REM Aufnahmen von geätzten Silizium-Kanten mit <110> Orientierung.

Da das Ausrichten (Kippen) der Kanten manchmal schwierig oder unmöglich ist, können Silizium-Kanten, um einen Transparenzbereich zu vermeiden, zusätzlich mit Gold/Palladium bedampft werden. Allerdings werden die Kanten durch das Bedampfen abgerundet oder unregelmäßig [70].

Rishton et al. [70] berechneten die Untergrenze der Spot-Messung begrenzt durch die Transparenz des Siliziums bei einer Strahlenergie von 50 keV in Abhängigkeit vom Kippwinkel der Kante. Dafür bestimmten sie experimentell die Dicke von Silizium bei der 25 % der Elektronen (ohne Großwinkelstreuung) das Material noch durchdringen[6].

Analog dazu wurde für dieses Experiment die untere theoretische Messgrenze für eine Strahlenergie von 1 keV bestimmt. Die Dicke, bei der noch 25 % der Elektronen Silizium durchdringen, wurde folgendermaßen abgeschätzt:
Die Reichweite R von Elektronen mit einer Energie von 1 keV beträgt ca. $9\,\mu\text{g/cm}^2$ [33]. Aus der Massenschwächungsformel

$$I = I_0 \cdot e^{-(\mu/\rho)\,R} \tag{5.5}$$

[6]Der Wert 25 % stammt aus der Bestimmung des Sondendurchmessers mit der 25 %-75 % Methode, siehe Abschnitt 5.2.1.

lässt sich der Massenschwächungskoeffizient μ/ρ des Materials bestimmen, unter der Annahme, dass die Reichweite R einer Dicke entspricht, bei der von der ursprünglichen Intensität I_0 nur noch 0.01 % vorhanden ist[7]:

$$\ln(I/I_0) \;=\; \ln 10^{-4} = -\,(\mu/\rho)\,R \quad\Rightarrow\quad \mu/\rho \;=\; 1023\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{mg} \tag{5.6}$$

Dann ergibt sich für die Massendicke x bei einer Abschwächung auf 25 %:

$$\ln(I/I_0) \;=\; \ln 0.25 = -\,(\mu/\rho)\,x \quad\Rightarrow\quad x \;=\; 0.0014\,\mathrm{mg/cm}^2 \tag{5.7}$$

Dadurch ergibt sich die Dicke d, bei der 25 % der Elektronen transmittiert werden, zu:

$$d \;=\; x\cdot\rho_{Si} \;=\; 6\,\mathrm{nm} \qquad (\rho_{Si} = 2.33\,\mathrm{mg/cm}^3) \tag{5.8}$$

Der Transparenzbereich b der Kante (Abb. 5.9) beträgt in Abhängigkeit vom Kippwinkel θ:

$$b \;=\; \frac{a+a'}{\tan(\theta+57^\circ)} \;=\; \frac{a}{\tan(\theta+57^\circ)-\tan\theta} \tag{5.9}$$

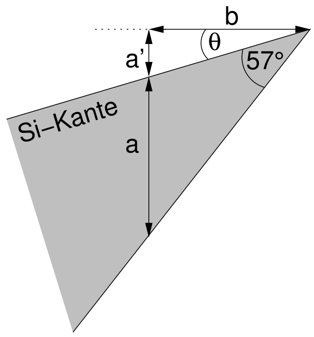


Abb. 5.9: Stark vergrößerte skizzierte Darstellung der um den Winkel θ gekippten Kante. Die Länge a ist die Dicke der Silizium-Kante, die für den Elektronenstrahl relevant ist.

Nimmt man nun an, dass eine Transmission von 25 % der Elektronen das Messergebnis nicht beeinträchtigt, also die Dicke $a = 6\,\mathrm{nm}$ betragen darf, dann ist die untere Auflösungsgrenze gleich dem Transparenzbereich b der Kante. In Abb. 5.10 ist diese Messgrenze als Funktion des Kippwinkels aufgetragen. Beträgt die Kippung 0°, dann ist der maximale Transparenzbereich $b = 3.8\,\mathrm{nm}$. Demnach kann bei einer erwarteten Sondengröße von 5 nm die Transparenz der Silizium-Kante bei einer Strahlenergie von 1 keV vernachlässigt werden. Außerdem muss die Silizium-Kante weder gekippt noch bedampft werden.

Diese Berechnung der Dicke a kann nur eine grobe Näherung darstellen. Die Richtigkeit wurde im Rahmen dieser Arbeit überprüft, indem das mit obiger Methode

[7] Diese Berechnungsmethode geht zurück auf die Arbeit von Katz und Penfold [77].

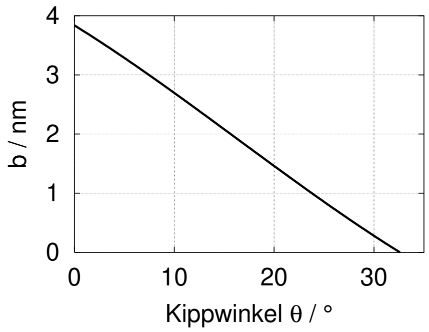


Abb. 5.10: Untere Messgrenze bzw. Länge b des Transparenzbereichs der Silizium-Kante als Funktion des Kippwinkels θ.

(Massenschwächungsgesetz) erzielte Ergebnis (berechnet mit den theoretischen Werten von Rishton et al.) mit ihren Messungen verglichen wurde. Die Berechnung ergab einen zehnfach höheren Wert für die maximal zulässige Dicke a als die Messung, was bedeutet, dass diese Berechnung einen Sicherheitsfaktor von 10 inne hat.

TEM-Netzchen

Ein so genanntes TEM-Netzchen, welches üblicherweise verwendet wird, um dünne Proben im Transmissionselektronenmikroskop (TEM) zu halten, wurde ebenfalls untersucht. Die Kanten des Netzchens sind jedoch aufgrund ihrer Rauigkeit kaum für Auflösungsmessungen geeignet (Abb. 5.11). Besonders bei hoher Vergrößerung wird die Welligkeit deutlich. Die Kanten sind zudem produktionstechnisch stark verrundet, da die Netzchen durch Ausstanzen hergestellt werden.

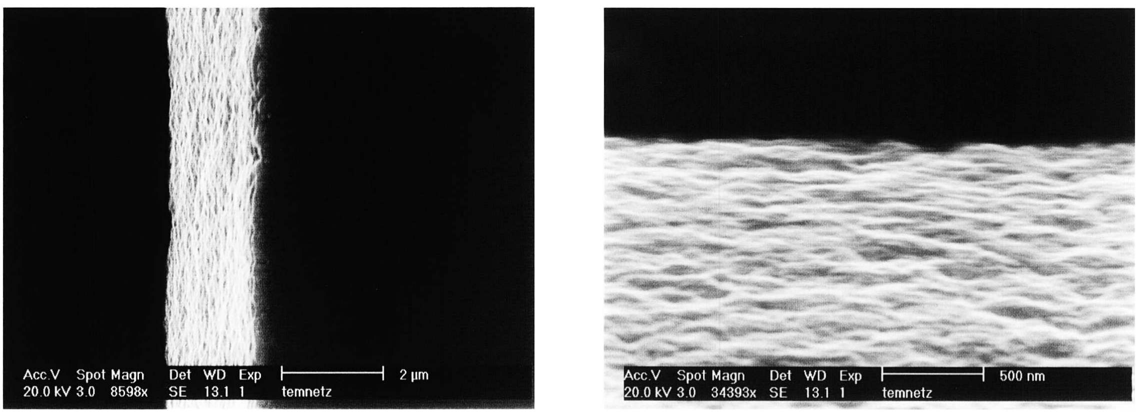
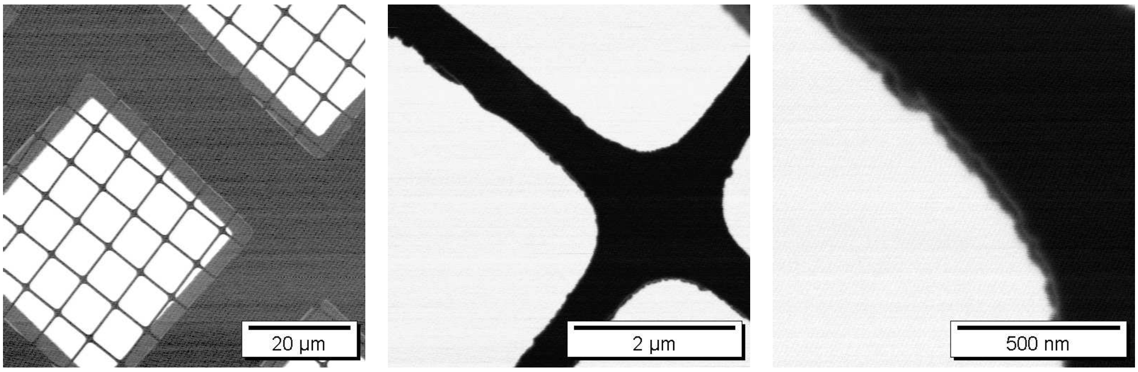


Abb. 5.11: REM Aufnahmen eines TEM-Netzchens aus Kupfer.

Quantifoil®-Testprobe

Eine so genannte Quantifoil-Testprobe erwies sich als ideale Transmissionsprobe zur Bestimmung des kleinsten erkennbaren Abstands bzw. der kleinsten erkennbaren Struktur (Abb. 5.12). Sie besteht aus einem sehr feinen Kohlenstoff-Netzchen mit einer Dicke von einigen nm, einer Periodizität von 8 μm und einer Stegbreite von ca. 600 nm, welches auf ein konventionelles TEM-Netzchen aufgebracht wurde (dicke Balken in Abb. 5.12 a). Die Probe ist mit einer 20 nm dicken Goldschicht bedampft, die ausreicht, um die niederenergetischen Strahlelektronen von 1 keV zu absorbieren. Zusätzlich kann das Netzchen zur Kalibrierung der aufgenommenen Bilder verwendet werden. In Abb. 5.12 c sind Strukturen im Bereich von $10 - 20$ nm zu erkennen, welche zur Auflösungsbestimmung verwendet werden können.



(a) Übersichtsaufnahme (b) Vergrößerung (c) kleine Strukturen

Abb. 5.12: REM Aufnahmen der Quantifoil-Testprobe auf einem TEM-Netzchen. Da diese Aufnahmen im HoNi-REM[8] unter ähnlichen Bedingungen durchgeführt werden sollten wie die Messungen des Sondendurchmessers im experimentellen Aufbau, wurde der transmittierte Strahlstrom (bei einer Strahlenergie von 1 keV) im Faraday-Becher unterhalb der Probe detektiert.

[8]HoNi-REM ist die Hochauflösungs-Niederspannungssäule der Integrated Circuit Testing (ICT) GmbH, Heimstetten.

5.4 Experimentelle Umsetzung

Ultrahochvakuum-Rezipient

Um den experimentellen Aufbau so einfach wie möglich zu gestalten und Schwächen des alten Aufbaus von Burstert bzw. Fleischmann auszumerzen (z.B. störendes Schwingen des Faraday-Bechers) wurde ein neuer UHV-Rezipient konstruiert.

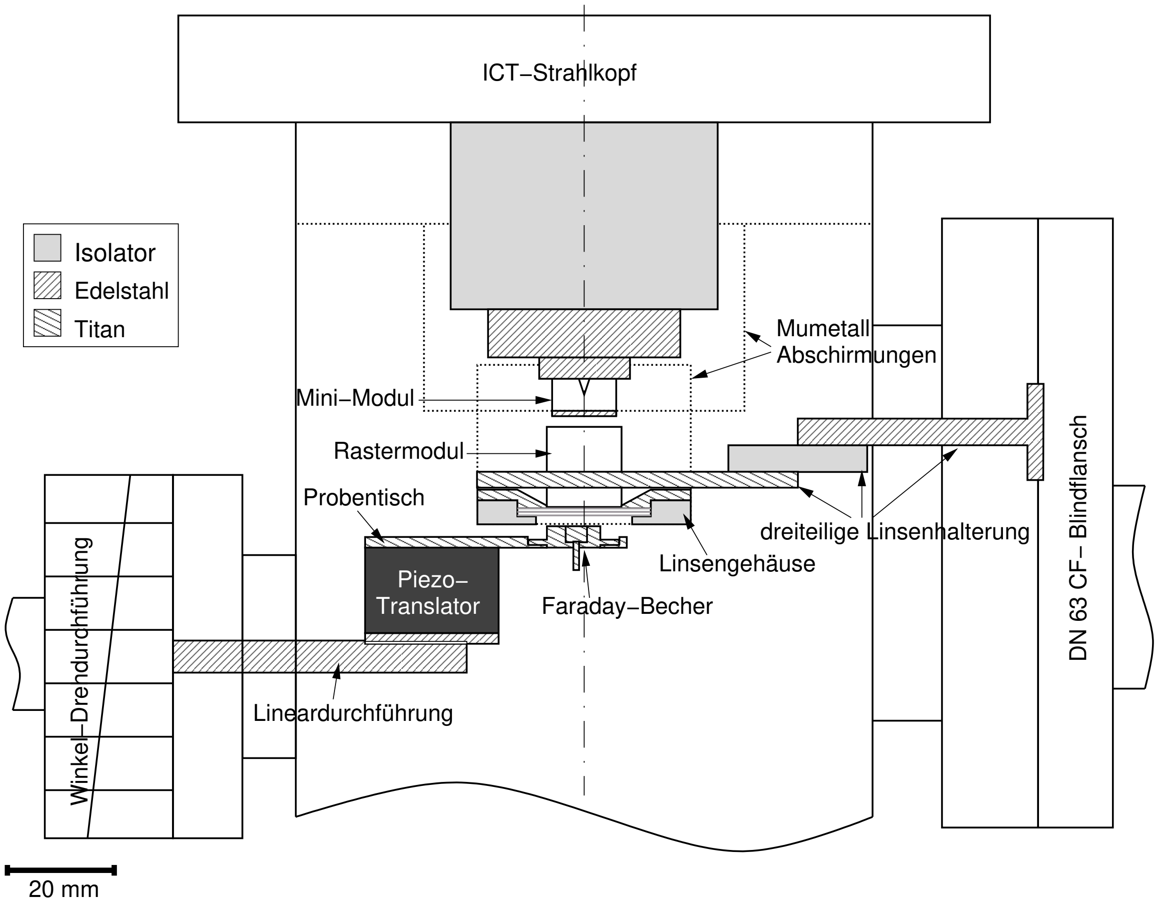


Abb. 5.13: Schematischer Querschnitt durch den UHV-Rezipienten mit elektronenoptischen und mechanischen Komponenten. Das Mini-Modul beinhaltet Kathode und integrierte Extraktionsanode, die miniaturisierte Linse befindet sich im zweiteiligen Linsengehäuse, ausführliche Beschreibung der einzelnen Komponenten im Text.

Der Rezipient besteht im Wesentlichen aus einem Edelstahlrohr mit einem Durchmesser von 100 mm und einigen seitlichen Flanschen. An das Rohr wurde ein kommerziell erhältlicher Strahlkopf der Firma ICT angepasst. Da eine zusätzliche Extraktionselektrode notwendig war, wurde ein so genanntes Mini-Modul[9] mit Kathode statt einer einzelnen Kathode eingebaut.

Die elektrostatische Linse ist an einem Blindflansch befestigt und wird damit seitlich an den Rezipienten angeschraubt. Der Probentisch wird von der gegenüber liegenden Seite eingebaut (Abb. 5.13). Weitere Flansche (nicht eingezeichnet) dienen zur Durchführung von Hochspannung, Signalleitungen, Vakuummesszellen und Pumpen. Durch Quarzglasfenster kann die Position der beweglichen Teile (Mini-Modul und Probentisch) im Inneren des Rezipienten kontrolliert werden.

Linsenhalterung

Die Linsenhalterung verbindet die eigentliche Linse, die sich im Linsengehäuse befindet, mit dem Blindflansch. Sie ist dreiteilig aufgebaut: das Mittelbauteil aus Vitronit®[10] (Abb. 5.13) isoliert das Linsengehäuse elektrisch gegen den Rezipienten.

Linsengehäuse

Da das Linsenkonzept (Aufbau aus konventionellen Blenden als Elektroden, Isolatorscheibchen aus Glimmer) von Bubeck beibehalten werden sollte, wurde das von ihm verwendete Linsengehäuse (Abb. 5.14 links) lediglich in longitudinaler Richtung verkleinert (Abb. 5.14 rechts).

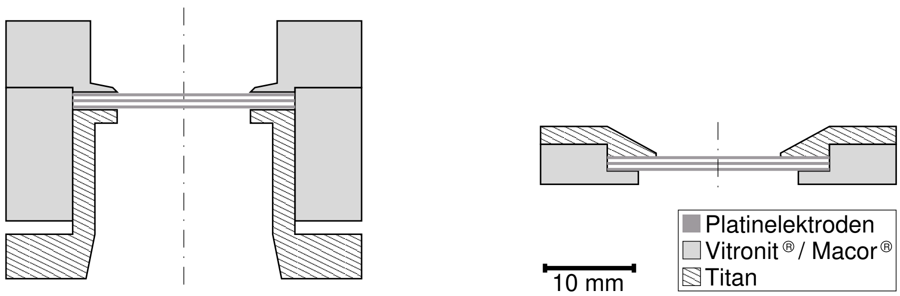
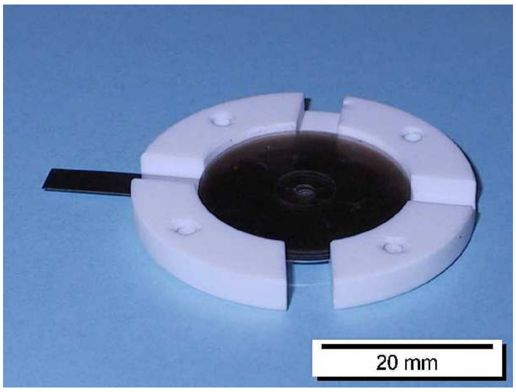


Abb. 5.14: Schematische Querschnitte der Linsengehäuse bestehend aus Titan und Glaskeramik. Links: ursprüngliches dreiteiliges sehr dickes Gehäuse, rechts: zweiteiliges dünneres (Platz sparenderes) Gehäuse nach der Umkonstruktion.

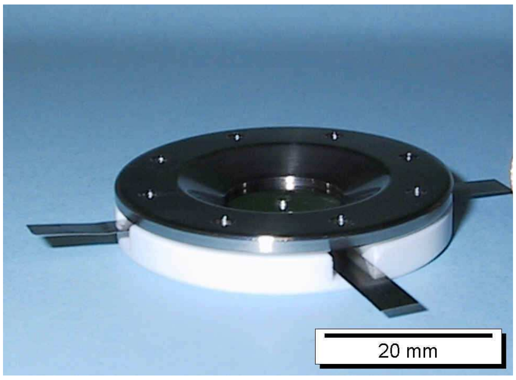
[9] Einheit aus Kathode und Extraktionselektrode der FEI COMPANY, Hillsboro, OR, USA.
[10] Vitronit® ist ein eingetragenes Warenzeichen der VITRON Spezialwerkstoffe GmbH, Jena.

Die laterale Ausdehnung der Linse und des Linsengehäuses könnte ebenfalls verringert werden, wenn die Elektroden mit Halterung (s.u.) und die Isolatorscheibchen aus Glimmer dementsprechend verkleinert würden.

Das Linsengehäuse musste — nunmehr zweiteilig — elektrisch vom restlichen Aufbau isoliert werden. Der obere Teil des Gehäuses aus Titan (Abb. 5.15 b) liegt auf dem gleichen elektrischen Potential wie die erste Linsenelektrode. Da der Raum zwischen Extraktor und Linse feldfrei sein sollte (Abschnitt 5.1), befindet sich die erste Linsenelektrode und somit das Oberteil des Gehäuses auf dem Potential des Extraktors[11].



(a) Unterteil der Linsenhalterung (weiße Glaskeramik) mit eingelegter Elektrode und Glimmer-Scheibchen.



(b) Zusammengebaute Linse aus drei Elektroden mit aufgelegtem Oberteil aus Titan.

Abb. 5.15: Linsenhalterung mit eingebauter Linse. Die herausstehenden Laschen (siehe Abb. 5.17) gehören den Titan-Klammern, die die Linsenelektroden halten, und erlauben die Justage und elektrische Kontaktierung der Elektroden.

[11]Bei einer Beschleunigungsspannung U_b von 1 kV beträgt das Extraktorpotential 3.75 kV relativ zur Masse bei einer benötigten Extraktionsspannung relativ zur Kathode von 4.75 kV (Abb. 5.1).

Linse

Die eigentliche Linse besteht aus einem Stapel von Blenden aus Platin und Glimmer-Scheibchen mit unterschiedlichen Bohrungsradien (Abb. 5.16, 5.17).

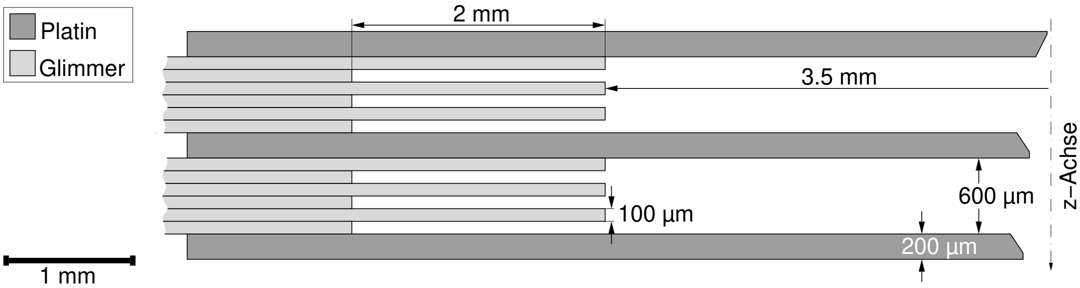


Abb. 5.16: Schematischer Querschnitt durch die Linse (nur eine Hälfte gezeichnet), bestehend aus Platin-Elektroden und Glimmer-Scheibchen mit verschiedenen Bohrungen zur Verlängerung des Kriechwegs.

Anfangs wurden kommerzielle Platin-Blenden mit einem Außendurchmesser von 3 mm verwendet, wie sie in der Raster- und Transmissionselektronenmikroskopie häufig als Aperturblenden eingesetzt werden. Die Blenden wurden in speziell dafür gefertigten Klammern aus Titan gehalten und über die Laschen der Klammern seitlich elektrisch kontaktiert (Abb. 5.15 b).

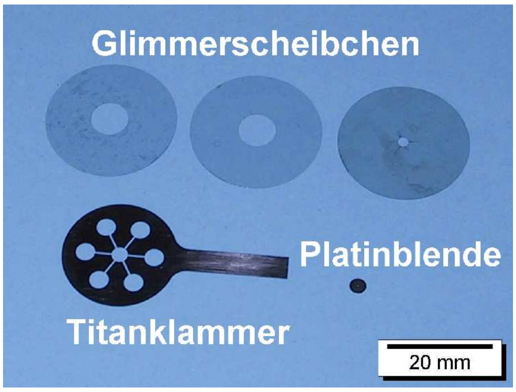


Abb. 5.17: Komponenten, aus denen die Linse zusammengesetzt wird: Glimmer-Scheibchen als Isolatoren, Titan-Klammer zur Aufnahme und Fixierung der Blenden und Platin-Blenden als Linsenelektroden.

Die durch Funkenerosion hergestellten und deshalb relativ scharfkantigen Titan-Klammern verursachten jedoch Probleme: Während der Justage wurden die Klammern auf den Glimmer-Scheibchen bewegt und verursachten Abrieb, der sich zwischen den Blenden und an den Blendenöffnungen ablagerte. Zudem waren Abschlussschichten unter- bzw. oberhalb der Klammern notwendig, da andernfalls die Blenden aus den Klammern herausfallen oder herausspringen konnten. Daher wurden später speziell angefertigte Elektroden aus Platin in der Größe der Titan-Klammern verwendet.

Die Einzelteile wurden abwechselnd nach dem Schema in Abb. 5.16 in das Unterteil des Linsengehäuses eingelegt (Abb. 5.15 a). Dabei wurde auf die Einhaltung eines ausreichenden Kriechwegs zwischen den Elektroden geachtet. Üblicherweise wird ein Kriechweg von 1 mm pro kV Spannungsdifferenz als ausreichend betrachtet. Mit einem erreichten Kriechweg von 8.6 mm (Abb. 5.16) war diese Regel eingehalten. Im Beschleunigungsmodus beträgt die maximal zu erwartende Spannungsdifferenz ca. 7 kV. Außerdem war auf ein genügend großes Aspekt-Verhältnis (Verhältnis zwischen Isolatorbohrungsradius und Blendenabstand) zu achten. Mit diesem Design — einem Isolatorbohrungsradius von 3.5 mm und einem Blendenabstand von 600 μm — wurde ein Aspekt-Verhältnis von fast 6 erreicht. Ein Aspekt-Verhältnis größer als 5 gilt im Allgemeinen als ausreichend.

Beim Zusammenbau der Linse wird erst das Oberteil aus Titan lose aufgeschraubt. Unter dem Messmikroskop[12] wird die Linse mit Hilfe der seitlich heraus ragenden Laschen von Hand justiert und fest verschraubt.

Probentisch

Der Probentisch ist wie die Linse ebenfalls seitlich an einem kurzen Arm angebracht, um eine hohe mechanische Stabilität zu erreichen. Er ist an einer Transversal-Lineardurchführung und diese wiederum mit einer Winkel-Drehdurchführung am Rezipienten befestigt (Abb. 5.13). Auf dem Probentisch befinden sich ein Leuchtschirm (P47 Szintillator) zur visuellen Kontrolle der Funktion von Kathode und Linse sowie ein Faraday-Becher zur Messung des Sondenstrom-Signals (Abb. 5.18). Mit der Lineardurchführung (Verstellweg von 25.4 mm = 1 inch) wird zwischen Leuchtschirm und Faraday-Becher gewechselt, der Arbeitsabstand kann mit Hilfe der Winkel-Drehdurchführung variiert werden.

Zunächst ist der Probentisch über ein x-y-Piezo-Element (Verstellweg in x und y-Richtung von maximal 40 μm) mit der Lineardurchführung verbunden. Damit soll der Faraday-Becher unterhalb der Elektronensonde zur Bestimmung des Sondendurchmessers bewegt werden.

[12] Universal Messmikroskop der Firma ZEISS, Oberkochen.

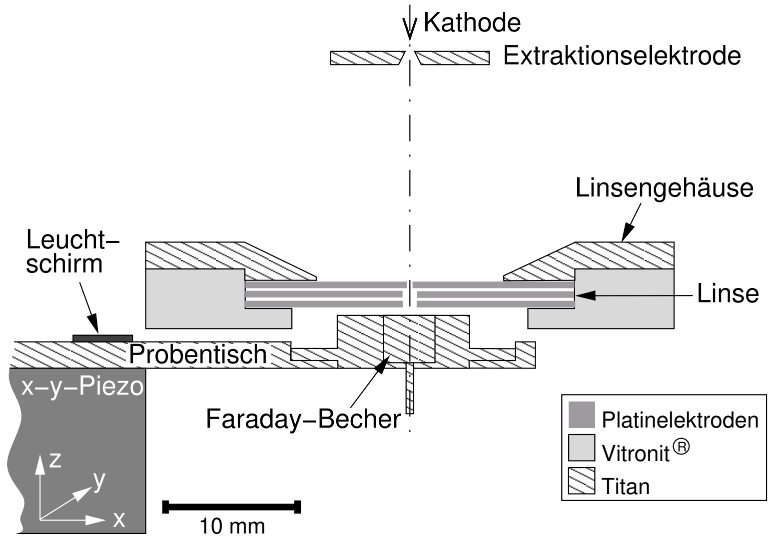


Abb. 5.18: Schematischer Querschnitt des Aufbaus mit Piezo-Element unterhalb des Probentisches zum Verfahren des Faraday-Bechers unter der statischen Elektronensonde.

Faraday-Becher

Das Äußere des Faraday-Bechers ist leitend mit dem Probentisch verbunden (siehe Abb. 5.19). Den inneren Boden bedeckt ein Scheibchen aus Spektralkohle, die die Sekundär- und Rückstreuelektronenausbeute drastisch reduziert. So wird nahezu der tatsächliche Strom gemessen. Auf dem Becher — leitend mit dem Äußeren verbunden — befindet sich eine scharfe Kante zur Vermessung des Sondenprofils oder eine Testprobe (z.B. Quantifoil-Testprobe). Das Stromsignal im Bereich einiger Picoampère wird außerhalb des Rezipienten geleitet, dort elektronisch verstärkt und in ein Spannungssignal umgewandelt, welches mit einem Oszilloskop betrachtet werden kann.

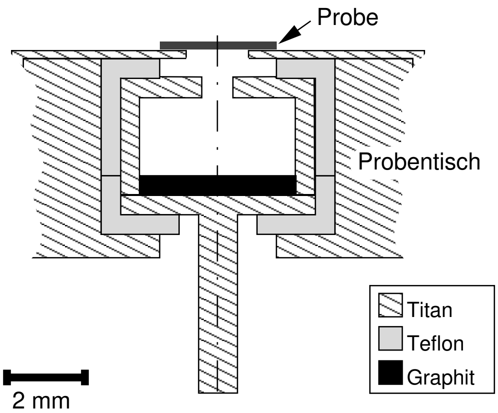


Abb. 5.19: Schematischer Querschnitt des Faraday-Bechers zur Messung des transmittierten Stroms. Das Innere ist isoliert zum Probentisch eingebaut. Die Messkante oder Probe liegt auf dem Äußeren auf.

Justage

Da das Mini-Modul (Einheit aus Kathode und Extraktor) im ICT-Strahlkopf durch einen Wellbalg in der x-y-Ebene verstellbar ist, konnte die vorjustierte Linse fest im Rezipienten eingebaut werden. Der Spielraum von $\pm 0.5\,\mathrm{mm}$ reicht aus, um die Kathode inklusive Extraktor auf die optische Achse der Linse auszurichten. Ein Sichtfenster in Linsenhöhe erlaubt die visuelle Kontrolle des Arbeitsabstands während des Experiments (Abb. 5.21).

Umbau auf Rasterelement

Da die Messungen mit Piezo-Translator nicht den Erwartungen entsprachen, wurde ein Rasterelement zwischen Kathode (Mini-Modul) und Linsengehäuse eingebaut. Das in der Diplomarbeit [74] entwickelte einstufige magnetische Rasterelement (zusammengebaut siehe Abb. 5.20) besteht aus zwei Sattelspulenpaaren, die mittels optischer Lithographie auf eine doppelseitig mit Kupfer beschichtete Folie aus UHV-tauglichem Kapton®[13] übertragen wurden. Die Kapton-Folie wurde dann um das Strahlführungsrohr gewickelt, so dass sich auf der Innen- bzw. Außenseite der Folie die Spulenpaare für die x- bzw. y-Rasterrichtung befinden.

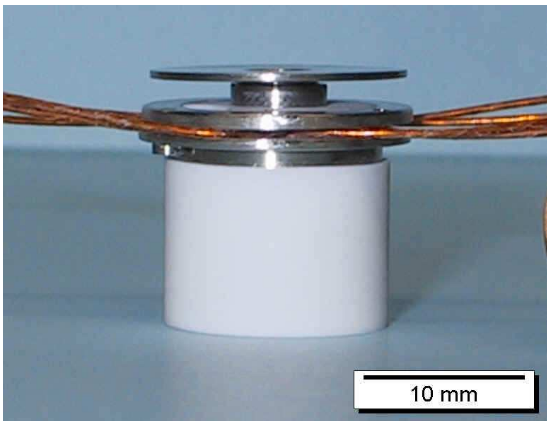


Abb. 5.20: Rastermodul vor dem Einbau inklusive Strahlführungsrohr und Zusatzblende.

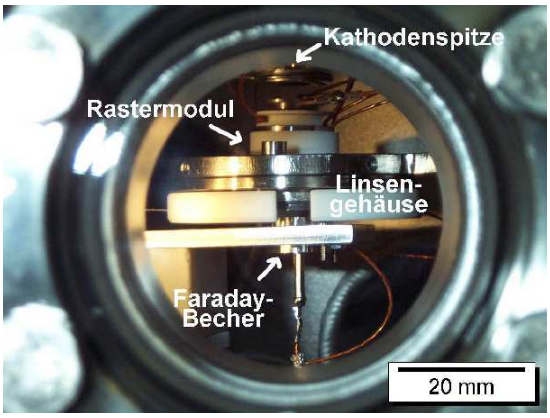


Abb. 5.21: Blick durch ein UHV-Fenster in den Rezipienten zur visuellen Kontrolle des Arbeitsabstands.

Die Höhe der Rasterspulen beträgt nur ca. 8 mm, jedoch musste das gegen Mas-

[13] Kapton® ist ein eingetragenes Warenzeichen von DuPont.

se betriebene Modul aufwändig elektrisch gegen das auf hohem Potential liegende Strahlführungsrohr und Linsengehäuse isoliert werden. Dabei durfte das Rasterelement eine Gesamthöhe von 16 mm nicht überschreiten, nur so konnte es ohne größere Umbau-Maßnahmen zwischen Mini-Modul und Linse eingebaut werden (Abb. 5.21 und 5.22). Einzelheiten zur Konstruktion und zum Test des Rasterelements finden sich in [74].

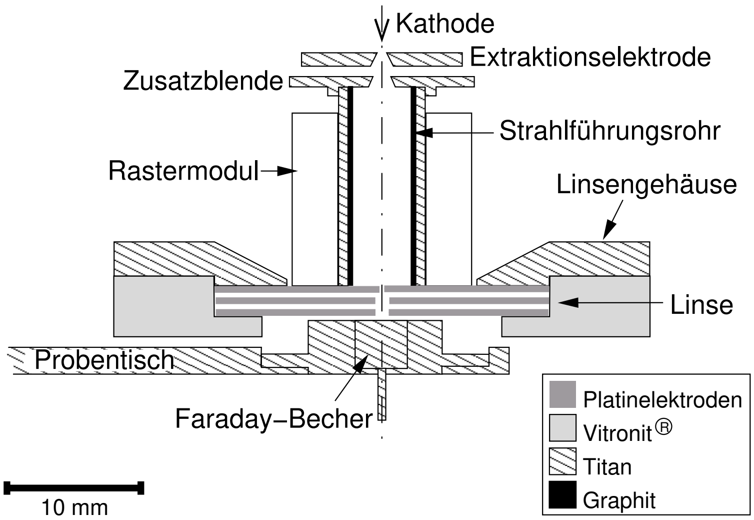


Abb. 5.22: Schematischer Querschnitt des Aufbaus mit eingebautem Rastermodul, Zusatzblende und graphitiertem Strahlführungsrohr. Einzelheiten zum Nutzen der Zusatzblende und der Graphit-Schicht (an der Innenwand) siehe Abschnitt 6.3.1.

Kapitel 6

Messungen

Im Folgenden werden Messungen vorgestellt, in denen mit beiden im vorherigen Kapitel beschriebenen Methoden versucht wurde, die Auflösung bzw. den Sondendurchmesser der Elektronensonde zu bestimmen. Da anfangs beträchtliche Probleme bei der Messung auftraten, sind sowohl erste Versuche und spezifische Probleme als auch einige Lösungsversuche beschrieben. Die abschließenden Messergebnisse werden ebenfalls vorgestellt. Falls nicht anders vermerkt, sind alle Messungen bei einer Strahlenergie von 1 keV aufgenommen worden. Der Arbeitsabstand variierte dabei nur leicht zwischen 1 mm und 2 mm, was sich auf die Auflösungsmessung kaum auswirkte. Die erreichten Strahlströme lagen je nach Zustand der Kathode (läuft die Kathode mehrere Wochen ununterbrochen, erhöht sich der Strahlstrom immer weiter) zwischen 60 pA und 100 pA. Der berechnete Strahlstrom ergab sich zu 160 pA bei einer angenommenen Raumwinkelemission von $dI/\,d\Omega = 0.2\,\mathrm{mA/sr}$ und einer objektseitigen Apertur von $\alpha_o = 0.5\,\mathrm{mrad}$. Der gemessene Emissionsstrom der Kathode war deutlich kleiner ($5-6$ mal) als der auf dem Datenblatt von FEI angegebene. Demnach ist vermutlich auch die Raumwinkelemission der verwendeten Kathode niedriger als der, bei der zugehörigen Extraktionsspannung von 4.75 kV, angegebene Wert.

6.1 Konditionieren der Linse

Bevor die Kathode in Betrieb genommen werden konnte, musste, um Hochspannungsüberschläge im Betrieb zu vermeiden, die fertig eingebaute Linse im Ultrahochvakuum konditioniert werden [78]. Hierfür wurde die erste und letzte Elektrode geerdet und die Mittelelektrode auf positive bzw. negative Hochspannung gelegt.

Die Hochspannung wurde jeweils langsam hochgeregelt. Meist traten bei Spannungen von rund 3 kV an der Mittelelektrode die ersten Überschläge auf. Dann wurde die Spannung konstant gehalten bis die Überschläge nach und nach weniger wurden und schließlich ganz aufhörten. Erst danach wurde der nächst höhere Spannungswert eingestellt. Ein guter Richtwert war eine stufenweise Erhöhung in Schritten von 200 V bis die maximal benötigte Spannungsdifferenz zwischen den Linsenelektroden erreicht wurde. Um einen Sicherheitsfaktor zu haben, wurde versucht, die Hochspannung noch um weitere 1000 V zu erhöhen. Eine ähnliche Anleitung findet sich auch in [79]. Auf diese Weise wurden maximale Spannungen von bis zu +10 kV und −5 kV an der Mittelelektrode angelegt. Allerdings wurden manchmal bei hohen Spannungen heftige Überschläge beobachtet, die einen konstanten Stromfluss, gelegentlich auch ein sichtbares blaues Leuchten am Linsenunterteil und anderen Glaskeramik-Bauteilen (Isolatoren) zur Folge hatten.

Erklären ließen sich die auftretenden Überschläge durch mehrere Phänomene:
Abgeriebene Glimmer-Partikel, die durch die Justage zwischen die Blenden gerieten, konnten sich aufladen und Überschläge verursachen. Mikroskopische Lufteinschlüsse in und zwischen den Glimmer-Scheibchen konnten zu einem lokalen Druckanstieg führen und so durch eine Verringerung der Isolationswirkung durch die Luft Überschläge erzeugen. Das blaue Leuchten der keramischen Bauteile kann nur durch Szintillation erklärt werden, die angeregt wird durch Elektronen aus Feldemissionsspitzen, verursacht durch den heftigen Überschlag oder durch den Maltereffekt [80].

Das Vakuum war stets zu gut (10^{-9} mbar) um das Leuchten durch eine Glimmentladung zu erklären. Glaskeramik wie Macor oder Vitronit hat szintillierende Eigenschaften, wenn bestimmte Verunreinigungen wie Chrom oder Kupfer enthalten sind.

Da die eingesetzte Kathode eine Extraktionsspannung von ca. 4.75 kV benötigte (statt wie in den Rechnungen angenommene 4 kV), waren die auftretenden Spannungsdifferenzen etwas größer als erwartet. Da der berechnete Sondendurchmesser im Verzögerungsmodus nur 1.6 mal größer als im Beschleunigungsmodus ist, wurde die Linse aus Sicherheitsgründen (eventuelle Zerstörung der Kathode im Betrieb durch Überschläge) zunächst im Verzögerungsmodus betrieben. Bei Einhaltung der Obergrenze für die Feldstärke von 10 kV/mm und sorgfältigem Konditionieren der Linse sollte ein Betrieb im Beschleunigungsmodus aber möglich sein.

6.2 Messung mit Piezo-Element und Silizium-Kante

Das Vermessen der ESF mit einer Silizium-Kante, welche mittels Piezo-Translator unterhalb der Sonde bewegt wurde, erwies sich als sehr schwierig. Zur Justage des Strahlkopfes auf die optische Achse der Linse oder zum Fokussieren der Sonde auf die Kante wurde der Piezo-Translator mit einem Sägezahn-Spannungssignal angeregt. Die Amplitude war dabei durch den maximalen Verfahrweg des Piezo-Elements von $40\,\mu$m begrenzt. Befand sich die Kante direkt unterhalb der Sonde, so erhielt man beispielsweise auf einem Oszilloskop ein Spannungssignal, welches der S-förmigen ESF entspricht. Aufgrund der hohen Kapazität des Piezo-Elements konnte dieses nur mit einer sehr niedrigen Frequenz (ca. 35 Hz) angeregt werden, so dass auf dem Oszilloskop kein *stehendes* Bild entstehen konnte[1], Einzelheiten dazu finden sich in [74]. Zusätzlich trat das Problem auf, dass bei dejustierter Kathode oder dejustierter Linse die Sonde beim Durchfahren der Fokussierspannung in der x-y-Ebene stark auswanderte. Die Messkante musste dann mit Hilfe der mechanischen Verstellelemente nachgefahren werden, dann wurde die Fokussierspannung verstellt, wieder nachgefahren usw.

Bei der Justage des Strahlkopfes ergab sich das gleiche Problem: ein ständiger Wechsel zwischen Strahlkopf verstellen, Messkante nachfahren, Fokussierspannung verändern, Messkante nachfahren, war notwendig. Somit erwies sich allein schon das Fokussieren der Sonde und die Justage des Strahlkopfes als nahezu unmöglich[2].

Trotzdem wurden erste Auflösungstest-Versuche mit dem x-y-Piezo-Translator und einer gebrochenen Silizium-Kante über dem Faraday-Becher durchgeführt. Die bereits oben erwähnten Schwierigkeiten beim Justieren der Kathode und Fokussieren führten zu keinem befriedigenden Ergebnis. Die Signalanstiegszeiten von 10 % auf 90 % wurden am Oszilloskop abgelesen und entsprachen Sondendurchmessern im sub-Mikrometer-Bereich. Die erwartete Auflösung liegt jedoch im Bereich von einigen Nanometern (vgl. Kapitel 4).

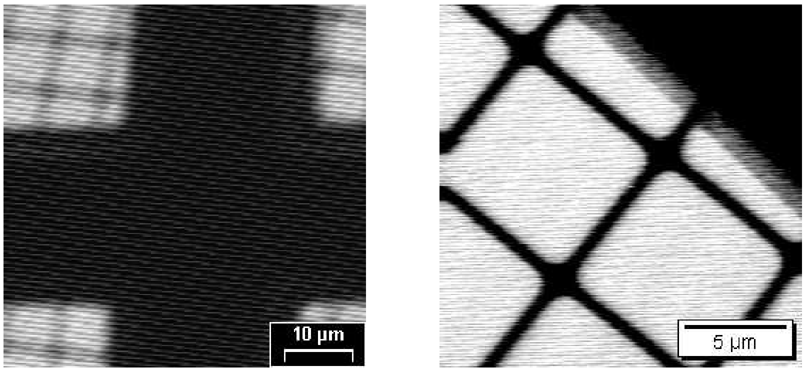
[1] Am stehenden Bild kann durch Minimieren der Anstiegszeit des S-förmigen Spannungssignals die Sonde auf die Messkante scharf gestellt werden.

[2] In der Arbeit von Fleischmann war das Auswandern in der gleichen Größenordnung wie der Sondendurchmesser selbst (einige Mikrometer) und daher nicht so störend.

6.3 Messung mit Rasterelement und Testprobe

Durch den Einbau der Rasterspulen und der Quantifoil-Testprobe konnten mit Hilfe des Bildaufnahme-Systems *ADDA II* (zweidimensionale) Bilder aufgenommen werden. Das Wandern der Sonde durch Verstellen der Fokussierspannung oder des Strahlkopfes wirkte sich nun nicht mehr negativ auf die Messung aus. Der Strahl wanderte lediglich auf eine andere Stelle der Probe, diese musste kaum noch nachgefahren werden.

Zunächst wurde festgestellt, dass die Signalkette noch zu viele Störungen enthielt, die durch bessere Erdung des gesamten Aufbaus, einfache Abschirmung des Signalkabels innerhalb und doppelte Abschirmung des Signalkabels außerhalb des Rezipienten minimiert werden konnten (vgl. Abb. 6.1 a und b).

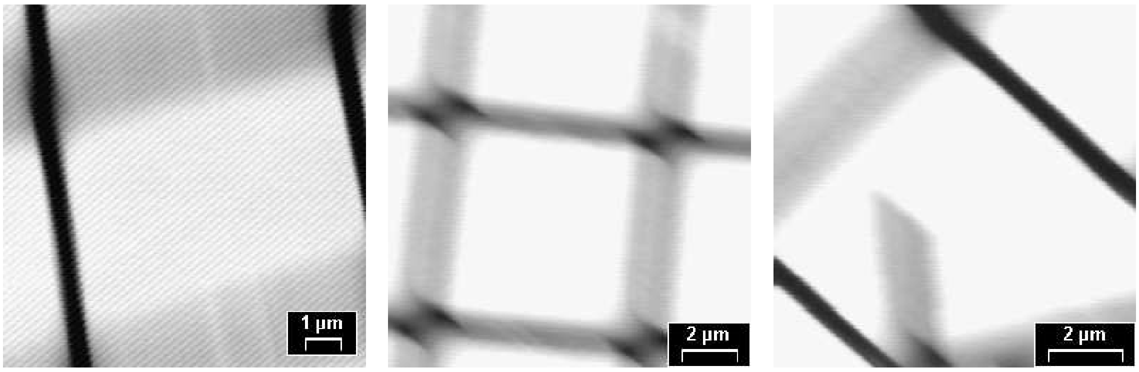


(a) Anfängliche Störungen. (b) Nach besserer Erdung.

Abb. 6.1: Erste Aufnahmen mit Sattelspule und *ADDA II*. Zu sehen ist das grobe Gitter des TEM-Netzchens (breite schwarze Stege) und die feine Gitterstruktur der Quantifoil-Testprobe.

Bei höherer Vergrößerung wiesen die Aufnahmen der Testprobe einen sehr großen Astigmatismus auf, der die Messung sinnvoller Auflösungswerte zunächst zunichte machte. Abb. 6.2 illustriert den Astigmatismus deutlich. In Abb. 6.2 a passte die Richtung der beiden aufeinander senkrechten astigmatischen Strichfoki zufälligerweise recht gut zum Gitter der Quantifoil-Testprobe, so dass die senkrechten Gitterstege scharf, die waagerechten extrem unscharf abgebildet werden konnten und umgekehrt. Nach einem Linsenwechsel, wobei die wesentlichen optischen Eigenschaften der Linse gleich blieben, konnte weder auf die waagerechten noch auf die senkrechten Stege scharf gestellt werden (Abb. 6.2 b), da die Strichfoki um ca. 45° dazu verdreht waren . Die Richtung des Astigmatismus hatte sich offensichtlich geändert. Die Probe enthielt aber einen Bereich, in dem das Gitter durchgebrochen und umgeklappt war, so dass wieder auf eine Stegrichtung scharf gestellt werden konnte (Abb. 6.2 c).

Zudem konnte durch *Wobbeln*[3] der Fokussierspannung die Kathode auf die optische Achse der Linse justiert werden. So konnte ausgeschlossen werden, dass der Astigmatismus durch eine Dejustage der Kathode verursacht wurde. Zusätzliche Simulationen zur Kathodendejustage (Kap. 4.4) bestätigten, dass eine Dezentrierung der Kathode im möglichen Bereich von ca. 1 mm den beobachteten Astigmatismus nicht erklären konnte.



(a) Scharf gestellt auf senkrechte Gitterstege.

(b) Stege nicht parallel zur astigmatischen Sonde.

(c) Gitterstege parallel zur astigmatischen Sonde.

Abb. 6.2: Astigmatische Aufnahmen der Quantifoil-Testprobe.

6.3.1 Ursachensuche — Astigmatismus

Dejustage der Linse

Um die Ursache des Astigmatismus aufzudecken, wurde mehrmals die Justage der Linse überprüft und die Linse neu justiert. Zur Vereinfachung der Justage unter dem Lichtmikroskop, wurde statt der Mittelelektrode mit einer Bohrung von 400 μm eine Blende mit einer Bohrung von 300 μm eingesetzt. So konnte durch Verfahren des

[3] Periodisches Variieren der Fokussierspannung durch Addition einer sinusförmigen Wechselspannung, auch *Wobbeln* genannt.

Fokus — während der Justage unter dem Messmikroskop — die Mittelelektrode genauer auf ihren Sitz überprüft werden. Wiederum konnten zusätzliche Simulationen (Kap. 4.4) und der Vergleich mit den gemessenen Dejustagewerten (ca. 5 μm) den beobachteten Astigmatismus nicht erklären.

Asymmetrien der flachen Aperturblende

Als nächste Quelle für den Astigmatismus wurde die erste Linsenelektrode, die gleichzeitig als Strahl begrenzende Aperturblende dient, in Betracht gezogen. Üblicherweise befinden sich Aperturblenden in Elektronenmikroskopen im feldfreien Raum, weil bei voller Ausleuchtung einer Blende im Linsenfeld zusätzliche Aberrationen auftreten können. Zudem können sich Unrundheiten oder Aufladungen am Blendenrand viel stärker bemerkbar machen. Bohrungen und Bohrungsränder[4] kommerzieller Blenden sind oft nicht rotationssymmetrisch [81] oder es befinden sich Ablagerungen innerhalb der Bohrung (oftmals auch im Lichtmikroskop nur schwer zu erkennen), wodurch sich die Bohrung asymmetrisch aufladen kann [82].

Betrachtet man das Potential $\Phi(r, z, \varphi)$ einer elektrostatischen Rundlinse als Entwicklung des Potentials $\phi(z)$ entlang der z-Achse, unter der Berücksichtigung einer kleinen Störung der Symmetrie, so ergeben sich zwei zueinander senkrechte Quadrupol-Anteile $\epsilon_1(z)$ und $\epsilon_2(z)$, die einen parasitären Astigmatismus beschreiben [22]:

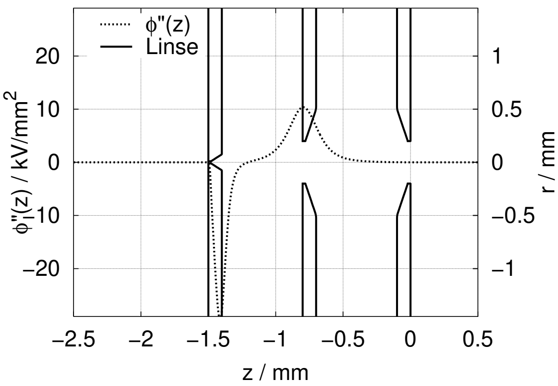
$$\Phi(x, y, z) = \Phi(r, z, \varphi) = \phi(z) - \frac{r^2}{4}\,\phi''(z)\{1 + \epsilon_1(z)\cos 2\varphi + \epsilon_2(z)\sin 2\varphi\} + O(r^4) \quad (6.1)$$

Da diese Terme mit der zweiten Ableitung des Potentials multipliziert werden, ist die Größe $\phi''(z)$ maßgeblich für einen eventuell auftretenden Astigmatismus verantwortlich. In Abb. 6.3 a ist $\phi''(z)$ für die bisher verwendete Linse mit flacher Aperturblende aufgetragen (Blendendicke $t = 100\,\mu$m) und zur Verdeutlichung ebenfalls die Berandung der Linsengeometrie eingezeichnet.

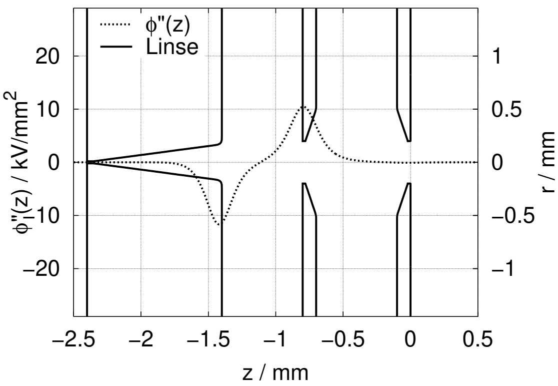
Die zweite Ableitung des elektrischen Potentials entlang der Achse $\phi''(z)$ ist direkt hinter der Aperturöffnung sehr groß, demnach hat hier eine Asymmetrie im Feld deutlich stärkere Auswirkungen auf den Quadrupol-Term. Ersetzt man die erste Linsenelektrode durch eine dicke Hutblende[5] ($t = 1\,$mm), so fällt das elektrische Feld bereits innerhalb der langen Hutblende ab und die zweite Ableitung des Potentials wird kleiner (Abb. 6.3 b). Befindet sich die Aperturblende also im feldfreien

[4] Wülste an den Bohrungsrändern, englisch *rollover*.

[5] Wie sie bereits im Hochstrom-System verwendet wurde, dort allerdings als Mittelelektrode.



(a) flache Aperturblende



(b) Hutblende

Abb. 6.3: Zweifache Ableitung des elektrischen Potentials $\phi''(z)$ und die dazugehörende Linsenberandung. Die Öffnung der Aperturblende erscheint aufgrund der kleinen Bohrung ($r_0 = 10\,\mu$m) fast geschlossen.

Raum, so wirken sich Asymmetrien weniger auf die Sonde aus. Die experimentelle Umsetzung, also ein Ersetzen der flachen Aperturblende durch eine 1 mm dicke Hutblende, brachte leider keine Verbesserung. Möglicherweise wurde durch den langen Bohrungskanal der Hutblende, der sich wiederum asymmetrisch aufladen kann, der Astigmatismus sogar größer, so dass eine eventuelle Reduzierung durch den Umbau überdeckt wurde. Da die Hutblende in der Handhabung[6] etwas kompliziert war, wurde sie nach dem Test wieder durch die flache Blende ersetzt.

Um Asymmetrien in den Bohrungen, Bohrungskanälen und Bohrungsrändern auszuschließen, wäre der Einsatz von Dünnschichtblenden sinnvoll [82], was aber aus Zeitgründen nicht möglich war (dazu hätte das Prinzip des Linsenaufbaus geändert werden müssen). Die bislang verwendeten Blenden sind zwar bereits relativ dünn (100-200 μm), aber bei kleinen Bohrungen von 20 μm ergibt sich dennoch ein relativ langer Bohrungskanal von ca. 20 μm, in dem sich Verunreinigungen oder Ablagerungen (Späne vom Bohren) festsetzen können, um so einen Astigmatismus zu verursachen. Dünnschichtblenden haben keinen Wulst am Rand der Bohrung, der ungleichmäßig dick sein kann, keinen nennenswerten Bohrungskanal (Blendendicke 0.5 μm) und reinigen sich selber durch die Erwärmung im Elektronenstrahl. Das

[6] Die 1 mm dicke Hutblende musste ebenfalls mit einer 100 μm dicken Titan-Klammer gehalten werden, was sich als schwieriger erwies als bei einer flachen Blende von 100 μm Dicke.

trifft zumindest für eine voll ausgeleuchtete Aperturblende zu.

Magnetische Streufelder

Restmagnetisierungen des verwendeten Edelstahls können Streufelder verursachen, die den Elektronenstrahl beeinflussen und zum beobachteten Astigmatismus beitragen (statische Felder). Da nicht garantiert werden konnte, dass der verwendete Edelstahl absolut unmagnetisch ist, wurden alle Metallteile inkl. Schrauben, die sich im Umkreis von 20 mm zur optischen Achse befanden, durch Titan ersetzt, vgl. auch Abb. 5.13, anfangs bestanden Linsenhalterung, Strahlführungsrohr, Probentisch, Faraday-Becher und Schrauben (nicht eingezeichnet) aus Edelstahl. Dadurch wurde der Astigmatismus jedoch nicht verkleinert.

Außerdem strahlen Störquellen wie die Ionenzerstäuberpumpe, Transformatoren, Netzteile, o.ä. statische und dynamische magnetische oder elektromagnetische Felder ab, die sich sowohl in einem Astigmatismus als auch in einem Brumm auf dem Bild bemerkbar machen können. Eine zweiteilige Abschirmung aus geglühtem Mumetall®[7] wurde um Strahlkopf, Strahlführungsrohr und Linse herum eingebaut, um äußere statische magnetische Streufelder und elektromagnetische Wechselfelder abzuschirmen (siehe Abb. 5.13). Leider brachte diese Maßnahme weder eine sichtbare Verbesserung des Astigmatismus noch eine Verminderung des elektrischen Brumm.

Isolatordesign

Da zunächst die Glimmer-Scheibchen, so wie sie vorhanden waren, eingesetzt wurden, war zwar der Kriechweg ausreichend das Aspekt-Verhältnis jedoch klein. Da ein Wert von 1.7 als zu niedrig erschien, wurde das Aspekt-Verhältnis auf 6 erhöht (siehe Seite 61), indem die Glimmer-Scheibchen weiter aufgebohrt wurden. Auch diese Änderung verkleinerte den Astigmatismus nicht.

[7]Mumetall® ist ein Warenzeichen der Firma Vakuumschmelze, Hanau.

Änderung des Strahlführungsrohrs

Im ursprünglichen Design des Strahlführungsrohrs verließ der Elektronenstrahl den Extraktor mit einer sehr großen Apertur, um erst vor der Linse begrenzt zu werden. Dabei traf ein Großteil der Elektronen gegen das Strahlführungsrohr (Abb. 6.4 links). Aus der Arbeit von Anger et al. [83] geht hervor, dass sich alle Materialien — auch Metalle — unter Elektronenbeschuss mehr oder weniger aufladen, so dass ein direkter Elektronenbeschuss eigentlich vermieden werden sollte. In der Studie wurden Blenden aus verschiedenen Materialien in einen Elektronenstrahl gebracht und die Ablenkung des Strahls durch Aufladungen am Blendenrand gemessen. Die geringste Aufladung bzw. Ablenkung zeigte Kohlenstoff, obwohl er relativ schlecht leitet.

Deshalb wurden in dieser Arbeit zwei Maßnahmen zur Verringerung von Elektronenbeschuss und Aufladung ergriffen: Auf das Strahlführungsrohr wurde ein Deckel mit einer Bohrung von 1 mm gesetzt, welcher den Strahl so begrenzte, dass der unabgelenkte Strahl die Rohrwände nicht mehr trifft (Abb. 6.4 rechts). Außerdem wurde das Strahlführungsrohr innen mit einer Graphit-Schicht versehen, indem eine Graphit-Stange in das Rohr fest eingepasst und dann von innen ausgebohrt wurde, bis nur noch eine dünne Wand im Strahlführungsrohr stehen blieb.

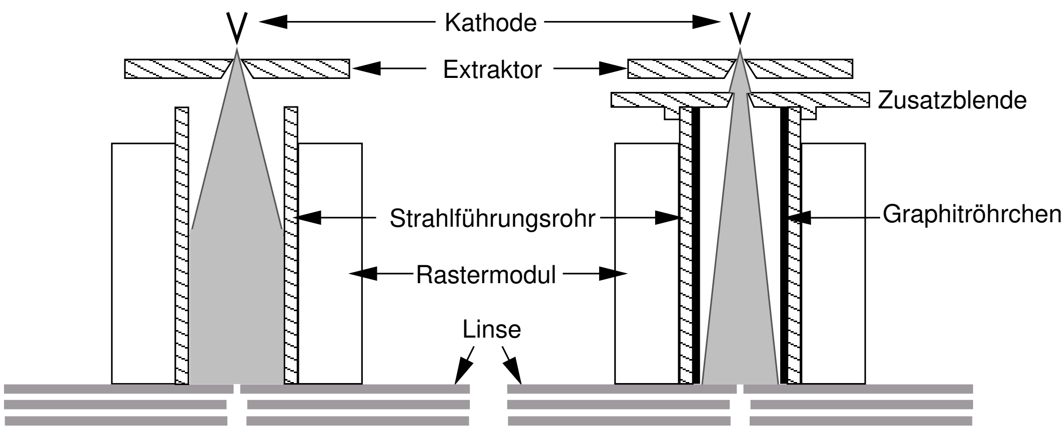
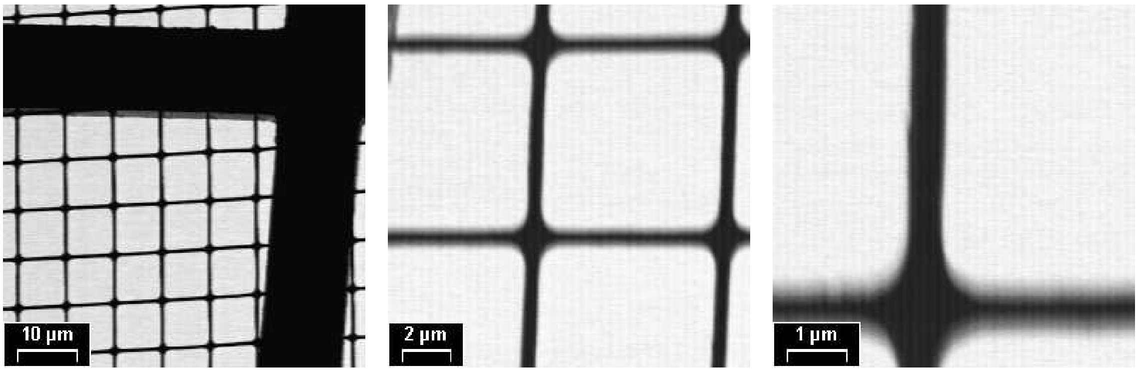


Abb. 6.4: Schematische Darstellung des Strahlengangs oberhalb der Linse vor (links) und nach der Änderung des Strahlführungsrohrs (rechts).

6.3.2 Experimentelle Ergebnisse

Die letzte Maßnahme verbesserte den Astigmatismus deutlich (Abb. 6.5 a und b). Der verbleibende Astigmatismus war jedoch immer noch so groß, dass keine Strukturen an den Rändern der Gitterstege zu sehen waren (vgl. Abb. 6.5 c mit Abb. 5.12 b).



(a) (b) (c)

Abb. 6.5: Aufnahmen der Quantifoil-Testprobe nach Umbau des Strahlführungsrohrs.

Infolgedessen musste das Messprinzip geändert werden. Statt die kleinste erkennbare Struktur zu vermessen, wurde die Testprobe zur Bestimmung des Sondendurchmessers mittels Rastern über eine Stegkante verwendet, um aus dem Intensitätsprofil (ESF) den Sondendurchmesser zu ermitteln.

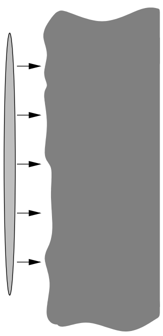
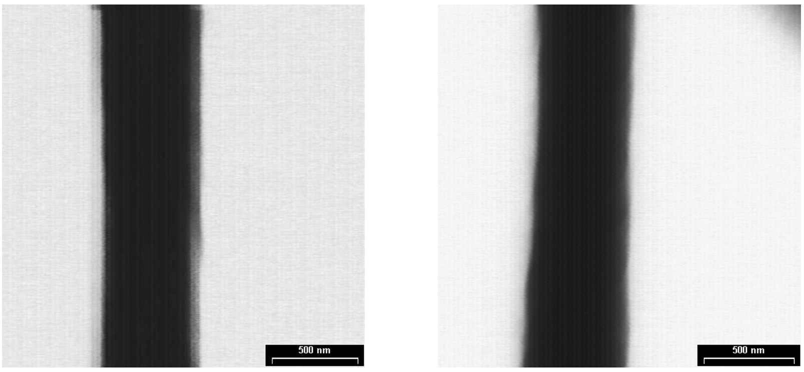


Abb. 6.6: Skizze der astigmatischen Sonde während des Rasterns über einen Steg — der Strichfokus liegt exakt parallel zum Gittersteg.

Aufgrund des Restastigmatismus wurde die Fokussierspannung wieder auf einen der beiden astigmatischen Strichfoki eingestellt, so dass das Quantifoil-Gitter senkrecht zur Rasterrichtung scharf abgebildet werden konnte. Dafür musste — um einen optimalen (minimalen) Messwert zu erhalten — die extrem elliptische Sonde genau parallel zu einem Gittersteg ausgerichtet[8] sein (Abb. 6.6). Eine Aufnahme, bei der die Ausrichtung sehr gut war, zeigt Abb. 6.7 a. Die Unregelmäßigkeit am rechten Stegrand ist ein Artefakt verursacht durch eine Einstellung der *ADDA II* Bildaufnahme-Elektronik[9].



(a) Astigmatische Sonde parallel zum Gittersteg.

(b) Astigmatische Sonde nicht parallel zum Steg.

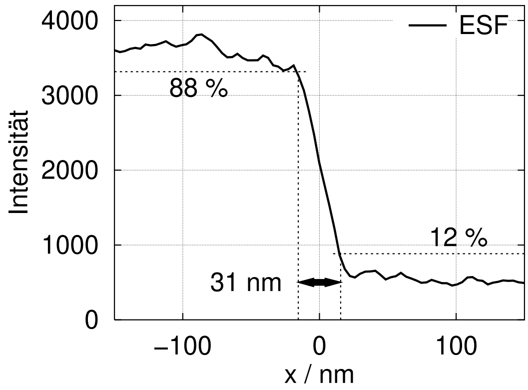
Abb. 6.7: Hoch vergrößerte Aufnahmen von Stegen der Quantifoil-Testprobe.

Aus dem Intensitätsprofil lässt sich auf verschiedene Arten der Sondendurchmesser bestimmen. Abb. 6.8 zeigt die Ergebnisse der vier in Abschnitt 5.2.1 dargestellten Methoden. War der astigmatische Strichfokus nur leicht zum Steg verdreht, wurde das Messergebnis drastisch vergrößert.

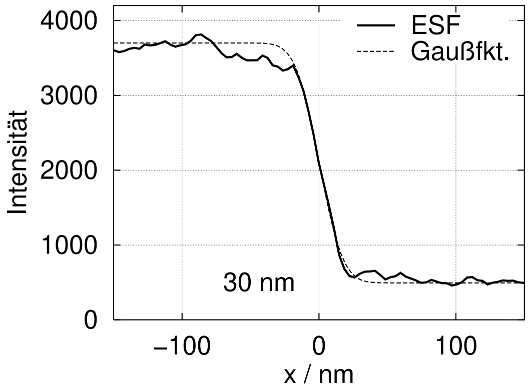
Die in Abb. 6.8 dargestellten Werte mussten noch normiert werden, so dass sich vergleichbare Werte für den gemessenen Sondendurchmesser d_p erst in Tabelle 6.1 zeigen, die — falls die Stromverteilung innerhalb der Sonde gaußförmig ist — alle das gleiche Ergebnis lieferten.

[8] Die Ausrichtung erfolge durch Aus- und wieder Einbau der Testprobe möglichst exakt parallel zur astigmatischen Sonde, was zum Teil Glückssache war.

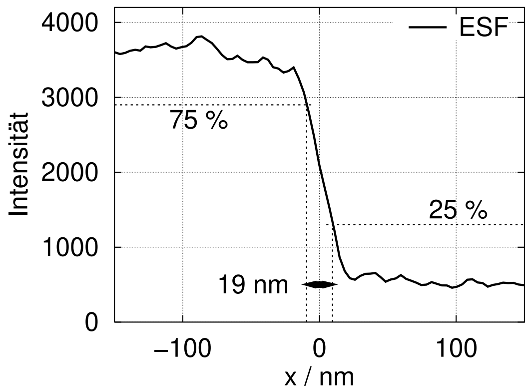
[9] Mit der Funktion "Netzsynchronisation" wurde die Phase des inhärenten elektrischen Brumms zur Zeilenfrequenz synchronisiert (Zeile beginnt immer zur gleichen Phase), so dass eine Seite des Stegs (linke Seite) sehr deutlich und störungsfrei erscheint (geeignet zum Fokussieren). Dadurch können Artefakte wie am rechten Rand auftreten.



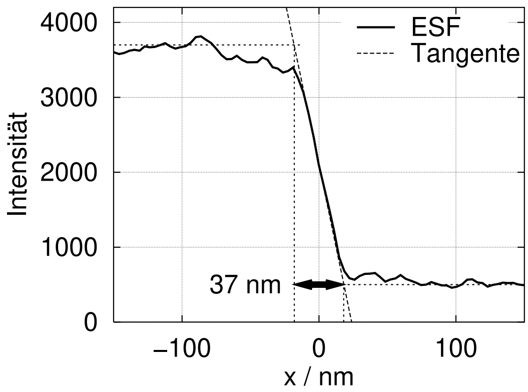
(a) 12 %-88 %-Methode



(b) Fit mit Gaußscher Fehlerfunktion



(c) 25 %-75 %-Methode



(d) Tangentenmethode

Abb. 6.8: Die verschiedenen Methoden zur Bestimmung des Sondendurchmessers aus dem Intensitätsprofil (ESF). Die Werte sind ohne Normierung nicht vergleichbar!

Methode	d_p / nm
12 %-88 %	31
25 %-75 %	$19 \cdot 1.74 = 33$
Gaußfkt.	30
Tangente	$37 \cdot 2\sqrt{\ln 2/\pi} = 36$

Tab. 6.1: Ergebnisse der verschiedenen Auswertemethoden des Intensitätsprofils entlang der Stegkante. Die Landeenergie beträgt $E_b = 1\,\text{keV}$, der Arbeitsabstand $wd = 1.5\,\text{mm}$.

6.3.3 Diskussion der experimentellen Ergebnisse

Ein Vergleich der vier Auswertemethoden zeigt, dass der Wert der Tangentenmethode am stärksten von den anderen Ergebnissen abweicht, allerdings ist bei dem vorliegenden Signalverlauf das Anlegen einer Wendetangente auch etwas willkürlich. Die anderen Ergebnisse sind innerhalb der Genauigkeit der Auswertemethode vergleichbar.

Das Messergebnis ist in Anbetracht des immer noch vorhandenen Astigmatismus gut, da eine kleine Verdrehung der Sonde zum Quantifoil-Gitter das Ergebnis sehr schnell verschlechtert. Die Aufnahme in Abb. 6.7 a lieferte einen Wert von 30 nm, Abb. 6.7 b dagegen nur 60 nm, obwohl der Schärfeeindruck beider Bilder gleich ist. Bei genauerer Betrachtung fällt in Abb. 6.7 b der etwas gewellte Stegrand auf, was darauf schließen lässt, dass die Ausrichtung der astigmatischen Sonde zum Gitter nicht perfekt war.

Das Auflösungsvermögen ist mit dieser Messmethode ohnehin durch die Kantenrauigkeit der Quantifoil-Stegkanten begrenzt. Aufgrund der sehr elliptischen (weil astigmatischen) Sonde wird immer ein großer Bereich der Kante zur gleichen Zeit abgerastert. Abb. 6.6 skizziert diesen Effekt. Da die Kantenrauigkeit im Bereich von 20 nm liegt (Abb. 5.12 c), kann kein Wert kleiner als 20 nm gemessen werden. Eine Reduktion des Astigmatismus wird somit auf jeden Fall diese Messmethode verbessern. Ist die Sonde nämlich rund, ist die Kantenrauigkeit nur in der Größenordnung des Sondendurchmessers wichtig.

Unabhängig vom Astigmatismus können weitere Faktoren die Auflösungsmessung verschlechtern. Ollmert [76] beobachtete Aufladungen und Kontaminationen der Testproben und der Silizium-Kanten im Sekundärelektronenbild (SE-Bild), die die Kante während der Messung des Sondendurchmessers unregelmäßiger bzw. rauer erscheinen lassen. SE-Aufnahmen der Quantifoil-Testprobe im REM zeigten ebenfalls Aufladungen auf den Stegen, die in Transmission natürlich nicht zu sehen waren.

Kontaminationen sind bekannterweise im Niederspannungsbereich deutlich stärker [33], so dass auch hier Kontaminationseffekte das Messergebnis zusätzlich verschlechtert haben können. Die Experimente wurden zwar komplett im Ultrahochvakuum durchgeführt, allerdings ist im UHV die Kontaminationsrate ähnlich hoch (wie im Hochvakuum), da sie stärker durch Oberflächendiffusion [33] als durch direkte Molekülablagerungen aus dem Vakuum bestimmt wird.

Bei Variation der Elektronenenergie wurde zudem eine Veränderung des Astigmatismus beobachtet, so dass die Parallelität zwischen Sonde und Gitter nicht mehr gewährleistet war. Aufgrund der vielen aufgezählten Unsicherheiten erschien es nicht sinnvoll, Messreihen in Abhängigkeit von Elektronenenergie oder Arbeitsabstand aufzunehmen.

Es sei noch einmal daran erinnert, dass Auflösungsmessungen an hochauflösenden Rasterelektronenmikroskopen üblicherweise anhand von Gold-auf-Kohlenstoff Testproben durchgeführt werden (siehe Abschnitt 5.2.2). Die damit erreichten Auflösungswerte sind häufig wesentlich kleiner, als die mit einer Messkante bestimmten Sondendurchmesser. In [76] wurden bis zu sieben mal größere Werte mittels Intensitätsprofil über eine Messkante gemessen. Ein eindrucksvolles Beispiel für dieses Phänomen liefert Abb. 5.12 c. Kleinste erkennbare Strukturen und Abstände liegen im Bereich von 15 nm, eine Bestimmung der Auflösung (des Sondendurchmessers) mittels eines Intensitätsprofils ergab einen Wert von lediglich 45 nm.

Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde eine miniaturisierte elektrostatische Linse auf der Basis von konventionellen elektronenmikroskopischen Blenden erstmals für Hochauflösungsanwendungen aufgebaut und getestet. Es konnte gezeigt werden, dass solche Elektronenlinsen aus Platin-Blenden geeignet sind, um eine niederenergetische Elektronensonde mit hoher Auflösung zu erzeugen, wenn die Blendendicke hinreichend gering ist.

Die miniaturisierte Elektronenoptik besteht aus einem Schottky-Emitter mit integrierter Extraktionsanode und einer elektrostatischen Linse zusammengesetzt aus drei flachen Blenden. Die Höhe des Systems beträgt von der Spitze des Emitters bis zur Unterseite der Linse 22 mm, wobei die Dicke der eigentlichen Linse lediglich knapp 2 mm beträgt. Der Abstand zwischen Kathode und Linse wurde relativ groß gewählt, um einerseits eine verkleinernde Abbildung der Elektronenquelle zu erhalten und um andererseits Platz für Ablenkelemente zu haben. Durch systematische Variation geometrischer Parameter wie Blendenabstände und Bohrungsdurchmesser wurde die Linse rechnerisch optimiert. Theoretisch wurde im Beschleunigungsmodus (Mittelelektrode auf hohem Potential) ein Sondendurchmesser von 4.5 nm bei einer Strahlenergie E_b von 1 keV und einem Arbeitsabstand wd von 1 mm erreicht, im Verzögerungsmodus (Mittelelektrode auf niedrigem Potential) ein Wert von 7.2 nm. Der Probenstrom wurde zu 160 pA abgeschätzt, bei einer angenommen Raumwinkelemission des Emitters von 0.2 mA/sr.

Der prinzipielle Aufbau der Linse wurde von der Hochstrom-Sonde [14–16] übernommen. Mit einem eigens für diese Arbeit entwickelten einstufigen magnetischen Rasterelement [74] wurde der Elektronenstrahl über eine stellenweise transparente Testprobe gerastert. Der transmittierte Strom wurde in einem Faraday-Becher gemessen, elektronisch verstärkt und als Schattenbild mit einem kommerziellen Bildaufnahme-System sichtbar gemacht. Da der experimentelle Aufbau so einfach wie möglich gehalten werden sollte und der zur Verfügung stehende Platz sehr eingeschränkt war, wurde auf den Einbau eines Stigmators verzichtet. Die ersten aufgenommenen

Bilder waren sehr astigmatisch, was auf eine Aufladung des Strahlführungsrohres zurückgeführt werden konnte. Durch Aufbringen einer Kohlenstoff-Schicht auf der Innenwand konnte der Astigmatismus deutlich reduziert werden. Durch den immer noch vorhandenen Restastigmatismus konnte keine Auflösungsmessung mittels Bestimmung der kleinsten erkennbaren Struktur durchgeführt werden. Statt dessen wurde die astigmatische Sonde möglichst parallel zu einem Gittersteg der Testprobe positioniert und darüber gerastert. Aus dem Intensitätsprofil senkrecht zum Steg konnte ein minimaler Sondendurchmesser von 30 nm bei $E_b = 1\,\text{keV}$ und $wd = 1\,\text{mm}$ (Verzögerungsmodus) bestimmt werden. In Anbetracht dessen, dass keine — wie in kommerziellen Elektronenmikroskopen üblich — elektrischen oder magnetischen Justierelemente und Stigmatoren verwendet wurden, ist ein Sondendurchmesser von 30 nm als Erfolg zu betrachten.

Um den theoretisch vorhergesagten Sondendurchmesser zu erreichen, muss der Restastigmatismus beseitigt werden: Die Justage von miniaturisierten Linsen ist nicht trivial, da die Toleranzen mit skalieren. Eine Modifikation des mechanischen Konzeptes kann die Justage der elektronenoptischen Elemente zueinander verbessern. Der Einbau einer separaten Aperturblende im feldfreien Raum vermindert den Einfluss von Aufladungen am Blendenrand, im Bohrungskanal oder Asymmetrien der Bohrung selber. Zudem ist die Integration der Aperturblende in die Objektivlinse elektronenoptisch nicht unkritisch, da durch die vollständige Ausleuchtung der Linsenelektrode Aberrationen höherer Ordnung auftreten können, die in der Simulation nicht berücksichtigt wurden. Zudem sollte ein Stigmator in keinem elektronenoptischen System fehlen, der Einbau wäre in diesem aus Platzgründen jedoch sehr aufwändig gewesen.

Bislang konnte keine der anderen Arbeitsgruppen, die miniaturisierte elektrostatische Linsensysteme untersuchten, einen Sondendurchmesser oder einen Auflösungswert im einstelligen Nanometer-Bereich erreichen. Der kleinste gemessene Wert betrug 10 nm [3], unter Verwendung eines Stigmators und mit besseren Justagemöglichkeiten. Andere erreichten zum Teil nur deutlich größere Werte aufgrund von experimentellen Schwierigkeiten. Viele anfangs Erfolg versprechende Projekte auf der Basis von Silizium-Mikromechanik wurden deshalb nicht weiterverfolgt.

Zur Verwirklichung einer kompletten elektronenoptischen Säule bedarf es i. d. R. einer Kondensor- und Objektivlinse, Ablenkelementen zur Justage und zum Rastern des Elektronenstrahls, eines Stigmators, eines Detektors und einer separaten Aperturblende. Ein solches System basierend auf konventionellen Platin-Blenden wurde in unserer Arbeitsgruppe berechnet und aufgebaut. Erste Erfolg versprechende Messungen wurden durchgeführt [65, 84].

Symbole und Abkürzungen

Liste der verwendeten Symbole

a	Dicke der Silizium-Schicht
a'	Hilfslänge
α_b	bildseitige Apertur
α_{bf}	bildseitige Apertur bei festem Aperturradius r_0
α_o	objektseitige Apertur
α_{opt}	optimale bildseitige Apertur
b	Bildweite
β_{Sch}	Richtstrahlwert von Schottky-Emittern
β_{th}	Richtstrahlwert von thermischen Emittern
C_{sb}	sphärischer Aberrationskoeffizient (bildseitig)
C_{cb}	chromatischer Aberrationskoeffizient (bildseitig)
d	Länge des Transparenzbereich
d_{bld}	*brightness limited diameter* (Richtstrahlwert begrenzter Durchmesser)
d_1, d_2	Elektrodenabstände
d_{c_m}	durch chromatische Aberration begrenztes Fehlerscheibchen
d_c	chromatisches Fehlerscheibchen
d_{c50}	chromatisches Fehlerscheibchen nach RPS-Algorithmus
d_c^*	chromatisches Fehlerscheibchen des skalierten Systems
d_d	Beugungsfehlerscheibchen
d_{d50}	Beugungsfehlerscheibchen nach RPS-Algorithmus
d_{dld}	*diffraction limited diameter* (beugungsbegrenzter Durchmesser)
$dI/\,d\Omega$	Raumwinkelemission
d_{KA}	Abstand zwischen Kathode und Anode (= erste Linsenelektrode)
d_{KL}	Abstand zwischen Kathode und Linse
d_o	verkleinerte virtuelle Quelle

d_{opt}	optimaler Sondendurchmesser
d_p	Sondendurchmesser
d_{p50}	Sondendurchmesser nach RPS-Algorithmus
d^*_{opt}	stark optimierter Sondendurchmesser
d_s	sphärisches Fehlerscheibchen
d_{s50}	sphärisches Fehlerscheibchen nach RPS-Algorithmus
d^*_s	sphärisches Fehlerscheibchen des skalierten Systems
d_t	laterale Strahlaufweitung
d_{virt}	Durchmesser der virtuellen Quelle
δ_c	durch chromatische Aberration begrenzte Auflösung
δ_s	durch sphärische Aberration begrenzte Auflösung
D	Abstand aus der Tangentenmethode
ΔE	Energiebreite der Elektronenquelle
$\Delta\phi$	Schwankungsbreite der Strahlspannung
e	Elementarladung
ϵ_1, ϵ_2	Quadrupolanteile
E_b	Strahlenergie der Elektronen / Landeenergie
f_b	bildseitige Brennweite
f^*_b	skalierte bildseitige Brennweite
ϕ_b	Potential in der Bildebene (Potential der letzten Linsenelektrode)
ϕ_{ex}	Extraktorpotential
ϕ_{fok}	Potential der Mittelelektrode
ϕ_m	maximales Potential auf der Achse
ϕ_o	Potential in der Objektebene (Potential der ersten Linsenelektrode)
$\phi(z)$	elektrostatisches Potential entlang der z-Achse
$\phi'(z)$	elektrische Feldstärke (einfache Ableitung des Potentials nach z)
$\phi''(z)$	zweifache Ableitung des Potentials nach z
$\|\phi'\|$	Betrag der elektrischen Feldstärke
$\|\phi'\|_{mz}$	maximale elektrische Feldstärke auf der Achse
$\|\phi'\|_m$	maximale elektrische Feldstärke zwischen den Elektroden
$\|\phi'\|_{12}, \|\phi'\|_{23}$	maximale Feldstärke zwischen Elektrode 1 und 2 bzw. 2 und 3
$\Phi(x, y, z)$	elektrostatisches Potential im Raum
$g(x)$	normierte Gaußfunktion
I	Intensität nach Durchqueren einer Schicht
I_b	Strahlstrom
I_h	Heizstrom der Kathode
I_p	Sondenstrom

I_0	ursprüngliche Intensität (des Elektronenstrahls)
$j(x)$	Stromdichte
k	Skalierungsfaktor
λ_b.	De-Broglie-Wellenlänge (bildseitig)
M	Lateralvergrößerung
M_α.	Angularvergrößerung
μ/ρ.	Massenschwächungskoeffizient
o	Objektweite
r_p.	Sondenradius ($= d_p/2$)
$r_\alpha(z)$.	Fundamentalbahn mit $r_\alpha(z_o) = 0$, $r'_\alpha(z_o) = 1$
$r_\gamma(z)$.	Fundamentalbahn mit $r_\gamma(z_o) = 1$, $r'_\gamma(z_o) = 0$
r_0, r_1, r_2	Elektrodenbohrungsradien
R.	Reichweite von Elektronen im Materie
ρ	Dichte
ρ_{si}	Dichte von Silizium
t.	Blendendicke
θ.	Kippwinkel der Probe
U_b	Beschleunigungsspannung
U_{ex}	Extraktionsspannung
U_{fok}	Fokussierspannung
wd	Arbeitsabstand
x	Massendicke einer Schicht
z_b.	Bildebene
z_o.	Objektebene

Liste der verwendeten Abkürzungen

BEM . . . . Boundary Element Method (Methode der Randelemente)
DUV . . . . Deep Ultra Violet Light (tief ultraviolettes Licht)
EBDW . . . . Electron Beam Direct Writing (Elektronenstrahl-Direktschreiben)
EOS . . . . Electron Optical Systems
ESF . . . . Edge Spread Function (Kantenverwaschungsfunktion)
FWHM . . . . Full Width at Half Maximum (volle Halbwertsbreite)
HWHM . . . . Half Width at Half Maximum (halbe Halbwertsbreite)
MEBS . . . . Munro's Electron Beam Software
MEDOL . . . . magnetisch-elektrostatische Detektor-Objektivlinse
REM . . . . Rasterelektronenmikroskop
RPS . . . . Root-Power-Sum (Algorithmus)
SE . . . . Sekundärelektronen
TEM . . . . Transmissionselektronenmikroskop
UHV . . . . Ultrahochvakuum

Abbildungsverzeichnis

2.1 Schema der miniaturisierten Linsen für die Hochstrom-Sonde 22
2.2 Vergleich der Paraxialbahn mit exakter Elektronenbahn 24
2.3 Sondendurchmesser gegen Arbeitsabstand **Linse A** 25
2.4 Sondendurchmesser gegen Arbeitsabstand **Linse B** 25

4.1 Schema der zu optimierenden Anordnung 29
4.2 Geometrische Parameter, die variiert werden können 32
4.3 C_{sb} und C_{cb} als Funktion des Bohrungsradius 34
4.4 Beiträge zum Sondendurchmesser, $E_b = 1\,\mathrm{keV}$ 35
4.5 Elektronenoptische Größen als Funktion der Strahlenergie 37
4.6 Beiträge zum Sondendurchmesser, $E_b = 500\,\mathrm{eV}$ und $4\,\mathrm{keV}$ 38
4.7 Elektronenoptische Größen als Funktion des Arbeitsabstands 39
4.8 Dejustage der Kathode 40
4.9 Dejustage der Linsenelektroden gegeneinander 41
4.10 Ausgabe von MEBS: Dejustage der Linsenelektroden 43

5.1 Schema des Sonden formenden Systems 45
5.2 Prinzip der Messung des Sondendurchmessers 47
5.3 Stromdichte und Sondenstrom als Gauß-Funktion 48
5.4 Schema der Tangentenmethode 49
5.5 Schematischer Messaufbau mit Rastergenerator/Bildaufnahme *AD-DA II.* 51
5.6 REM Aufnahmen von gebrochenen Silizium-Kanten 52
5.7 Skizze des Transparenzbereichs und der Kantenkippung 52

5.8 REM Aufnahmen von geätzten Silizium-Kanten 53
5.9 Skizze der um den Winkel θ gekippten Kante 54
5.10 Untere Messgrenze als Funktion des Kippwinkels 55
5.11 REM Aufnahmen eines TEM-Netzchens 55
5.12 Aufnahmen der Quantifoil Testprobe im HoNi-REM 56
5.13 Querschnitt durch den UHV-Rezipienten 57
5.14 Querschnitte der beiden Linsengehäuse 58
5.15 Linsenhalterung mit eingebauter Linse 59
5.16 Querschnitt der Linse 60
5.17 Einzelne Linsenkomponenten 60
5.18 Querschnitt des Aufbaus mit Piezo-Element 62
5.19 Querschnitt des Faraday-Bechers 62
5.20 Fertiges Rastermodul 63
5.21 Blick in den Rezipienten 63
5.22 Querschnitt des Aufbaus mit Rastermodul 64

6.1 Erste Aufnahmen mit Sattelspule und *ADDA II* 68
6.2 Astigmatische Aufnahmen der Testprobe 69
6.3 Zweifache Ableitung des elektrischen Potentials $\phi''(z)$ 71
6.4 Strahlengang vor und nach der Änderung des Strahlführungsrohrs . . 73
6.5 Aufnahmen der Quantifoil-Testprobe nach dem Umbau 74
6.6 Skizze der astigmatischen Sonde 74
6.7 Hoch vergrößerte Stege der Quantifoil-Testprobe 75
6.8 Verschiedene Methoden zur Bestimmung des Sondendurchmessers . . 76

Literaturverzeichnis

[1] W. Glaser: *Grundlagen der Elektronenoptik*. Springer-Verlag, Wien, 1952.

[2] T. H. P. Chang, D. P. Kern, L. P. Muray: *Microminiaturization of electron optical systems*. J. Vac. Sci. Technol. B **8** (1990) 1698–1705.

[3] T. H. P. Chang, M. G. R. Thomson, M. L. Yu, E. Kratschmer, H. S. Kim, K. Y. Lee, S. A. Rishton, S. Zolgharnain: *Electron beam technology - SEM to microcolumn*. Microelectronic Engineering **32** (1996) 113–130.

[4] D. A. Crewe, M. M. Ruffin, A. D. Feinerman: *Initial images with a partially micromachined scanning electron microscope*. J. Vac. Sci. Technol. B **14** (1996) 3808–3812.

[5] H. Schmid, H.-W. Fink, C. Schiller, T. L. van Rooy: *Focusing properties of micron-sized immersion lenses*. Rev. Sci. Instrum. **67** (1996) 375–377.

[6] A. Zlatkin, N. García: *Low-energy (300 eV) versatile scanning electron microscope with 30 nm resolution*. Microelectronic Engineering **45** (1999) 39–46.

[7] V. T. Binh, V. Semet, D. Gulliot, P. Legagneux, D. Pribat: *Microguns with 100-V electron beams*. Applied Physics Letters **73** (1998) 2048–2050.

[8] W. Hofmann, N. C. MacDonald: *Micromachined single-crystal silicon electron lenses*. J. Vac. Sci. Technol. B **15** (1997) 2713–2717.

[9] H. S. Gross, F. E. Prins, D. P. Kern: *New method for fabrication of an array of individually controllable miniaturized electrostatic lenses*. Microelectronic Engineering **35** (1997) 469–472.

[10] T. Ichinokawa, M. Fukuoka, Y. Sakai, K. Tsunoda, J. Kirschner: *A micro scanning electron microscope in ultra high vacuum for surface microanalysis*. 13^{th} International Congress on Electron Microscopy, Paris, 1994. 59–60.

[11] I. Honjo, Y. Endo, S. Goto: *Miniature electron beam column with a silicon micro field emitter*. J. Vac. Sci. Technol. B **15** (1997) 2742–2748.

[12] J.-Y. Park, J. D. Lera, H. J. Choi, G. H. Buh, C. J. Kang, J. H. Jung, S. S. Choi, D. Jeon, Y. Kuk: *Characterization of two by two electron-beam microcolumn array aligned with field emission array*. J. Vac. Sci. Technol. B **16** (1998) 826–

828.

[13] J. M. Krans, T. L. van Rooy: *A miniature low voltage SEM with high resolution.* Micros. Microanal. **5** (1999) 322–323.

[14] F. Burstert, D. Winkler, B. Lischke: *Novel high brightness miniature electron gun for high current e-beam applications.* Microelectronic Engineering **31** (1996) 95–100.

[15] C.-D. Bubeck, A. Fleischmann, G. Knell, R. Y. Lutsch, E. Plies, D. Winkler: *Miniature electrostatic lens for generation of a low-voltage high current electron probe.* Nucl. Instr. Meth. A **427** (1999) 104–108.

[16] D. Winkler, C.-D. Bubeck, A. Fleischmann, G. Knell, Y. Lutsch, E. Plies: *Experimental evaluation of a miniature electrostatic thin-foil electron optical column for high current and low-voltage operation.* J. Vac. Sci. Technol. B **16** (1998) 3181–3184.

[17] K. Kuroda, T. Suzuki: *Analysis of acceleration lens system in field-emission scanning electron microscope.* Journal of Applied Physics **45** (1973) 1436–1441.

[18] J. E. Barth, P. Kruit: *Addition of different contributions to the charged particle probe size.* Optik **101** (1996) 101–109.

[19] C.-D. Bubeck: *Untersuchung von miniaturisierten Linsen zur Erzeugung einer niederenergetischen Hochstromelektrodensonde.* Diplomarbeit, Universität Tübingen, 1997.

[20] G. Knell: *Optimierung von magnetisch-elektrostatischen Detektor-Objektivlinsen für die Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskopie.* Dissertation, Universität Tübingen, 1999.

[21] M. Szilagyi: *Electron and Ion Optics.* Plenum Press, New York, 1988.

[22] P. W. Hawkes, E. Kasper: *Principles of Electron Optics. Vol. 1: Basic Geometrical Optics.* Academic Press, London, 1989.

[23] W. Tretner: *Existenzbereiche rotationssymmetrischer Elektronenlinsen.* Optik **16** (1959) 155–184.

[24] A. V. Crewe: *Limits of electron probe formation.* J. of Microscopy **178** (1995) 93–100.

[25] L. S. Hordon, Z. Huang, N. Maluf, R. Browning, R. F. W. Pease: *Limits of low-energy electron optics.* J. Vac. Sci. Technol. B **11** (1993) 2299–2303.

[26] H. Boersch: *Experimentelle Bestimmung der Energieverteilung in thermisch ausgelösten Elektronenstrahlen.* Zeitschrift für Physik **139** (1954) 115–146.

[27] G. H. Jansen: *Coulomb interactions in particle beams.* Academic Press, New York, 1990.

[28] J. Frosien, E. Plies, K. Anger: *Compound magnetic and electrostatic lenses for*

low-voltage applications. J. Vac. Sci. Technol. B **7** (1989) 1874–1877.

[29] J. Zach: *Design of a high-resolution low-voltage scanning electron microscope.* Optik **83** (1989) 30–40.

[30] M. G. R. Thomson: *Electron-electron scattering in microcolumns.* J. Vac. Sci. Technol. B **12** (1994) 3498–3502.

[31] P. Kruit, G. H. Jansen: *Space Charge and Statistical Coulomb Effects.* – In: J. Orloff (Hrsg.): Handbook of Charged Particle Optics, CRC Press, Boca Raton, 1997, 275–318.

[32] H. Rose, R. Spehr: *Energy broadening in high-density electron and ion beams: The Boersch effect.* Advances in Electronics and Electron Physics, Supplement **13C** (1983) 475–530.

[33] L. Reimer: *Image Formation in Low-Voltage Scanning Electron Microscopy.* SPIE Optical Engineering Press, 1993.

[34] S. M. Juma, T. Mulvey: *Miniature rotation-free magnetic electron lenses for the electron microscope.* J. Phys. E: Sci. Instrum. **11** (1978) 759–765.

[35] S. Christofides, T. Mulvey: *A high density single polepice objective lens.* Electron Microscopy **1** (1980) 70–71.

[36] A. Khursheed, J. C. Phang, J. T. L. Thong: *A portable scanning electron microscope column design based on the use of permanent magnets.* Scanning **20** (1998) 87–91.

[37] A. Delong, K. Hladil, V. Kolařík: *A low voltage transmission electron microscope.* European Microscopy and Analysis **Januar** (1994) 13–15.

[38] P. Adamec, A. Delong, B. Lencová: *Miniature magnetic electron lenses with permanent magnets.* Journal of Microscopy **179** (1995) 129–132.

[39] B. D. Terris, O. Zügler, D. Rugar: *Magnetic microlens with an atomically sharp field emitter.* J. Vac. Sci. Technol. B **11** (1993) 2315–2317.

[40] J. Picht, J. Heydenreich: *Einführung in die Elektronenmikroskopie.* VEB Verlag Technik, Berlin, 1966.

[41] M. Mankos, K. Y. Lee, L. Murray, J. Spallas, Y. Hsu, C. Stebler, W. DeVore, E. Bullock, T. H. P. Chang: *Optimization of microcolumn electron optics for high-current applications.* J. Vac. Sci. Technol. B **18** (2000) 3057–3060.

[42] J. L. Callas: *Miniature Scanning Electron Microscope for In Situ Applications.* NASA/JPL Workshop on Miniature Vacuum Pump Technology, 1999.

[43] R. Schmitt, B. Brunner, D. Winkler: *Electron-beam testing of flat panel display substrates.* Microelectronic Engineering **24** (1994) 35–42.

[44] M. A. McCord, T. H. P. Chang, D. P. Kern, J. L. Speidell: *A novel scanning tunneling microscope controlled field emission microlens electron source.* J. Vac.

Sci. Technol. B **7** (1989) 1851–1854.

[45] H. S. Kim, E. Kratschmer, M. L. Yu, M. G. R. Thomson, T. H. P. Chang: *Evaluation of Zr/O/W Schottky emitters for microcolumn application.* J. Vac. Sci. Technol. B **12** (1994) 3414–3417.

[46] H. S. Kim, M. L. Yu, M. G. R. Thomson, E. Kratschmer, T. H. P. Chang: *Peformance of Zr/O/W Schottky emitters at reduced temperatures.* J. Vac. Sci. Technol. B **15** (1997) 2284–2288.

[47] L. P. Muray, J. P. S. C. Stebler, K. Lee, M. Mankos, Y. Hsu, M. Gmur, T. H. P. Chang: *Advances in arrayed microcolumn lithography.* J. Vac. Sci. Technol. B **18** (2000) 3099–3014.

[48] W. Hoffman, L.-Y. Chen, N. C. MacDonald: *Fabrication of integrated micromachined electron guns.* J. Vac. Sci. Technl. B **13** (1995) 2701–2704.

[49] G. X. Guo, K. Tokunaga, E. Yin, F. C. Tsai, A. D. Brodie, N. W. Parker: *Use of microfabricated cold field emitters in sub-100 nm maskless lithography.* J. Vac. Sci. Technol. B **19** (2001) 862–865.

[50] M. G. R. Thomson, T. H. P. Chang: *Lens and deflector design for microcolumns.* J. Vac. Sci. Technol. B **13** (1995) 2445–2449.

[51] H. S. Gross, F. E. Prins, D. P. Kern: *Fabrication and characterisation of an array of miniaturized electrostatic multipoles.* Microelectronic Engineering **41/42** (1998) 489–492.

[52] A. D. Feinerman, D. A. Crewe, D. C. Perng, S. E. Shoaf, A. V. Crewe: *Subcentimeter micromachined electron microscope.* J. Vac. Sci. Technol. A **10** (1992) 611–616.

[53] K. H. Jackson, C. Khar-Malek, W. D. Bonivert, M. J. Hruby, J. T. Hachnan, R. A. Brennen, D. Wiberg, M. H. Hecht: *Precision manufacturing using LIGA.* 9th International Conference on Synchroton Radiation Instrumentation in Rev. Sci. Instrum. 67, Argonne, IL, 1996.

[54] L. Singleton, Y. Ansel, R. Baron, G. H. L. Marx, M. Nienhaus, F. Schmitz, G. Schönhense, A. Schmidt: *Miniaturized objective lens for a photoelectron emission microscope.* Micromachining Technology for Micro-Optics, Proc. SPIE, Vol. 4179, Santa Clara, CA, 2000.

[55] A. Fleischmann: *Untersuchung einer miniaturisierten elektrostatischen Linse zur Erzeugung einer Niedervolt-Elektronensonde.* Diplomarbeit, Universität Tübingen, 1996.

[56] J. Orloff, L. W. Swanson: *An asymmetric electrostatic lens for field-emission microprobe applications.* J. Appl. Phys. **50** (1979) 2494–2501.

[57] D. P. Kern: *Theoretische Untersuchungen an rotationssymmetrischen Strahler-*

zeugungssystemen mit Feldemissionsquelle. Dissertation, Universität Tübingen, 1978.

[58] E. Kasper: *Field electron emission systems.* Adv. Opt. Electron Microscopy **8** (1982) 207–260.

[59] P. W. Hawkes, E. Kasper: *Principles of Electron Optics. Vol. 2: Applied Geometrical Optics.* Academic Press, London, 1989.

[60] D. W. Tuggle, L. W. Swanson: *Emission characteristics of the ZrO/W thermal field electron source.* J. Vac. Sci. Technol. B **3** (1985) 220–223.

[61] E. Plies: *Electron optics of low-voltage electron beam testing and inspection. Part I: Simulation tools.* Adv. Opt. Electron Microscopy **13** (1994) 123–242.

[62] E. Kasper: *An advanced method for the direct calculation of electron optical aberration discs.* Optik **89** (1991) 23–30.

[63] *OPTICS Users Manual Version 1.4.* Munro's Electron Beam Software Ltd., November 1997.

[64] *TOLERANCE Users Manual Version 1.1.* Munro's Electron Beam Software Ltd., März 2000.

[65] S. Schubert, R. Y. Lutsch, M. Rauscher, D. Winkler, E. Plies: *A miniaturised electrostatic column for high probe currents.* Proc. of Dreiländertagung für Elektronenmikroskopie, Innsbruck, 2001.

[66] E. Kratschmer, H. S. Kim, M. G. R. Thomson, K. Y. Lee, S. A. Rishton, M. L. Yu, T. H. P. Chang: *An electron-beam microcolumn with improved resolution, beam current, and stability.* J. Vac. Sci. Technol. B **13** (1995) 2498–2503.

[67] C. Weißbäcker: *Elektrostatische Korrektur der chromatischen und sphärischen Aberration von Teilchenlinsen.* Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2001.

[68] A. Delong: *Electron sources for electron microscopes.* European Microscopy and Analysis **November** (1993) 9–11.

[69] L. W. Swanson: *Field emission source optics.* Electron Optical Systems – SEM Inc., AFM O' Hare (Chicago), Ocean City, 1984. 137–147.

[70] S. A. Rishton, S. P. Beaumont, C. D. W. Wilkinson: *Measurements of the profile of finely focused electron beams in a scanning electron microscope.* J. Phys. E: Sci. Instrum. **17** (1984) 296–303.

[71] E. Kratschmer, S. A. Rishton, D. P. Kern, T. P. H. Chang: *Quantitative analysis of resolution and stability in nanometer electron beam lithography.* J. Vac. Sci. Technol. B **6** (1988) 2074–2079.

[72] T. Chisholm: *Spot-size measurement in an electron-beam pattern generator.* J. Vac. Sci. Technol. B **6** (1988) 2066–2069.

[73] M. T. Postek, A. E. Vladár: *Image sharpness measurement in scanning electron microscopy – Part I.* Scanning **20** (1998) 1–9.

[74] M. Rauscher: *Aufbau und Erprobung einer Rastereinheit zur Bestimmung der Auflösung eines miniaturisierten elektrostatischen Linsensystems.* Diplomarbeit, Universität Tübingen, 2001.

[75] V. Drexel: *Ein Kantendetektor für die automatische Fokussierung und Justierung von Elektronensonden.* Diplomarbeit, Universität Tübingen, 1988.

[76] N. Ollmert: *Bestimmung der Ortsauflösung im Rasterelektronenmikroskop.* Diplomarbeit, Universität Tübingen, 1995.

[77] L. Katz, A. S. Penfold: *Range-energy relations for electrons and the determination of beta-ray end-point energies by absorption.* Reviews of Modern Physics **24** (1952) 29–44.

[78] A. S. Pillai, R. Hackam: *Surface flashover of solid dielectric in vacuum.* J. Appl. Phys. **53** (1982) 2983–2987.

[79] J. P. Shannon, S. F. Philp, J. G. Trump: *Insulation of high voltage across solid insulators in vacuum.* J. Vac. Sci. Technol. **2** (1965) 234–239.

[80] M. von Ardenne: *Tabellen zur angewandten Physik, Band 1: Elektronenphysik, Übermikroskopie, Ionenphysik.* VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1962.

[81] D. Tuggle. Private Mitteilung.

[82] J. Stabenow: *Herstellung dünnwandiger Objektivaperturblenden für die Elektronenmikroskopie.* Naturwissenschaften **54** (1967) 163.

[83] K. Anger, B. Lischke, M. Sturm: *Material Surfaces for Electron-Optical Equipment.* Scanning **5** (1983) 39–44.

[84] S. Schubert, R. Y. Lutsch, M. Rauscher, D. Winkler, E. Plies: *Design and simulation of a miniaturised electrostatic column for high probe current.* Recent Trends in Charged Particle Optics and Surface Physics Instrumentation, Brno, 2002.

Danksagung

An erster Stelle danke ich Herrn Prof. Dr. Erich Plies für die Überlassung der Arbeit, für die gute Betreuung und die fruchtbaren Diskussionen.

Prof. Dr. Erwin Kasper möchte ich für die zur Verfügung gestellte Software danken.

Allen Mitarbeitern (und ehemaligen Mitarbeitern) der Arbeitsgruppe — besonders Jan Bärtle, Armin Huber, Martin Kienle, Stefan Steinbrecher und Stefan Schubert — danke ich für die freundliche (Arbeits)Atmosphäre.

Für die tatkräftige Unterstützung und den nicht unmaßgeblichen Beitrag zum Gelingen der Bildaufnahme möchte ich mich bei meinen ehemaligen Diplomanden Michael Rauscher bedanken.

Mein besonderer Dank geht an Dr. Guido Knell, der mich nicht nur in die Untiefen der Elektronenoptik geführt hat. Jörg Neumann möchte ich außerdem für die vielen netten Gespräche danken.

Nicht zu vergessen sei ein Dank an die Mitarbeiter der mechanischen Werkstatt für den Bau so vieler kleiner Teile, was bei miniaturisierten Linsen nicht zu vermeiden war.

Der ICT GmbH danke ich für die finanzielle Unterstützung und für die zur Verfügung gestellten Geräte. Ein spezieller Dank gebührt Dr. Dieter Winkler für seine ständige Diskussionsbereitschaft.

Zu guter Letzt möchte ich meinem Freund Klaus Kölsch für sein unglaubliches Verständnis und seine aufbauende Unterstützung danken.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name:	Ramona Yvonne Lutsch
geboren am:	6. April 1971 in Ründeroth, Gemeinde Engelskirchen
Wohnort:	Provenceweg 12, 72072 Tübingen

Schulausbildung:

1981 - 1990	Dietrich-Bonhoeffer-Gymnasium Wiehl

Studium:

10/1990 - 12/1996	Studium der Physik an der Universität Siegen Abschluss: Diplom-Physikerin
04/1995 - 11/1996	Diplomarbeit unter Anleitung von Prof. M. Holder im Fachbereich Physik der Universität Siegen mit dem Thema: Untersuchung der Ortsauflösung von Proportionalröhrchen für geladene Teilchen
01/1997 - 04/1997	Wissenschaftliche Hilfskraft an der Universität Siegen

Promotion:

05/1997 - 07/2002	Wissenschaftliche Mitarbeiterin an der Eberhard-Karls-Universität Tübingen im Institut für Angewandte Physik, Promotion mit dem Thema: Miniaturisierte elektrostatische Linsen aus konventionellen Blenden für die hochauflösende Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskopie

Beruf:

seit 08/2002	Angestellte bei der Robert Bosch GmbH in Reutlingen

Meine akademischen Lehrer waren die Professoren:

Siegen: Prof. Dr. F. Bopp, Prof. Dr. S. Brandt, Prof. Dr. W. von Bühnau, Prof. Dr. H. D. Dahmen, Prof. Dr. T. Fließbach, Prof. Dr. C. Grupen, Prof. Dr. H. Haeuseler, Prof. Dr. W. Hein, Prof. Dr. W. Heinrich, Prof. Dr. M. Holder, Prof. Dr. V. Klotz, Prof. Dr. A.-S. Marculescu, Prof. Dr. W. Schempp, Prof. Dr. D. Schiller, Prof. Dr. M. Simon, Prof. Dr. H.-O. Tittel, Prof. Dr. A. H. Walenta, Prof. Dr. G. Zech

Tübingen: Prof. Dr. E. Kasper, Prof. Dr. D. Kern, Prof. Dr. E. Plies