

Bestimmung der
lateralen Ausdehnung
der Elektronendiffusionswolke der rückgestreuten Elektronen

Bastian Aisenbrey

Diplomarbeit im Fach Physik
Physikalisches Institut der
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster
Januar 2003

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Grundlagen	3
1.1 Elastische Streuung	3
1.1.1 Rutherfordstreuung	3
1.1.2 Mott-Streuung	5
1.2 Unelastische Streuung	5
1.3 Continuous Slowing Down Approximation	7
1.4 Die Diffusionswolke	8
1.4.1 Eindringtiefe	10
1.4.2 Austrittstiefe	11
1.4.3 Laterale Ausdehnung	13
1.5 Monte Carlo Simulation	15
1.5.1 Berechnungen der Monte Carlo Simulation	15
1.5.2 Erweiterung der Software	19
2 Aufbau	20
2.1 Aufbau des Rasterelektronenmikroskopes	20
2.2 Toroidales Sektorfeldspektrometer	22
2.3 Strahlstromkorrektur	23

2.3.1	Zusammenhang zwischen Richtstrahlwert, Energiebreite und Temperatur der Kathode	23
2.3.2	Die kalte Feldemissionskathode	24
2.3.3	Schaltung zur Normierung des Detektorsignals	26
2.3.4	Ergebnisse der Korrektur von Strahlschwankungen	27
2.4	Bildreihen	30
2.4.1	Steuerung des Spektrometers und des SEMs	30
2.4.2	Feedbackverfahren zur Helligkeitsregulierung	32
2.5	Versuchsanordnung zur Bestimmung der lateralen Ausdehnung	35
2.5.1	Versuchsanordnungen	35
2.5.2	Charakterisierung der Probe	35
3	Auswertung	38
3.1	Linescans	38
3.1.1	Linescans der Monte Carlo Simulation	39
3.1.2	Gemessene Linescans	41
3.1.3	Vergleich der simulierten und gemessenen Linescans	43
3.2	Zusammenhang zwischen lateraler Ausdehnung und Energie der rückgestreuten Elektronen	43
3.3	Zusammenhang zwischen Halbwertsbreite und Primärenergie	46
3.4	Vergleich zwischen lateraler Ausdehnung und Austrittstiefe der Elektronen	47
	Literaturverzeichnis	51

Einleitung

Die Idee zum Aufbau eines Rasterelektronenmikroskopes (engl. Scanning Electron Microscope SEM) gab es schon seit den dreißiger Jahren des letzten Jahrhunderts. Die ersten kommerziell erhältlichen Geräte wurden in den sechziger Jahren gebaut, seitdem wurden die Geräte laufend weiterentwickelt. Die Entwicklung von Feld- und Schottky-Emissions-Kathoden ermöglichte es, auch im Niederspannungsbereich hohe Strahlströme zu fokussieren und somit das Auflösungsvermögen zu steigern. Mit einer Vielfalt von Detektoren können zahlreiche unterschiedliche Informationen über die Probe gewonnen werden. Je nachdem ob Sekundärelektronen, Röntgenquanten oder rückgestreute Elektronen (engl. Backscattered Electrons BSE) betrachtet werden, erhält man Bilder, deren Kontrast Auskunft über z.B. die Topographie, das Material oder die Kristallausrichtung geben.

In dieser Arbeit wird ein BSE-Detektor mit vorgeschaltetem toroidalen elektrostatischen Spektrometer verwendet. Mit dieser Anordnung ist es möglich, rückgestreute Elektronen in Abhängigkeit von ihrer Energie zu detektieren. In Publikationen von Hoffmeister [7] und Schlichting [21] wird gezeigt, wie damit die Schichtdicke eines Materials auf einem Substrat bestimmt werden kann. Das Wechselwirkungsvolumen der Elektronen im Festkörper wird als Diffusionswolke bezeichnet. In Experimenten wurde gezeigt, daß rückgestreute Elektronen mit bestimmten Energieverlust bevorzugt Bildinformation bestimmter Tiefenschichten liefern [14, 15].

Aufnahmen mit energieselektierten BSE zeigen Bilder aus dem Inneren der Probe, die allerdings von der Struktur der darüber liegenden Schicht überlagert werden. Die Auflösung einer solchen Aufnahme wird auch durch die laterale Ausdehnung der Diffusionswolke, in der die Wechselwirkungen stattgefunden haben, begrenzt. Ziel

dieser Arbeit ist es, weitere Aussagen zu machen, aus welchem lateralen Bereich die Bildinformation der rückgestreuten Elektronen stammt. Hierzu werden Linescans an einer Stufe, welche die Diffusionswolke teilweise abdeckt, analysiert.

Des Weiteren wurde der Aufbau der Versuchsanordnung optimiert, um zum einen rauschärmere Bilder aufnehmen zu können (Korrektur von Strahlstromschwankungen in Kapitel 2.3), und zum anderen um die Aufnahme von Bildreihen zu automatisieren (Kapitel 2.4). Dadurch besteht die Möglichkeit Bildreihen mit vielen Aufnahmen mit unterschiedlichen Energien der BSE in den PC einzulesen. Es wäre denkbar, diese Bilder elektronisch zu verarbeiten um z.B. bei der Abbildung tiefer Schichten den Einfluß der oberen Schichten, durch die die Elektronen auf jeden Fall hindurch müssen, rechnerisch wieder auszugleichen.

Kapitel 1

Grundlagen

1.1 Elastische Streuung

Elektronen können am Coulombfeld der Atomkerne gestreut werden. Aufgrund der großen Masse der Atomkerne im Vergleich zu den Elektronen liegt der Energieverlust im Bereich von meV und ist daher vernachlässigbar. Diese Wechselwirkung wird als elastische Streuung bezeichnet.

1.1.1 Rutherfordstreuung

In erster Näherung kann die elastische Streuung als Wechselwirkung eines strukturlosen Teilchens ohne Spin mit einem Zentralfeld $V(r)$ beschrieben werden. Der dazugehörige Hamiltonoperator lautet

$$H = \frac{p^2}{2m} + V. \quad (1.1)$$

Gesucht sind die stationären Lösungen einer Wellenfunktion $\psi(r)$, die die Schrödingergleichung erfüllen. Unter Berücksichtigung der Randbedingungen erhält man als asymptotische Lösung für große Abstände vom Streuzentrum

$$\psi(r) = e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r}. \quad (1.2)$$

Der erste Term beschreibt die einlaufende ebene Welle. Der zweite Term beschreibt eine auslaufende Kugelwelle, wobei der Faktor $f(\theta)$ die Streuamplitude ist, welche

die „Richtungsmodulierung“ der auslaufenden Kugelwelle beschreibt. Der Streuwinkel θ gibt den Winkel zwischen ursprünglicher und neuer Teilchenbahn an.

In experimentellen Streuexperimenten kann der einfallende Teilchenstrom in ein Raumwinkelement gemessen werden. Die auf den einfallenden Strom normierte Zählrate ergibt sich zu [3]

$$d\sigma = |f(\theta)|^2 d\Omega. \quad (1.3)$$

Der auftretende differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ist ein Maß der Wahrscheinlichkeit für die Streuung in einen bestimmten Raumwinkelbereich $d\Omega$. Unter Verwendung eines Coulombpotentials $V(r) = -\frac{e^2 Z}{4\pi\epsilon_0 r}$ erhält man in Bornscher Näherung die Rutherford'schen Wirkungsquerschnitte

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{e^4 Z^2}{4(4\pi\epsilon_0)^2 m_0^2 v^2 \sin^4(\frac{\theta}{2})}. \quad (1.4)$$

Das in das Streuzentrum einlaufende Elektron hat die Ruhemasse m_0 und die Geschwindigkeit v . Z ist die Ordnungszahl des Atoms, an dem das Elektron mit der Elementarladung e gestreut wird.

Für $\theta \rightarrow 0$ tritt in diesem Ausdruck eine Singularität auf. Endliche Werte für Streuwinkel $\theta \rightarrow 0$ treten auf, wenn beim Ansatz des Zentralpotentials berücksichtigt wird, daß das Coulombfeld der Atomkerne durch die negative Elektronenhülle abgeschirmt wird. Im Wentzel-Modell wird die Abschirmung durch einen exponentiell abfallenden Faktor im Coulombpotential beschrieben,

$$V(r) = -\frac{e^2 Z}{4\pi\epsilon_0 r} \exp(-\frac{r}{R}). \quad (1.5)$$

Der Abschirmradius ist $R = a_H Z^{\frac{1}{3}}$ mit dem Bohrschen Atomradius $a_H = 0.0529\text{nm}$. Die Wentzel-Methode führt zu differentiellen Wirkungsquerschnitten, welche keine Singularität mehr für $\theta \rightarrow 0$ aufweisen. Mit der Bornschen Näherung für kleine Winkel ergibt sich [11]

$$\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} = \frac{\xi}{(1 - \cos\Theta + 2\alpha)^2}, \quad (1.6)$$

$$\text{mit } \xi = 5.21 \cdot 10^{-21} \frac{Z^2}{(E[\text{keV}])^2} \quad \text{in } \frac{\text{cm}}{\text{sr}}, \quad \alpha = 0.0034 \frac{Z^{\frac{2}{3}}}{E[\text{keV}]}.$$

Mit Hilfe der Hartree-Fock Methode können genauere Aussagen über die Verteilung der Raumladungsdichte gemacht werden. Allerdings kann damit keine analytische Lösung mehr bestimmt werden.

1.1.2 Mott-Streuung

In Streuexperimenten wird bei niedrigen Primärenergien und hohen Kernladungszahlen Z der Streuzentren ein oszillierendes Verhalten der Wirkungsquerschnitte beobachtet, welches von den Rutherford'schen Streuquerschnitten abweicht. Der Gründe hierfür sind, daß die Schrödinger Gleichung keine relativistische Effekte berücksichtigt, sowie die Verwendung der 1. Bornschen Näherung. Abbildung 1.1 zeigt ein Diagramm numerisch berechneter Mott-Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit des Streuwinkels Θ . Diese können durch einen Ansatz, der invariant bezüglich einer Lorentztransformation ist, berechnet werden. In der Literatur wurden numerisch berechnete Wirkungsquerschnitte in tabellierter Form zusammengestellt [16].

Wie die Abbildungen 1.1 und 1.2 zeigen, sind die Abweichungen von den Rutherford'schen Wirkungsquerschnitten insbesondere bei geringen Energien der Primärelektronen, sowie großen Kernladungszahlen der Streuzentren, nicht mehr zu vernachlässigen.

1.2 Unelastische Streuung

Unelastische Streuung tritt bei Anregung der Elektronen im Festkörper auf. Es findet hierbei eine Winkelablenkung der Primärelektronen statt, welche mit einem Energieverlust ΔE verbunden ist. Die wichtigsten Anregungsprozesse sind:

- Die Anregung von Plasmonen, d.h. kollektiven Schwingungen der Ladungsdichteverteilung mit $\Delta E = 5 - 30 eV$.
- Anregung von Inter- und Intrabandelektronen mit $\Delta E \leq 30 eV$.
- Compton-Streuung, d.h. die Anregung von quasifreien Einzelektronen mit $\Delta E \leq \frac{1}{2} E_0$.

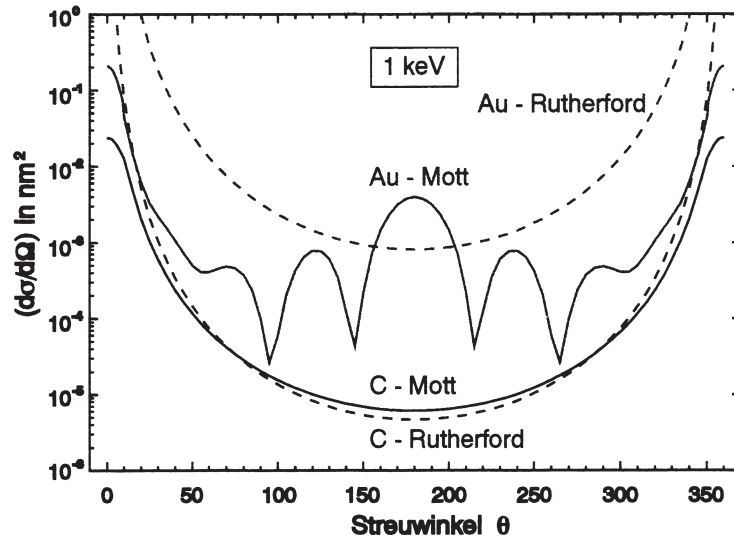


Abbildung 1.1: Vergleich zwischen Mott- und Rutherford-Wirkungsquerschnitten für Kohlenstoff und Gold bei einer Primärenergie von 1 keV. Die Mott-Querschnitte stammen aus den Tabellen von [16].

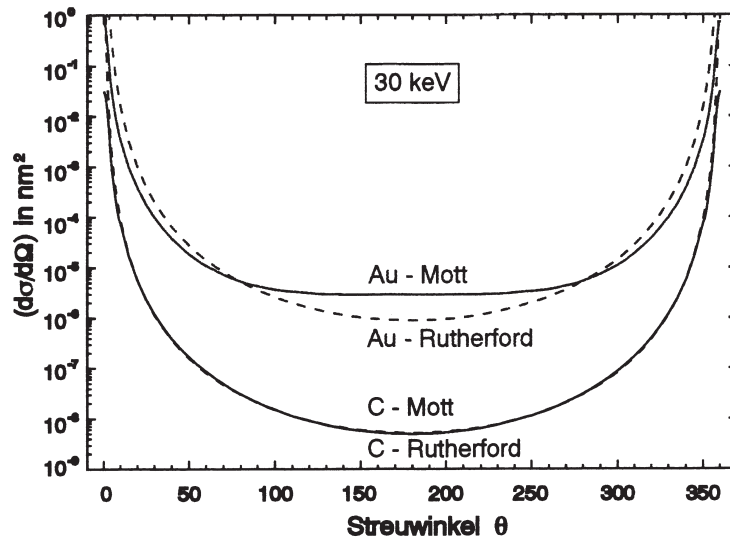


Abbildung 1.2: Mott und Rutherford Wirkungsquerschnitte für Kohlenstoff und Gold bei einer Primärenergie von 30 keV. [16]

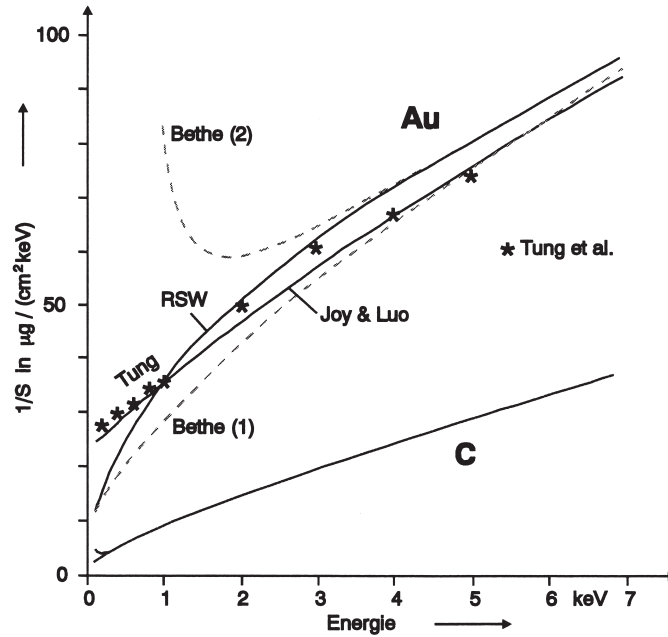


Abbildung 1.3: Verschiedene Näherungen ([13, 8, 24]) für das Bremsvermögen von Gold und Kohlenstoff.

- Inner-Schalen Anregung der K,L,M... Schalen.

Experimentell sind diese Prozesse in Energieverlust-Spektren (EELS) zu beobachten. Die Streuwinkel der inelastischen Streuprozesse sind dabei im allgemeinen wesentlich kleiner als bei elastischen Prozessen.

1.3 Continuous Slowing Down Approximation

Da der Energieverlust pro inelastischem Streuprozess im allgemeinen klein ist im Vergleich zur Primärenergie, kann der Abbremsvorgang als kontinuierlich genähert werden. In der Continuous Slowing Down Approximation (CSDA) wird daher das von Bethe [2] eingeführte Bremsvermögen S_B verwendet, welches den mittleren Energieverlust pro Wegeinheit angibt

$$S_B = \left| \frac{dE_m}{ds} \right| = \frac{2\pi e^4 N_A}{(4\pi\epsilon_0)^2 A E} \sum_{nl} f_{nl} \ln\left(\frac{E}{E_{nl}}\right), \quad (1.7)$$

mit N_A der Avagadrozahl, der relativen Atommasse A und den Ionisierungsenergien E_{nl} der Unterschalen nl . Der Term f_{nl} beschreibt Oszillatorenstärken. Bei hohen Energien E , der Elektronen, die abgebremst werden, ist ein Näherungsausdruck für Gleichung (1.7) gebräuchlich

$$S_B = \left| \frac{dE_m}{ds} \right| = \frac{2\pi e^4 N_A Z}{(4\pi\epsilon_0)^2 A E} \ln\left(1.166 \frac{E}{J}\right), \quad (1.8)$$

mit dem mittleren Ionisationspotential J .

Für niedrige Energien ist diese Näherung unphysikalisch, da das so bestimmte Bremsvermögen zu klein ist. Insbesondere für $1.166 \frac{E}{J} < 1$ wird das Bremsvermögen negativ und das Elektron würde an Energie gewinnen. Der Näherungsterm wird daher von Rao-Sahib und Wittry durch einen Korrekturterm für kleine Energien erweitert:

$$\begin{aligned} S_B &= \left| \frac{dE_m}{ds} \right| = 7,85 \cdot 10^{-2} \frac{Z}{AE} \ln\left(\frac{1,166E}{J}\right) & \text{für } \frac{E}{J} \geq 6.4 \\ S_B &= \left| \frac{dE_m}{ds} \right| = 6.24 \cdot 10^{-2} \frac{Z}{A\sqrt{E}J} & \text{für } \frac{E}{J} < 6.4. \end{aligned} \quad (1.9)$$

Das mittlere Ionisationspotential wird genähert mit [1]

$$\begin{aligned} J[\text{eV}] &= 9,76Z + 58,5Z^{-0.19} & \text{für } Z \geq 13 \\ J[\text{eV}] &= 11,5Z & \text{für } Z < 13. \end{aligned} \quad (1.10)$$

Im Programm Mocasin [17], mit dem alle Monte Carlo Simulationen dieser Arbeit durchgeführt werden, wird dieser Ansatz zur Berechnung des Bremsvermögens verwendet.

1.4 Die Diffusionswolke

Beim Eindringen der Primärelektronen in den Festkörper findet Vielfachstreuung statt, die einen Energieverlust und Richtungsänderungen verursacht. Die Form der so entstehenden Diffusionswolken kann qualitativ durch Monte Carlo Simulation der Trajektorien betrachtet werden. Abbildung 1.4 zeigt die Trajektorien von je 200 Elektronen, die in Gold, Kupfer und Silizium mit einer Primärenergie von 30 keV eindringen. Die Längenskalen sind mit der Bethe-Reichweite der Elektronen im

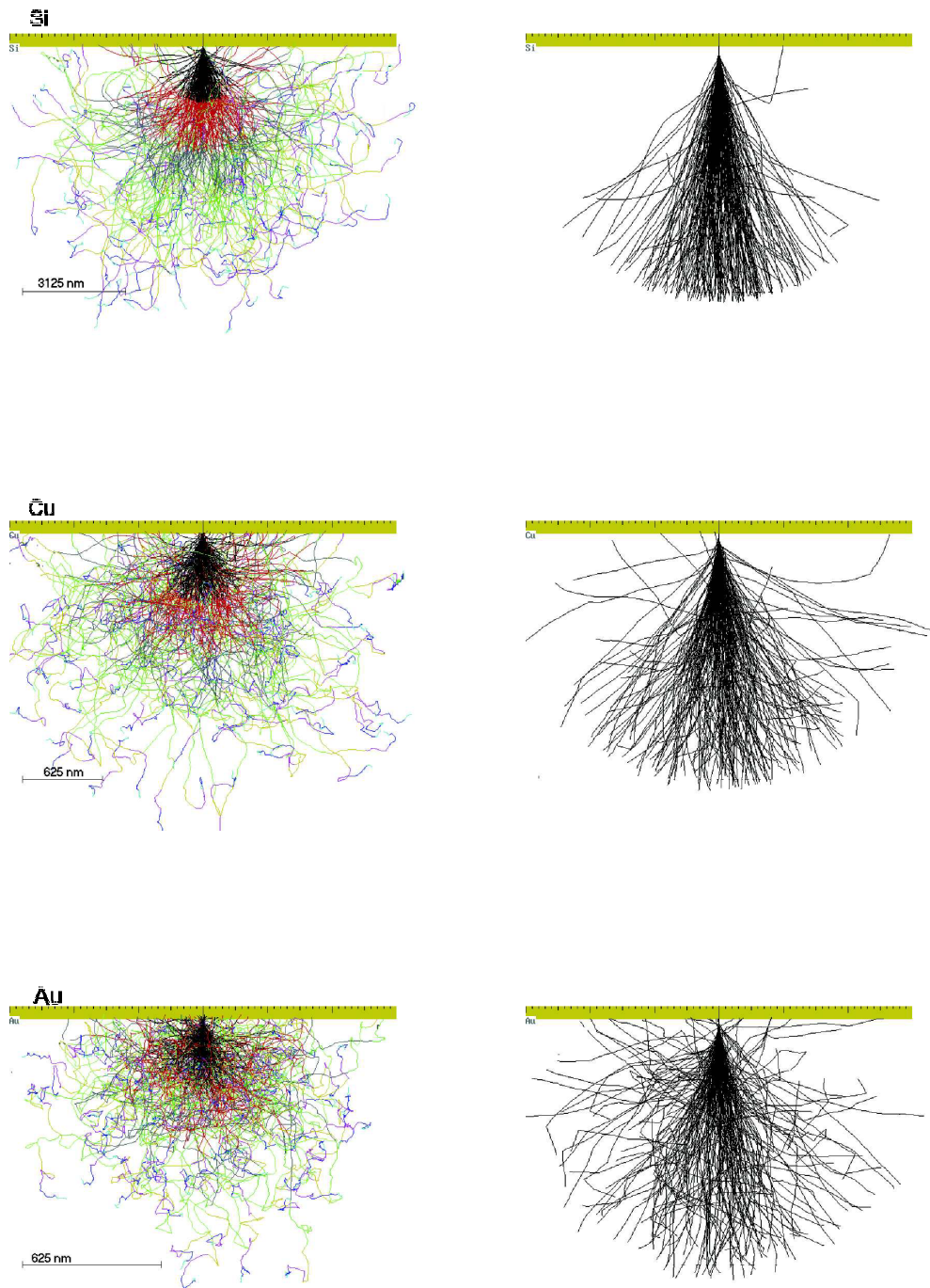


Abbildung 1.4: Monte Carlo Simulation mit 200 Trajektorien in Gold, Kupfer und Silizium. Die Primärenergie beträgt 30 keV. Die Trajektorien sind in Abhängigkeit von der Energie der Elektronen gefärbt. Rechts ist der Teil der Trajektorien, bei dem die Energie noch größer als 28 keV ist, vergrößert dargestellt.

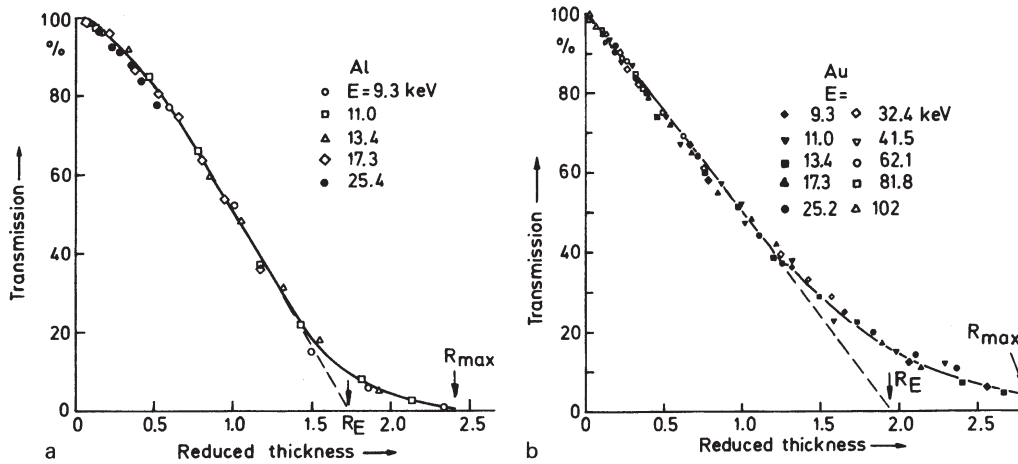


Abbildung 1.5: Transmissionskoeffizient $T(x)$ als Funktion der Massendicke. [4]

jeweiligen Material normiert. Auffallend ist die größere Aufweitung des Elektronenstrahles bei schwereren Elementen, welche aus den größeren elastischen Wirkungsquerschnitten (siehe Abbildung 1.1) resultiert.

1.4.1 Eindringtiefe

Die Eindringtiefe der Primärelektronen in das Probenmaterial kann zum Beispiel durch Transmissionsmessungen dünner Schichten bestimmt werden. Die Transmission $T(x)$ ist der Anteil der transmittierten Elektronen bezogen auf die Menge der Primärelektronen, die eine Schicht mit der Massendicke $x = \rho t$ durchdringen können. Hierbei ist t die Schichtdicke und ρ die spezifische Masse.

In Abbildung 1.5 ist die Transmission gegen die reduzierte Massendicke $\frac{x}{x_0}$ aufgetragen. Dabei ist x_0 die Massendicke bei einer Transmission von 50%. Dadurch werden Diagramme zu verschiedenen Primärenergien so skaliert, daß sie dieselbe Ausgleichskurve aufweisen.

Diagramme der Transmission als Funktion der Massendicke zeigen zunächst einen linearen Zusammenhang für dünne Proben. Mit zunehmender Dicke verlangsamt sich die Absorption und die Transmission sinkt asymptotisch gegen 0. Insbesondere bei Materialien mit hoher Kernladungszahl Z gibt es einen ausgeprägten nichtlinearen

Abfall am Ende der Kurve.

In der Literatur werden daher verschiedene Definitionen für die Eindringtiefe verwendet.

- Maximale Elektronenreichweite R_{max} . Dies ist die Weglänge, bei der die Transmission $T(x)$ Null wird. Da die Transmission sich asymptotisch gegen Null nähert, erfordert die experimentelle Bestimmung eine hohe Meßgenauigkeit. Die Schichtdicke des Testpräparats muß in kleinen Schritten variiert werden.
- Extrapolierung des linearen Teils der Transmissionskurver $T(x)$ führt zur Reichweite R_E . Der Unterschied zwischen R_{max} und R_E kann dabei relativ groß sein.
- Bethe-Reichweite R_B : Numerische Integration des Bremsvermögens R_B über den Weg ergibt die Bethe-Reichweite. Die Bethe-Reichweite ist ein theoretisch berechneter Wert. In der Regel ist R_B größer als R_{max} , da die Bethe-Reichweite die gesamte Länge der Trajektorien angibt, während R_{max} die Eindringtiefe angibt, welche durch zahlreiche Streuvorgänge geringer ist als die Trajektorienlänge.

Experimentelle Untersuchungen ergeben einen Zusammenhang der Form

$$R_E = aE^b \quad (1.11)$$

der extrapolierten Reichweite in Abhängigkeit von der Primärenergie E in keV. Die Massendicke R ist in $\frac{\mu g}{cm^2}$ angegeben. Die Elektronenreichweite in nm erhält man durch Division mit der Dichte in $\frac{g}{cm^3}$ und Multiplikation mit dem Faktor 10. Für den Faktor a wurden Werte zwischen 7 und 14 ermittelt und b liegt im Bereich zwischen 1,3 und 1,7. Eine Zusammenfassung der experimentell bestimmten Reichweitenbeziehungen wurde in [23] zusammengestellt.

1.4.2 Austrittstiefe

Die Austrittstiefe gibt an, wie tief die Primärelektronen in den Festkörper eindringen sein können, bevor sie die Probe wieder durch ihre Oberfläche verlassen. Das Prinzip der Messung von Austrittstiefen beruht auf dem Anstieg des Rückstreu-Koeffizienten η bei größer werdender Kernladungszahl Z des Probenmaterials (siehe

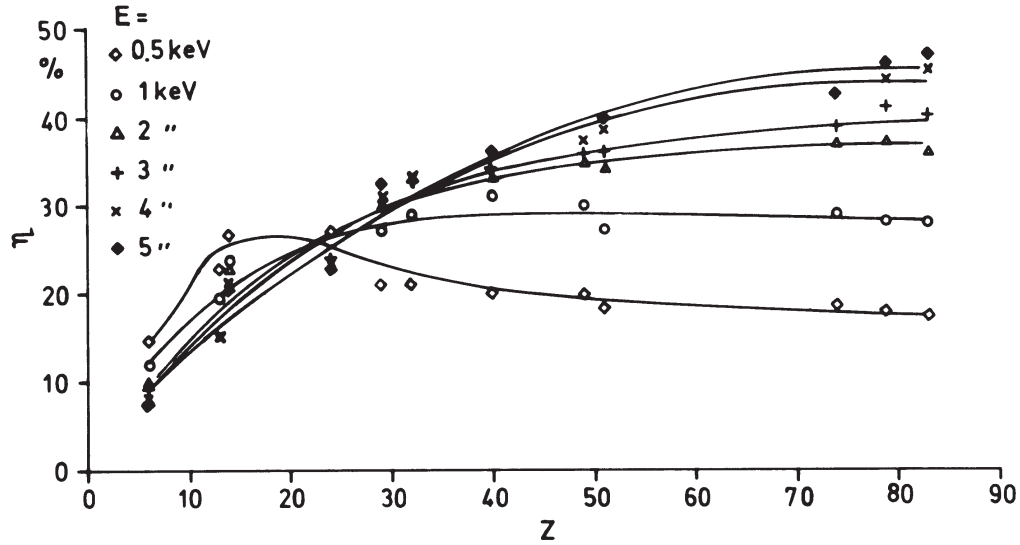


Abbildung 1.6: Abhängigkeit des Rückstreukoeffizienten η von der Kernladungszahl und der Primärenergie. [19]

Abbildung 1.6). Zur experimentellen Bestimmung der Austrittstiefe kann eine Probe aus zwei Schichten zweier Materialien mit unterschiedlichen Rückstreukoeffizienten η verwendet werden. Wenn das schwerere Material oben liegt, mißt man ab welcher Schichtdicke der Rückstreukoeffizient abfällt, da die Elektronen im leichteren Material mit geringerem η „geschluckt“ werden. Da die Rückstreukoeffizienten sich bei geringen Primärelektronenenergien weniger unterscheiden, ist die Genauigkeit dieser Methode begrenzt. Als Ergebnis erhält man für Elemente mit niedriger Ordnungszahl [5]

$$T_E \approx 0.3R \quad (1.12)$$

und für Elemente mit höherer Ordnungszahl

$$T_E \approx 0.5R. \quad (1.13)$$

In [4] wird eine allgemeine Formel für Primärenergien zwischen 10 und 100 keV angegeben

$$T_E = 28 \cdot \frac{E^{1,54}}{\rho} \quad (1.14)$$

Für Energien in keV und Dichten in $\frac{g}{cm^3}$ erhält man die Reichweite in nm.

Je geringer die Energie der rückgestreuten Elektronen ist, desto tiefer sind diese im allgemeinen in den Festkörper eingedrungen. Wenn die rückgestreuten Elektronen spektroskopiert werden, erhält man Bilder, welche bevorzugt Information aus bestimmten Tiefenschichten beinhalten [14, 15].

1.4.3 Laterale Ausdehnung

Rückgestreute Elektronen erreichen beim Verlassen des Festkörpers auch laterale Abstände vom Auftreffort des Primärstrahles. Der Primärelektronenstrahl weitet sich beim Eindringen in den Festkörper auf. Eine Aussage über diese Aufweitung kann durch die Analyse von Linescans energiegefilterter Rückstreuelektronen gemacht werden. Hierbei wird gemessen, ob weniger rückgestreute Elektronen aus dem Festkörper austreten können, da die Diffusionswolke von der Stufe abgedeckt wird. Wenn aus diesen Linescans auf die Ausdehnung der Diffusionswolke geschlossen werden soll, dann muß beachtet werden, daß nur die rückgestreuten Elektronen gezählt werden, also nur der Teil der Diffusionswolke, der zur Abbildung beiträgt.

Des weiteren muß berücksichtigt werden, daß die experimentell bestimmten Linescans noch mit einem gaußförmigen Strahlprofil gefaltet sind, da der Strahldurchmesser der Elektronensonde eine endliche Größe hat.

Abbildung 1.7 verdeutlicht das Prinzip der Messung

- (a) Links der Stufe bildet sich die übliche Diffusionswolke aus. Der Rückstreu-
koeffizient verhält sich wie in Abbildung 1.6.
- (b) Sobald die Diffusionswolke unter die Stufe gerät treten weniger rückge-
streute Elektronen aus, da sie unter der Stufe absorbiert werden.
- (c) Sobald Elektronen der Diffusionswolke an der Stufe austreten können er-
reichen mehr rückgestreute Elektronen den Detektor, da ein Teil der Diffusi-
onswolke freiliegt.

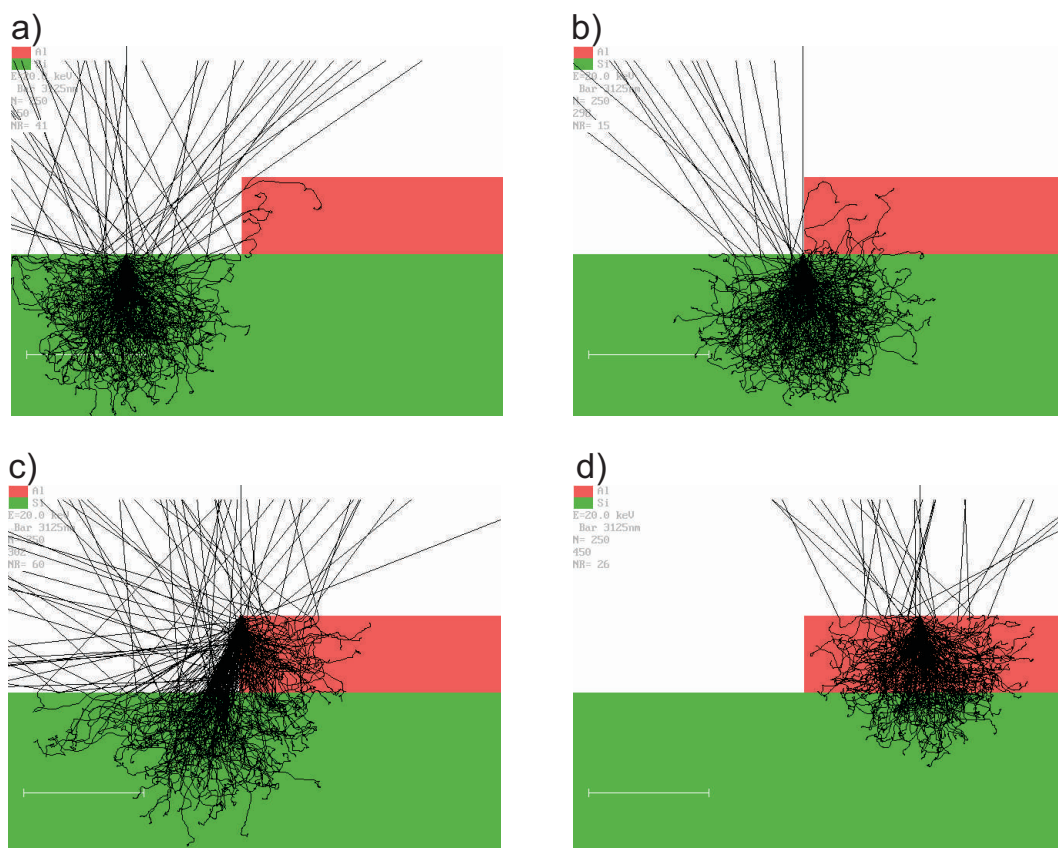


Abbildung 1.7: Monte Carlo Simulation der Diffusionswolken an einer Stufe.

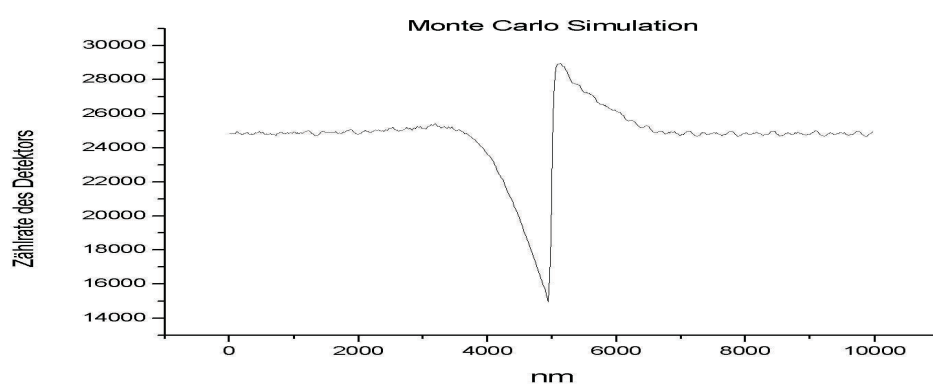


Abbildung 1.8: Linescan der rückgestreuten Elektronen an einer Stufe. Der Festkörper und die Stufe sind aus Silizium. Als Primärenergie wurde 15 keV gewählt.

- (d) Bei hinreichend großem Abstand von der Stufe, können keine zusätzliche Elektronen der Diffusionswolke mehr austreten. Der Rückstreukoeffizient nimmt wieder analog zu (a) die normalen Werte an.

In [10] wurden Stufen bei unterschiedlichen Primärenergien betrachtet. In dieser Arbeit soll der Signalverlauf zusätzlich in Abhängigkeit von der detektierten Energie der rückgestreuten Elektronen betrachtet werden. Es ist zu erwarten, daß der Austrittsort der rückgestreuten Elektronen im allgemeinen umso weiter vom Eintrittsort des Primärstrahles entfernt ist, je mehr Energie die rückgestreuten Elektronen im Festkörper verloren haben.

1.5 Monte Carlo Simulation

Mit der Monte Carlo Simulation werden die Bahnen vieler Elektronen in Materie simuliert. Zufallszahlen entscheiden über das Auftreten von Wechselwirkungsprozessen und deren Folgen. Die Trajektorien der Simulation unterscheiden sich von denen aus dem Experiment. Erst aus dem statistischen Verhalten vieler Trajektorien können sinnvolle Aussagen über den Ausgang eines realen Experimentes gemacht werden. Um eine ausreichende Genauigkeit zu erzielen, sind hierbei je nach Aufgabe zum Beispiel $10^3 - 10^6$ Trajektorien erforderlich.

Ein Vorteil der Monte Carlo Simulation ist, daß auch Größen, die nicht direkt durch ein Experiment zu ermitteln sind, bestimmt werden können.

1.5.1 Berechnungen der Monte Carlo Simulation

Der Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung nach der Bornschen Näherung für kleine Winkel wurde in Gleichung (1.6) hergeleitet. Den totalen Wirkungsquerschnitt erhält man durch Integration des differentiellen Wirkungsquerschnittes über den gesamten Raum

$$\sigma_{tot} = \int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega = \frac{\pi\xi}{\alpha(\alpha+1)}. \quad (1.15)$$

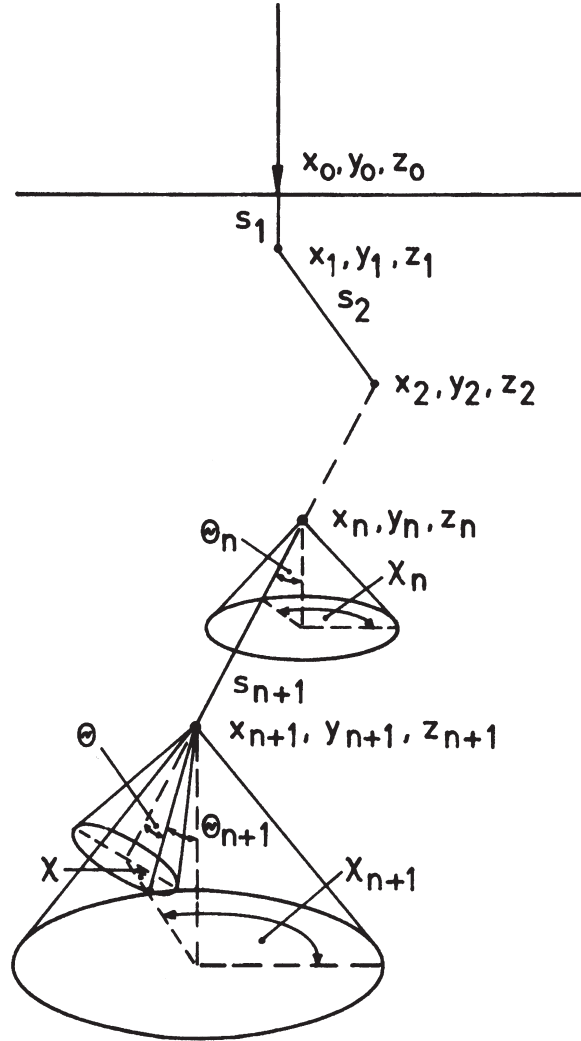


Abbildung 1.9: Die Trajektorien werden bei der Monte Carlo Simulation schrittweise berechnet. Der nächste Punkt einer Trajektorie ergibt sich aus dem Streuwinkel Θ_n , dem azimuthalen Winkel χ_n und der freien Weglänge s_n . [18, 17]

Mit der normierten Verteilungsfunktion kann die Wahrscheinlichkeit $R(\Theta)$ für einen Streuwinkel kleiner Θ angegeben werden:

$$R(\Theta) = \frac{\int_0^\Theta \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} d\Omega}{\int_0^\pi \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} d\Omega} = \frac{1}{\sigma_{tot}} \int_0^\Theta \frac{d\sigma_{el}}{d\Omega} d\Omega = \frac{2\pi\xi}{\sigma_{tot}} \left(\frac{1}{2\alpha} - \frac{1}{1 - \cos\Theta + 2\alpha} \right). \quad (1.16)$$

Wenn in diese Funktion nun auftretende Streuwinkel eingesetzt werden, so erhält man zufällig eine Zahl zwischen 0 und 1. Umgekehrt kann $R(\Theta)$ nach Θ aufgelöst werden und man erhält, mit Gleichung (1.15), zufällige Streuwinkel mit der richtigen Verteilung

$$\cos\Theta = 1 - \frac{2\alpha R}{1 + \alpha - R}. \quad (1.17)$$

Analog hierzu kann auch die freie Weglänge zwischen zwei Streuprozessen bestimmt werden. Für die mittlere freie Weglänge zwischen zwei Streuprozessen gilt:

$$\Lambda = \frac{1}{N\sigma_{tot}}, \quad (1.18)$$

wobei N die Anzahl der Atome pro Volumen und σ_{tot} der totale Wirkungsquerschnitt ist.

Die Wahrscheinlichkeit, daß nach Zurücklegen der Weglänge s noch kein Wechselwirkungsprozess eingetreten ist, fällt exponentiell:

$$p(s) = \exp\left(-\frac{s}{\Lambda}\right). \quad (1.19)$$

Nun kann analog zu Gleichung (1.16) eine normierte Verteilungsfunktion bestimmt werden, die die Wahrscheinlichkeit für freie Weglängen, die kleiner als s sind, angibt:

$$P(s) = 1 - \exp\left(-\frac{s}{\Lambda}\right) = R. \quad (1.20)$$

Umgestellt nach $s(R)$ kann die freie Weglänge durch Einsetzen von Zufallszahlen für R gewählt werden:

$$s(R) = -\Lambda \ln R. \quad (1.21)$$

In der Simulation werden die freien Weglängen für Groß- und Kleinwinkelstreuung getrennt voneinander betrachtet. Der Grund hierfür ist, daß mehrfache Streuung um

kleine Winkel nach dem Lewis-Ansatz [9] zusammengefasst werden kann. Bei einem einfachen Streuvorgang verteilt sich die Intensität I_0 folgendermaßen:

$$I_1(\Theta) = I_0 N \sigma t \left(\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = I_0 \frac{t}{\Lambda} S_1(\Theta) d\Omega. \quad (1.22)$$

Die Anzahl der Atome pro Volumeneinheit beträgt $N = \frac{N_A \rho}{A}$. Die Dicke des Streuobjektes ist t , und die mittlere freie Weglänge ist $\Lambda = \frac{1}{N\sigma}$.

Bei zweifacher Streuung kann $S_2(\Theta)$ durch eine Faltung $S_2(\Theta) = S_1(\Theta) \otimes S_1(\Theta)$ berechnet werden, welche durch

$$f(\Theta) \otimes g(\Theta) = \int \int f(\Theta') g(\Theta - \Theta') d^2 \Theta' \quad (1.23)$$

definiert ist. Für N Kleinwinkelstreuungen folgt dann

$$S_N(\Theta) = S_{N-1}(\Theta) \otimes S_1(\Theta). \quad (1.24)$$

Es werden also folgende Simulationsschritte ausgeführt:

- Elastische Kleinwinkelstreuung ($\Theta < 10^\circ$) wird nach dem Lewis-Ansatz auf den Weg zwischen zwei Großwinkelstreuungen zusammengefaßt. Die freie Weglänge zwischen zwei Großwinkelstreuungen wird nach Gleichung (1.21) berechnet.
- Der Energieverlust der Elektronen wird ausschließlich durch den von Rao-Sahib und Wittry erweiterten Term für das Bremsvermögen berechnet (Gleichung (1.9)). Diese Näherung führt dazu, daß der Energieverlust nur vom Material und der zurückgelegten Strecke abhängt. Statistische Schwankungen der Länge der Trajektorien werden vernachlässigt.
- Bei der inelastischen Streuung treten nur im Falle von Comptonstreuung größere Winkel auf. Im allgemeinen sind die Streuwinkel der inelastischen Streuung klein ($\Theta < 0.5^\circ$) und werden vernachlässigt.
- Für die elastische Großwinkelstreuung werden die in [16] tabellierten Mott Streuquerschnitte verwendet.

Auf diese Weise werden die Koordinaten nach den Wechselwirkungsprozessen neu berechnet. Aufgrund der Rotationssymmetrie sind die azimuthalen Streuwinkel gleichverteilt. Abbildung 1.9 verdeutlicht den schrittweise ablaufenden Simulationsprozess.

1.5.2 Erweiterung der Software

Zur Simulation von Linescans der rückgestreuten Elektronen wird das Programm BSELINE aus dem Mocasim Programmpaket [17] verwendet. Die Breite des in Kapitel 1.4.3 beschriebenen Abschattungseffektes soll in Abhängigkeit der Energie der rückgestreuten Elektronen ermittelt werden. Hierzu werden die auf den Detektor auftreffende Elektronen in die verschiedenen Energiekanäle einsortiert. In erster Näherung verläuft die Zählrate linear mit der Breite ΔE des Energiekanals.

Um dennoch vernünftige Rechenzeiten bei ausreichender Statistik zu erhalten, ist es daher notwendig, die Energiebreite größer zu wählen, als es das Spektrometer im Experiment ermöglicht. In der Simulation wurden Energiebreiten im Bereich von ein bis zwei keV gewählt. Die Breiten wurden der Zählrate angepasst, um auch bei niedrigen Energien mit wenig rückgestreuten Elektronen eine gute Statistik zu erzielen.

Im Experiment können die Elektronen, die im Winkel $\Theta = 20^\circ \pm 3.65^\circ$ austreten, in den Detektor fallen. In der Simulation hingegen wurden alle Elektronen, die in einem Winkel zwischen 10° und 50° austreten, berücksichtigt.

Aus Gründen der Rechenzeiterparnis werden während eines Simulationsprozesses alle Elektronen, die einem Energiekanal zugewiesen werden können, gezählt. Die Simulation erfolgt also im Gegensatz zum Experiment parallel.

Kapitel 2

Aufbau

2.1 Aufbau des Rasterelektronenmikroskopes

Die folgenden Versuche wurden mit einem Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskop LVSEM (Low Voltage Scanning Electron Microscope) Hitachi S-4000 durchgeführt. Der Elektronenstrahl wird mit einer kalten Feldemissionskathode erzeugt. Es können Beschleunigungsspannungen im Bereich zwischen 0.5 und 30 keV gewählt werden. Die Extraktionsspannung an der Kathode ist zwischen 0 und 6.5 keV regelbar. Aufgrund der hohen Extraktionsspannung ist am Ort der Kathode ein Ultrahochvakuum von besser als $< 1 \cdot 10^{-7}$ Pa erforderlich. Die Pirani Druckanzeige mißt ein Vakuum, das besser als $0.1 \cdot 10^{-7}$ Pa ist. Die Kontamination der Kathode, und damit auch die Stabilität des Elektronenstrahles ist abhängig von der Qualität des Vakuums. Um dennoch ein schnelles Wechseln der Probe zu ermöglichen, besitzt das LVSEM ein differentielles Pumpensystem, welches aus drei Ionengetterpumpen für die Säule, sowie zwei Rotationspumpen und einer Öldiffusionspumpe für die Probenkammer bzw. die Probenaustauschkammer besteht. Das LVSEM besitzt ursprünglich nur einen von Hitachi eingebauten Sekundärelektronen Detektor. Die Probenkammer ist aber ausreichend groß, um weitere Detektoren einzubauen. In Abbildung 2.1 ist der gesamte Aufbau des LVSEM's skizziert.

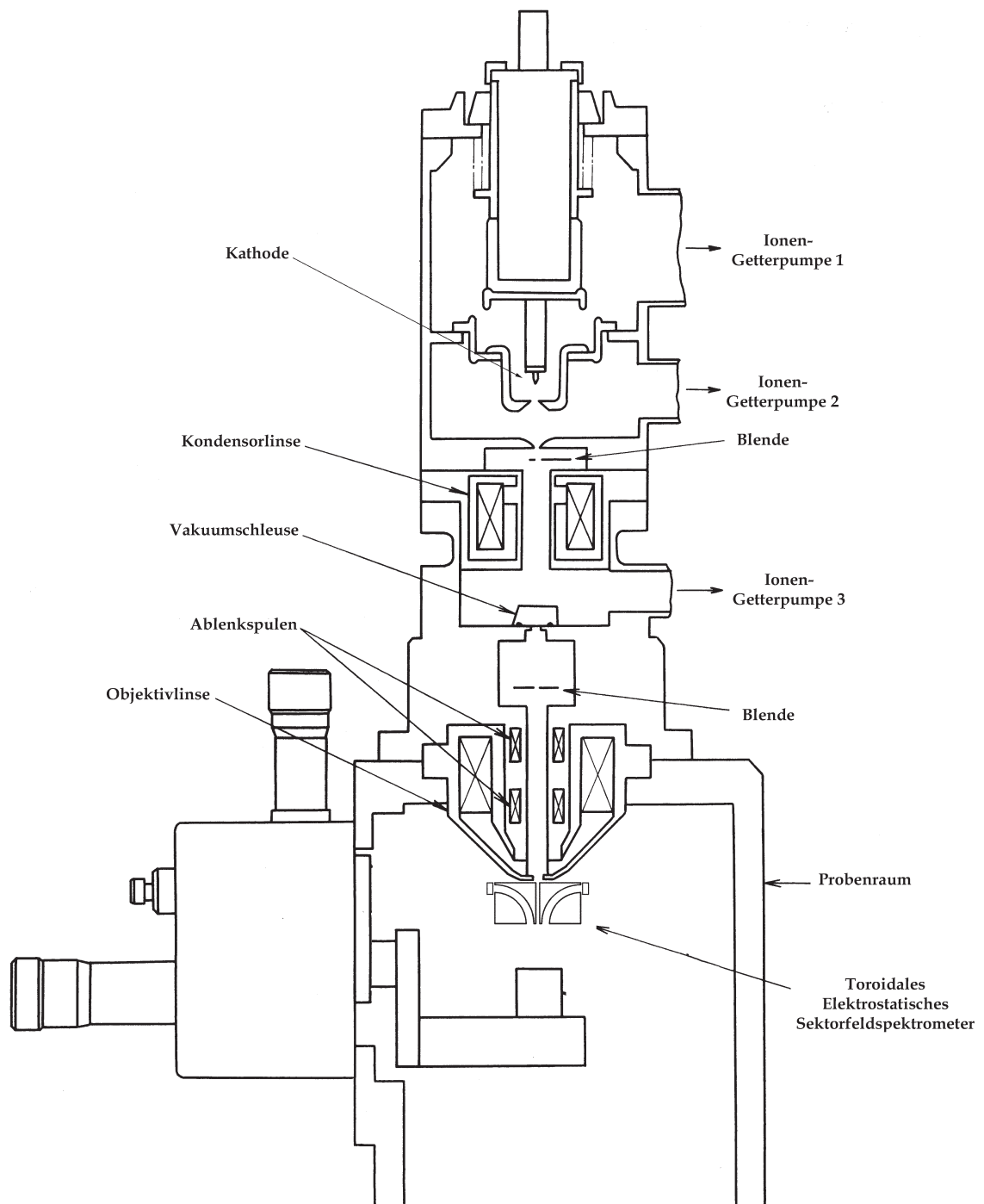


Abbildung 2.1: Aufbau des LVSEM's Hitachi S 4000 mit eingebauten toroidalen Spektrometer.[6]

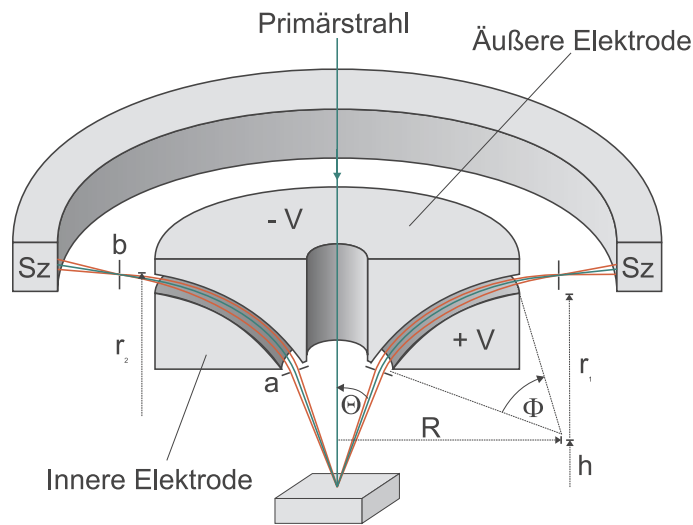


Abbildung 2.2: Aufbau des Spektrometers. [7]

2.2 Toroidales Sektorfeldspektrometer

Alle Messungen in dieser Arbeit wurden mit einem toroidalen Sektorfeldspektrometer durchgeführt. Abbildung 2.2 zeigt einen Schnitt durch das verwendete Spektrometer.

Die geometrischen Daten sind:

Eintrittswinkel Θ	20°
Sektorwinkel Φ	50°
Toroidalradius R	20 mm
Ringradius r_1	16 mm
Ringradius r_2	18 mm
Eintrittsblendenöffnung a	0,2 mm oder 1,5 mm
Austrittsblendenöffnung b	100 μm

In Experimenten wurde eine Energieauflösung des Spektrometers von 1,4 % ermittelt. Das Spektrometer wurde so konstruiert, daß die Energieauflösung bei einem Eintrittswinkel von 20° , gemessen gegen den Primärstrahl, optimal ist. Dies führt zu einem Arbeitsabstand von 8,3 mm zwischen Probenoberfläche und der Unterseite

des Spektrometers. Der gesamte Abstand zwischen Probenoberfläche und Polschuh beträgt dann ca. 31 mm.

Für die Detektion der Elektronen wurde ein Ne102A-Plastik-Szintillator mit einer unteren Schwellenenergie von 2,3 keV, bzw. von 5,5 keV, wenn diese linear extrapoliert wird, verwendet. Aus diesem Grund ist es mit diesem Aufbau nicht möglich, Untersuchungen im Low-Voltage-Bereich durchzuführen.

Die Auswahl eines Energiefensters der rückgestreuten Elektronen erfolgt durch Variation der Ablenkspannung am Spektrometer. Zwischen der Ablenkspannung und der Energie der rückgestreuten Elektronen besteht ein linearer Zusammenhang gemäß

$$U_{BSE} = 5.13 * U_{Ablenkspannung}. \quad (2.1)$$

Durch Abweichungen von der Rotationssymmetrie des gesamten Aufbaus wird eine geringfügige Drift des Bildausschnittes verursacht. Durch Messungen konnte eine Verschiebung von ca. $700 \frac{U_{Ablenkspannung}}{E_0}$ nm in Abhängigkeit von der Primärenergie E_0 und der Ablenkspannung $U_{Ablenkspannung}$ bestimmt werden. [7]

2.3 Strahlstromkorrektur

2.3.1 Zusammenhang zwischen Richtstrahlwert, Energiebreite und Temperatur der Kathode

Es gibt mehrere Faktoren, die die Intensität des Strahlstromes, der auf die Probe trifft, begrenzen. Der Strahlstrom kann natürlich nicht größer werden, als die Emission an der Kathode.

Ausgehend von der Maxwell-Boltzmann Geschwindigkeitsverteilung kann eine Grenze für die maximale Stromdichte des Sondenstroms bei Punktfokus hergeleitet werden [12]:

$$j_P = j_E \frac{E}{k_B T} \Theta^2 \quad (2.2)$$

j_P und j_E sind die Stromdichten des Stromes, der auf die Probe trifft, bzw. des Stromes der die Kathode verläßt. Die Energie der Primärelektronen ist E . Das Produkt der Boltzmannkonstante k_B mit der Temperatur T gibt die Energiebreite der

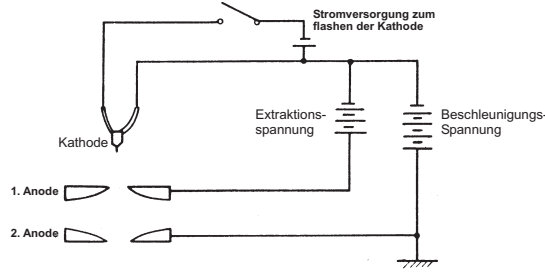


Abbildung 2.3: Beschaltung der Kathode [6]

emittierten Elektronen an. Θ ist der Öffnungswinkel, mit dem der Strahlkegel auf die Probe trifft.

Auch die emittierten Elektronen einer kalten Feldemissionskathode besitzen eine endliche Energiebreite, die allerdings, aufgrund der geringen Temperatur, wesentlich kleiner ist.

In der Literatur sowie bei Herstellern von Elektronenmikroskopen wird häufig der Richtstrahlwert β verwendet, um die Qualität einer Kathode anzugeben. Der Richtstrahlwert ist definiert als der Strom ΔI , der pro Fläche ΔS in einem Raumwinkel-element $\Delta\Omega = \pi\Theta^2$ fließt:

$$\beta = \frac{\Delta I}{\Delta S \Delta\Omega} = \frac{j_P}{\pi\Theta^2}. \quad (2.3)$$

Bei Einsetzen von Gleichung (2.2) in Gleichung (2.3) wird der Zusammenhang zwischen der Temperatur der Kathode und dem Richtstrahlwert ersichtlich:

$$\beta = \frac{j_P}{\pi\Theta^2} = \frac{j_E}{\pi} \frac{E}{k_B T}. \quad (2.4)$$

Aus diesem Grund ist die Verwendung einer kalten Feldemissionskathode am günstigsten für Low-Voltage-Anwendungen.

2.3.2 Die kalte Feldemissionskathode

Die Erzeugung des Elektronenstrahles im verwendeten Mikroskop erfolgt mit einer kalten Feldemissionskathode.

Aus Gleichung (2.4) ist der Vorteil dieses Kathodentyps ersichtlich: Da die Temperatur an der Kathode im Bereich von 300 Kelvin liegt, können auch bei Low-Voltage-Anwendungen hohe Richtstrahlwerte erzielt werden. Ein hoher Richtstrahlwert ermöglicht es, einen hohen Strahlstrom zu fokussieren.

Abbildung 2.3 zeigt die Beschaltung der Kathode. Um die Beschleunigungsspannung und den Emissionsstrom getrennt regulieren zu können, sind zwei Anoden vorhanden.

Damit eine Emission stattfinden kann, müssen die Elektronen die Potentialschwelle für den Austritt aus dem Kathodenmaterial durchtunneln. Hierzu sind hohe Feldstärken im Bereich von einigen $10^7 \frac{V}{cm}$ erforderlich, welche nur durch eine sehr feine Kathodenspitze mit einem Krümmungsradius von zum Beispiel 50 nm erreicht werden können. Als Spitze wird ein Wolframeinkristall mit einer $< 110 >$ Orientierung gewählt. Die Austrittsarbeit der Elektronen an der Kathode beträgt 4.5 eV.

Kontaminationen der Kathodenspitze können starke Emissionsschwankungen hervorrufen. Hinzu kommt, daß positiv geladene Ionen auf die Spitze beschleunigt werden. Um die Spitze vor Ionenbeschuß zu schützen, ist ein Ultrahochvakuum erforderlich. Dennoch muß die Spitze von Kontaminationen gelegentlich befreit werden. Dies geschieht durch einen Stromstoß, der die Spitze kurzzeitig stark erhitzt. Dieser Prozeß wird „flashen“ genannt.

Abbildung 2.4 zeigt die verschiedenen Zustände der Kathode, sowie das Verhalten des Emissionsstromes in Abhängigkeit davon:

- a,b Direkt nach dem flashen ist die Kathode frei von Kontaminationen. Gasmoleküle lagern sich kontinuierlich an. Während dieser Zeit nimmt die Emission stark ab.
- c Es befindet sich etwa eine Schicht der Gasmoleküle auf der Kathode. Durch gelegentliche Adsorption und Desorption von Gasmolekülen entstehen nur geringe Schwankungen im Emissionsstrom.
- d Bei starker Kontamination der Kathode kommt es bei Ionenbeschuß verstärkt zur Kraterbildung. Der Emissionsstrom schwankt stark.

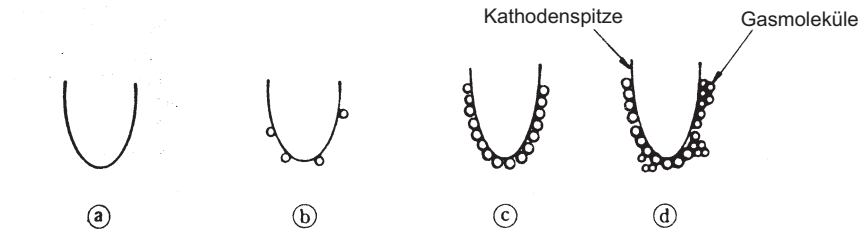


Abbildung 2.4: Kontamination der Kathodenspitze [6]

Die Dauer dieser Phasen ist abhängig von der Kathode und der Qualität des Vakuums.

Nach dem flashen verschlechtert sich das Vakuum. Um die Kathode dann vor verstärkten Ionenbeschuß zu schützen, sollte sie daher unmittelbar nach dem flashen nicht verwendet werden. In der Praxis hat es sich als günstig erwiesen, wenn die Kathode abends geflasht wird und bis zum nächsten Tag ruhen kann.

2.3.3 Schaltung zur Normierung des Detektorsignals

Ein großer Nachteil der kalten Feldemissionskathode ist der vergleichsweise instabile Strahlstrom. Dieser Effekt kann ausgeglichen werden, indem das Detektorsignal mit dem an den Aperturblenden abfließenden Strom, der dem Strahlstrom proportional ist, normiert wird.

Der an der Aperturblende abfließende Strom kann mit einem Strom-Spannungswandler umgesetzt werden. Mit kommerziell erhältlichen integrierten Schaltkreisen, läßt sich die Normierung nun durchführen. Abbildung 2.5 zeigt die Beschaltung der Anordnung. Der verwendete IC AD 534 H weist eine Genauigkeit von 0,75 % auf. Wichtiger, als die eigentliche Genauigkeit des Schaltkreises, ist jedoch die Eichung des richtigen Offsets des Ausgangs am Photomultiplier. Dies geschieht mit Poti P1.

Die Geschwindigkeit des Schaltkreises beträgt 10 KHz. Dies bedeutet, daß die Pixelzeit T größer als $T = \frac{1}{10000}s = 100\mu s$ sein sollte. Kürzere Pixelzeiten sind nicht sinnvoll, da dann das Bildrauschen aufgrund der geringen Zählrate zu groß würde.

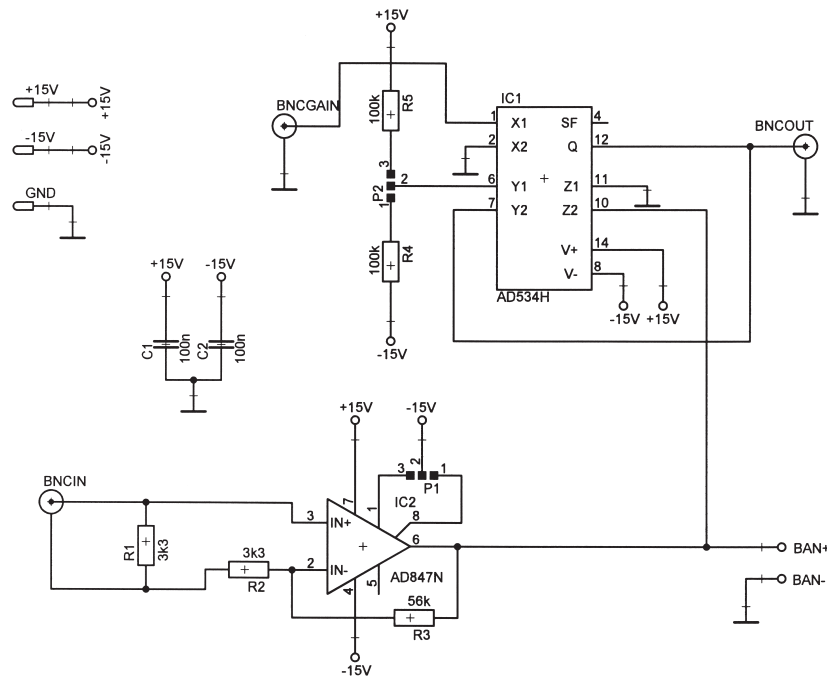


Abbildung 2.5: Schaltung zur Normierung des Detektorsignals.

Daher wird diese Grenze beim Einlesen von Bildern nicht unterschritten.

2.3.4 Ergebnisse der Korrektur von Strahlschwankungen

Die Funktion der Schaltung in Kapitel 2.3.3 wurde kontrolliert. Hierzu wurden verschiedene Methoden verwendet:

- Es wurde das Signal an der Aperturblende und das normierte Signal am BSE-Detektor mit Hilfe einer PC-Meßkarte aufgenommen. Um ein möglichst geringes Rauschen zu erreichen, wurde eine Goldprobe verwendet und die Ablenkspannung am Spektrometer so eingestellt, daß das Signal am Ausgang des Photomultipliers maximal wird. Abbildung 2.6 zeigt das Resultat, wenn direkt nach dem Flashen gemessen wird. Die Messung für Abbildung 2.7 wurde bei besonders stabiler Emission durchgeführt. Mit der Meßkarte sind, aufgrund der langsamen Abtastrate, nur Langzeitmessungen möglich. In beiden Diagrammen ist der Verlauf des korrigierten und des unkorrigierten Signals aufgetragen.

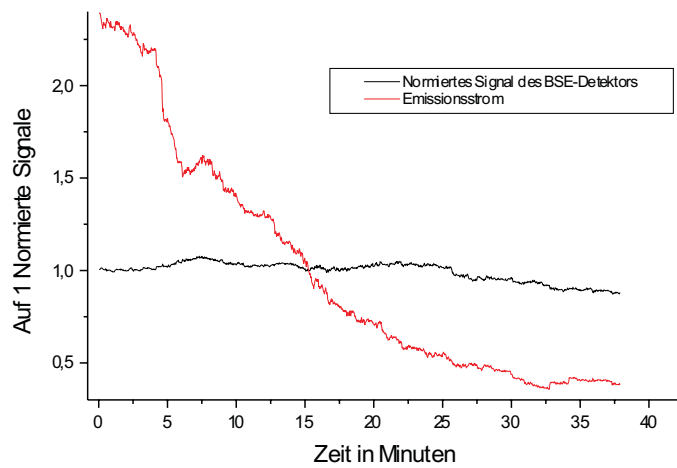


Abbildung 2.6: Emissionsschwankungen unmittelbar nach dem flashen der Kathode.

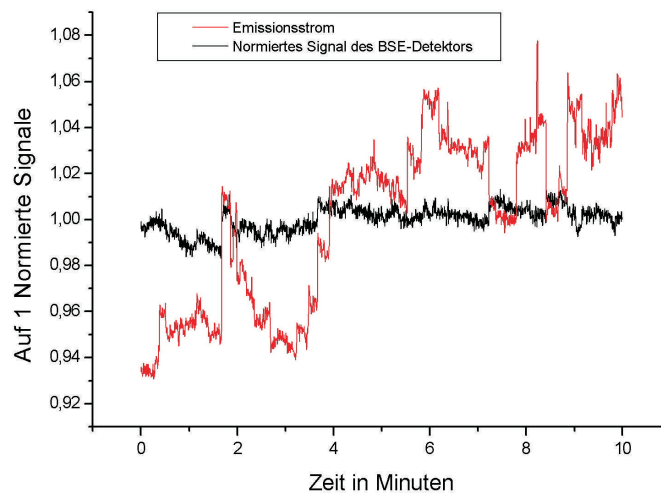


Abbildung 2.7: Emissionsschwankungen bei optimalen Betriebszustand der Kathode.

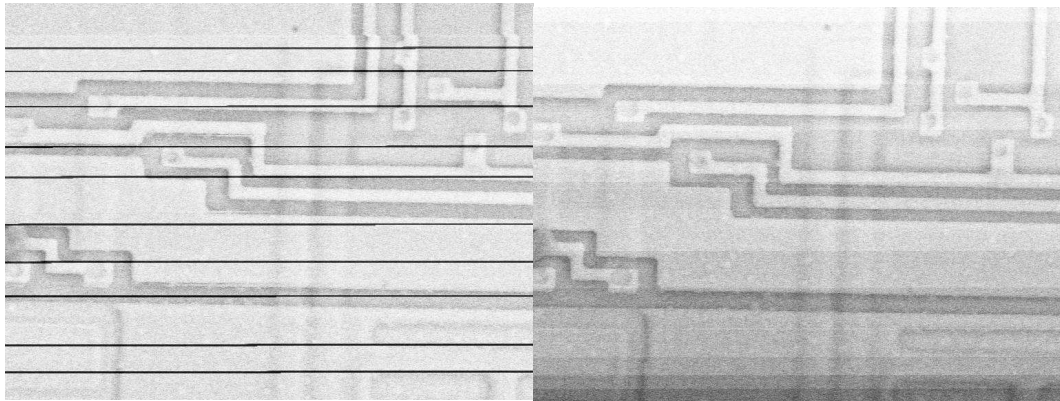


Abbildung 2.8: Bilder bei Variation der Extraktionsspannung während der Aufnahme. Links mit eingebauter Korrekturschaltung, rechts ohne.

Die Schwankungen des korrigierten Signals sind um einige Größenordnungen kleiner als die des unkorrigierten Signals. Die Korrektur liefert das gewünschte Ergebnis.

- Der visuelle Eindruck wurde durch absichtliches Verändern der Extraktionsspannung und somit des Strahlstromes während des Bildaufbaus getestet. Abbildung 2.8 zeigt das Ergebnis, wenn links das normierte Signal betrachtet wird und rechts, wenn das Signal ohne Normierung eingelesen wird. Die Streifen bei dem normierten Signal wurden durch den Strom-Spannungswandler des Aperturblendensignals verursacht. Dieser schaltet sich bei Veränderung der Extraktionsspannung kurzzeitig ab. Während dieser Zeit teilt die Normierungsschaltung durch Null und es entstehen folglich schwarze Streifen. Als Testobjekt dient ein Eprom Speicherchip. Der Helligkeitsunterschied, der durch die Variation der Emission erzielt wurde, entspricht in etwa dem Kontrast des Testobjektes. Die Emission wurde im Bereich zwischen 20 und 11 μA variiert. Diese Schwankung liegt in der selben Größenordnung, wie die im Diagramm aus Abbildung 2.6, dennoch ist die Korrektur in der Lage, diese extremen Emissionsschwankungen auszugleichen.
- Des weiteren können einfach Bilder mit und ohne Korrektur aufgenommen und

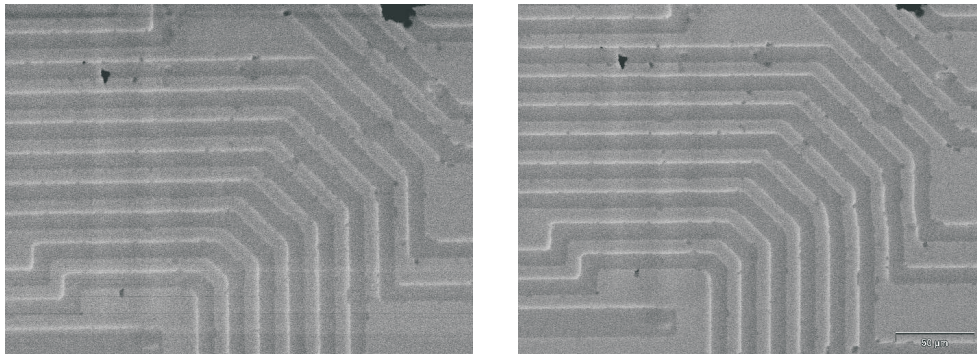


Abbildung 2.9: Aufnahme links ohne und rechts mit Detektorsignalnormierung.

verglichen werden. Abbildung 2.9 zeigt ein Beispiel hierfür. Das linke Bild weist im unteren Bereich horizontale Streifen auf. Diese Streifen werden durch Emissionsschwankungen der Kathode verursacht und können das Bild unbrauchbar machen. Im Bild rechts wurden die Emissionsschwankungen durch die Normierung des Detektorsignals mit der Emissionstärke korrigiert. Die Korrektur ermöglicht es ein unabhängig von den Emissionsschwankungen auf jeden Fall brauchbares Bild aufzunehmen.

In den Diagrammen aus Abbildung 2.6 und 2.7 wurden die beide Signale gleichzeitig mit einer Meßkarte für den PC eingelesen. Die Bilder aus den Abbildungen 2.8 und 2.9 hingegen wurden nacheinander aufgenommen, da die vorhandene Hardware die gleichzeitige Aufnahme zweier Bilder leider nicht ermöglicht.

2.4 Bildreihen

2.4.1 Steuerung des Spektrometers und des SEMs

Die Steuerung des LVSEMs erfolgt extern mit einem PC, der über einen Ausgang die Rasterposition festlegt und gleichzeitig an einem Eingang das Signal am Detektor einlesen kann. Als Software für die Steuerung des SEMs und das Einlesen von Bilder

wird das Programm Analysis der Firma Soft Imaging Systems [22] verwendet. Die Hardware der Steuerung stammt von derselben Firma und hat folgende Funktion:

- Zwei 12 bit Digital-Analog-Wandler steuern die Position des Elektronenstrahls. Da diese Ausgänge 12 bit haben, ist es möglich, Bilder mit einer maximalen Seitenlänge von 4096 Pixel aufzunehmen.
- Das Detektorsignal wird mit einem 12 bit Analog-Digital Wandler umgesetzt und mit der Bildverarbeitungssoftware eingelesen. Die Anzahl der möglichen Graustufen eines Pixels beträgt $2^{12} = 4096$.

Um Brummschleifen zu vermeiden, werden die Signale nach der Analog-Digital- bzw. Digital-Analog-Konvertierung, mit einem Glasfaserkabel optisch an den PC übertragen.

Die Ablenkspannung am Spektrometer wird über einen weiteren Rechner gesteuert. Dies geschieht über eine In-Out Karte, die ein Hochspannungsnetzteil im Bereich von 0 bis 10 keV regelt. Die Regelung der Hochspannung erfolgt mit einem oder zwei analogen Ausgängen. Ein Ausgang kann die Spannung grob d.h. im Bereich von $\pm 9.5\text{keV}$, in Schritten zu 4.65V regeln. Der andere Ausgang regelt eine Spannung im Bereich von $\pm 500\text{V}$ in Schritten zu 0.24V. Am Ausgang des Hochspannungsnetzteiles liegt die Summe der Spannungen aus Grob- und Feinregelung an. Wenn das Hochspannungsnetzteil mit nur einem Ausgang der In-Out Karte angesteuert wird, dann kann die Spannung nur im Bereich von $\pm 9.5\text{keV}$ in Schritten zu 4.65V geregelt werden.

Es ist möglich, die Steuerung des Spektrometers so zu programmieren, das die Ablenkspannung nach festen Zeitspannen verändert wird. Wenn an der Bildverarbeitungssoftware nach den gleichen Zeitspannen ein neues Bild aufgenommen wird, dann können vollautomatisch ganze Bildserien energiegefilterter Aufnahmen aufgenommen werden.

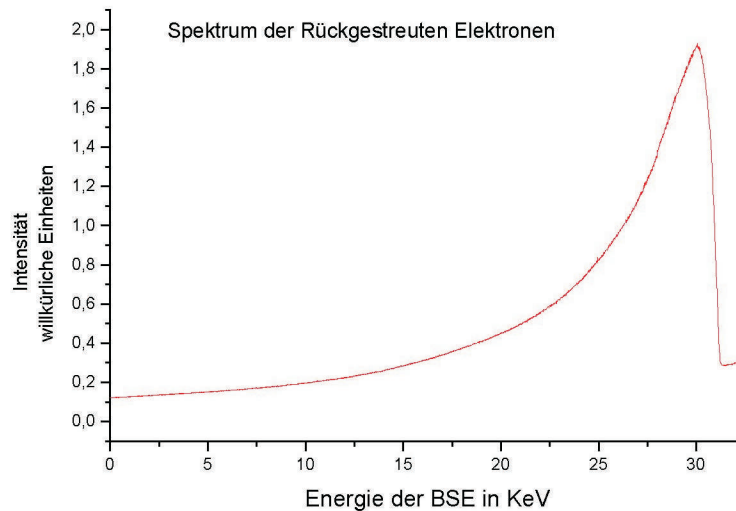


Abbildung 2.10: Energiespektrum der rückgestreuten Elektronen. Als Probenmaterial wurde Gold gewählt, die Energie des Primärstrahles beträgt 30 keV.

2.4.2 Feedbackverfahren zur Helligkeitsregulierung

Mit der Wahl der Ablenkspannung am toroidalen Spektrometer, ändert sich der Signalpegel am Ausgang des Photomultipliers. Abbildung 2.10 zeigt ein Spektrum für eine massive Goldprobe. Beim Aufnehmen von Bildreihen mit verschiedenen Ablenkspannungen am Spektrometer, würden die Signale oft nicht im Meßbereich der Bildverarbeitungshardware liegen. Um dies zu vermeiden, muß die Helligkeit nachgeregelt werden. Dies kann auf zwei verschiedene Arten geschehen:

1. An Pin 6 des Teilers AD534H der Schaltung aus Abbildung 2.5 kann dem Signal ein Offset zugeführt werden.
2. Die Schaltung aus Abbildung 2.5 kann zweimal aufgebaut werden. Das Signal kann durch den Normierungseingang (BNCGAIN) verändert werden.

Während 1. nur der Offset und damit die Helligkeit des Bildes verändert werden kann, wird 2. die Verstärkung und damit der Kontrast verändert. Bei der Beschal-

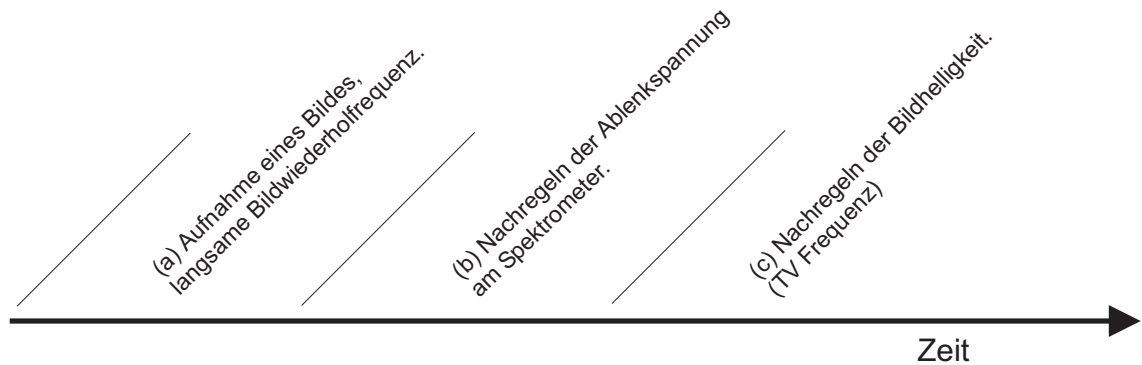


Abbildung 2.11: Zeitlicher Ablauf bei der Aufnahme einer Bildreihe.

tung nach 2. muß der Offset vor dem Aufnehmen einer Bildreihe noch eingestellt werden. In der Praxis hat sich daher die Beschaltung nach 1. als einfacher erwiesen, da dann kein Offset mehr mit Hand einjustiert werden muß. Da die Anzahl der Graustufen hinreichend ist, kann der Kontrast noch nach der Aufnahme einer Bildreihe mit Hilfe von Bildverarbeitungssoftware nachgeregelt werden.

Abbildung 2.11 zeigt den zeitlichen Ablauf bei der Aufnahme einer Bildreihe. Zunächst wird (a) ein Bild eingelesen. Um Bildrauschen zu minimieren, geschieht dieser Vorgang langsam. Eine Dauer im Bereich von Minuten hat sich hierbei als günstig erwiesen. Nach dem Einlesen eines Bildes wird (b) die Hochspannung am Spektrometer verändert, um für das nächste Bild ein anderes Energiefenster der rückgestreuten Elektronen zu selektieren. Danach wird (c) das Signal an einem Ausgang der In-Out-Karte variiert und gleichzeitig an einem Eingang über einen Tiefpass das durchschnittliche Potential, also die Helligkeit, am Ende der Verstärkerkette gemessen. Der Ausgang wird solange variiert, bis das nächste Bild die gleiche Helligkeit wie das Bild in (a) aufweist. Vorteilhaft ist, daß während dieser Zeit die Bildwiederholrate im Bereich der TV-Frequenz liegt. Das Blockschaltbild in Abbildung 2.12 skizziert die verschiedene Elemente der Feedbackregulierung.

Da die In-Out-Meßkarte nur zwei Ausgänge besitzt, kann nur noch ein Ausgang für die Regelung des Hochspannungsnetztes verwendet werden. Die Regelung wird also dementsprechend gröber. Der zweite Ausgang wird für die Helligkeitsregelung benötigt.

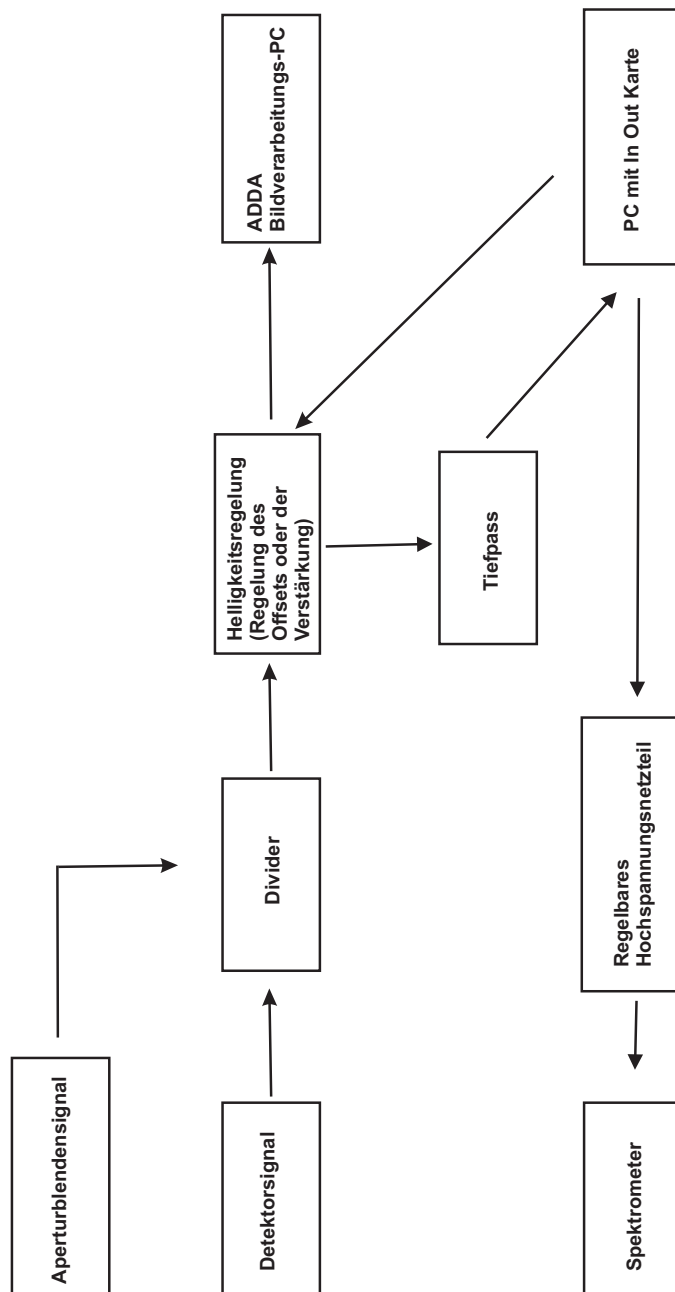


Abbildung 2.12: Schema der Signalverarbeitung bei der Aufnahme von Bildreihen.

Abbildung 2.13 zeigt eine aufgenommene Bildreihe. Die Zeit zur Aufnahme eines Bildes beträgt 600 Sekunden. Die Regelung der Helligkeit wird durch Variation des Offsets erreicht. Der Kontrast aller Bilder wird nachträglich mit einer Bildverarbeitungssoftware angeglichen.

2.5 Versuchsanordnung zur Bestimmung der lateralen Ausdehnung

2.5.1 Versuchsanordnungen

In Kapitel 1.4.3 wurde beschrieben, wie die Breite der Diffusionswolke der BSE, welche die laterale Auflösung tiefenselektiver Aufnahmen begrenzt, bestimmt werden kann. Die Messung erfolgt mit einem LVSEM Hitachi S-4000, mit eingebautem elektrostatischen toroidalen Spektrometer (siehe Abbildungen 2.1 und 2.2). Diese Anordnung erlaubt es, die laterale Auflösung in Abhängigkeit der Energie der rückgestreuten Elektronen zu bestimmen. Es werden Bilder einer Stufe aufgenommen.

2.5.2 Charakterisierung der Probe

Die Topographie der Stufe wurde mit einem Rasterkraftmikroskop (AFM) vermessen (siehe Abbildung 2.14). Die Aufnahme mit dem Rasterkraftmikroskop zeigt, daß die Stufe eine Genauigkeit aufweist, die für das Experiment ausreicht.

Die Höhe der Stufe beträgt $1,4\mu\text{m}$. Wenn die rückgestreuten Elektronen nicht den Detektor erreichen können, da sie von der Stufe gestreut oder absorbiert werden, treten Abschattungseffekte auf. Der Eintrittswinkel von 20° zum Primärstrahl der rückgestreuten Elektronen, die in das Spektrometer fallen können, führt dazu, daß eine Abschattung erst dann stattfindet, wenn die Elektronen in einem Abstand unter $0,5\mu\text{m}$ von der Stufe aus dem Festkörper austreten.

Die Stufe liegt im äußeren Bereich eines Halbleiter-Chips und es sind daher keine tieferliegenden Strukturen vorhanden, welche die Messung störend beeinflussen können.

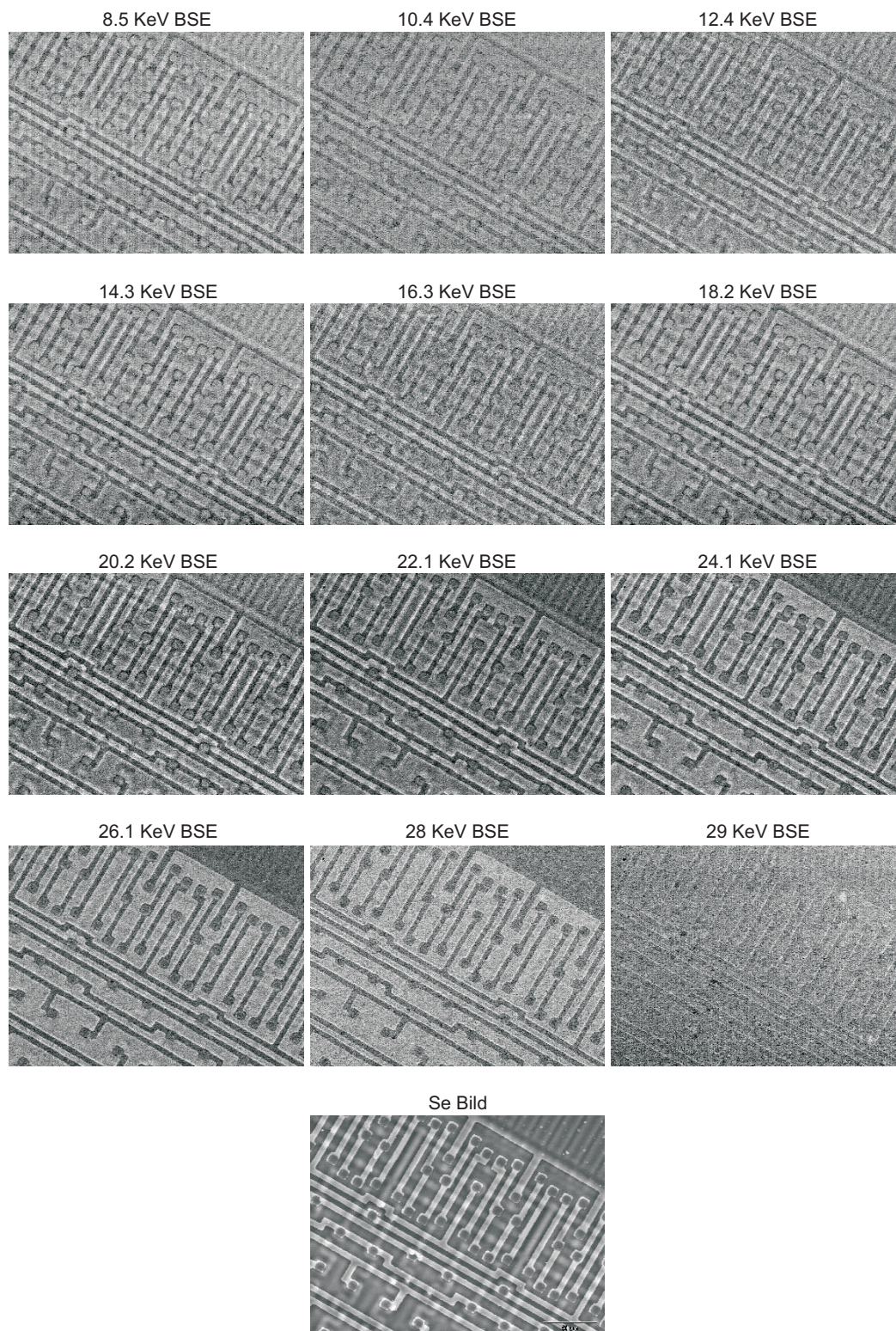


Abbildung 2.13: Mit der Feedbackregelung aufgenommene Bildreihe. Die Primärenergie beträgt 30 keV.

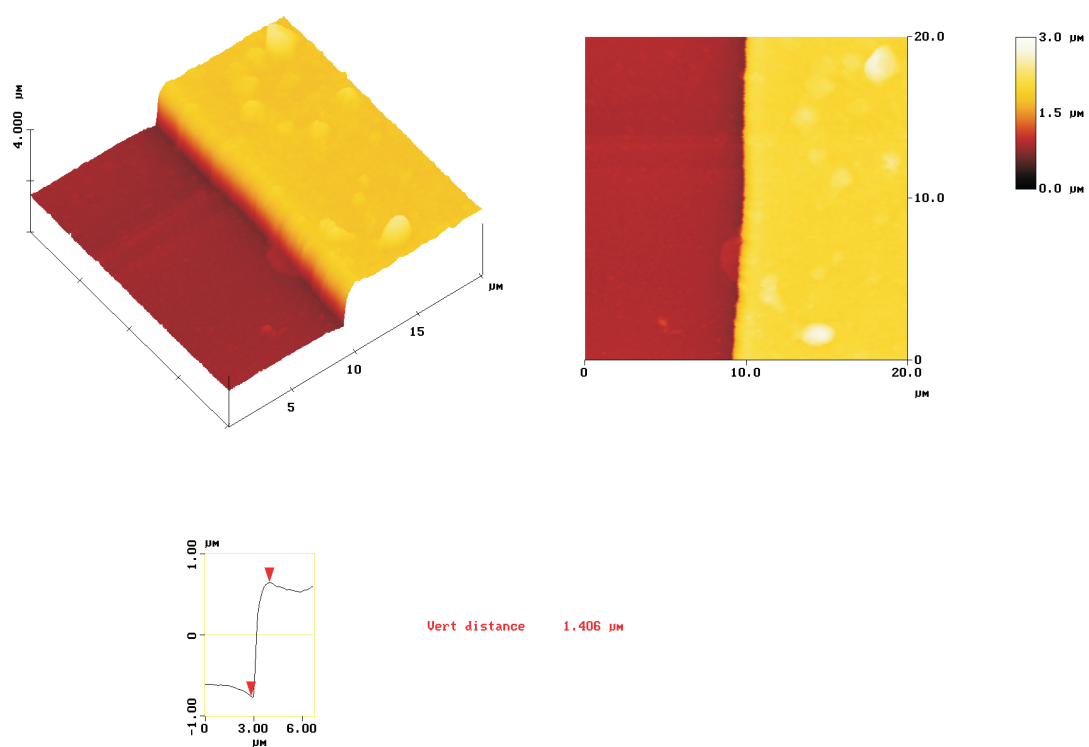


Abbildung 2.14: Topographie der Probe. Aufnahme mit dem Rasterkraftmikroskop.

Kapitel 3

Auswertung

3.1 Linescans

Die Abbildungen 3.1 und 3.2 zeigen die simulierten, bzw. die experimentell bestimmten Linescans. Bei allen Messungen wurde der Teil des Linescans links der Stufe analysiert, d.h. in den mit a) und b) bezeichneten Bereichen aus Abbildung 1.7. Die Stufe liegt bei allen Versuchen auf der rechten Seite.

Nach den Messungen bzw. Simulationen wurden die Intensitäten so skaliert, daß die Intensität links der Stufe 1 und daß das Minimum der Intensität 0 wird.

Die Versuche wurden mit verschiedenen Primärenergien durchgeführt, und die Ergebnisse der Messungen für unterschiedliche Energiefenster in jeweils einem Diagramm dargestellt. Dabei treten, analog zu größer werdenden Austrittstiefen nach Gleichung (1.14), mit größer werdender Primärenergie, auch größere Halbwertsbreiten auf.

Die Kästen in den Diagrammen beschreiben die Zuordnung der Linescans zu den jeweiligen Energien der rückgestreuten Elektronen. Aus den Abbildungen 3.1 und 3.2 ist ersichtlich, daß die Halbwertsbreiten umso größer werden, je kleiner die Energie der rückgestreuten Elektronen gewählt wird.

3.1.1 Linescans der Monte Carlo Simulation

Zur Simulation der Linescans wurde das Monte Carlo Simulationsprogramm Mocassim [17] mit den in Kapitel 1.5.2 beschriebenen Erweiterungen verwendet.

Zunächst wurden die Simulationen für zwei verschiedene Proben verglichen:

- Es wurde eine $1.4\ \mu\text{m}$ hohe Stufe aus Silizium auf einem Festkörper, der ebenso aus Silizium ist, betrachtet. Diese Probengeometrie entspricht der des Experimentes.
- Es wurde die Geometrie einer Probe, bestehend aus einer $30\ \text{nm}$ hohen Stufe aus Gold, auf einem Siliziumfestkörper für die Simulation verwendet.

Wenn ein rückgestreutes Elektron den Detektor nicht erreichen kann, da es von der Stufe absorbiert wird, entstehen Abschattungseffekte. Die Simulation einer nur 30nm dünnen Stufe aus Gold hat den Vorteil, daß der Einfluß des Abschattungseffektes stark verringert wird. Da in der Simulation Elektronen gezählt werden, die in einem Winkel zwischen 10° und 50° gemessen zum Primärstrahl austreten, ist es wichtig, diesen Effekt zu berücksichtigen. Simulierte Linescans der beiden Probengeometrien liefern im Rahmen der statistischen Schwankungen nach der Simulation dasselbe Ergebnis. Daher ist der Einfluß von Abschattungseffekten an der Stufe vernachlässigbar.

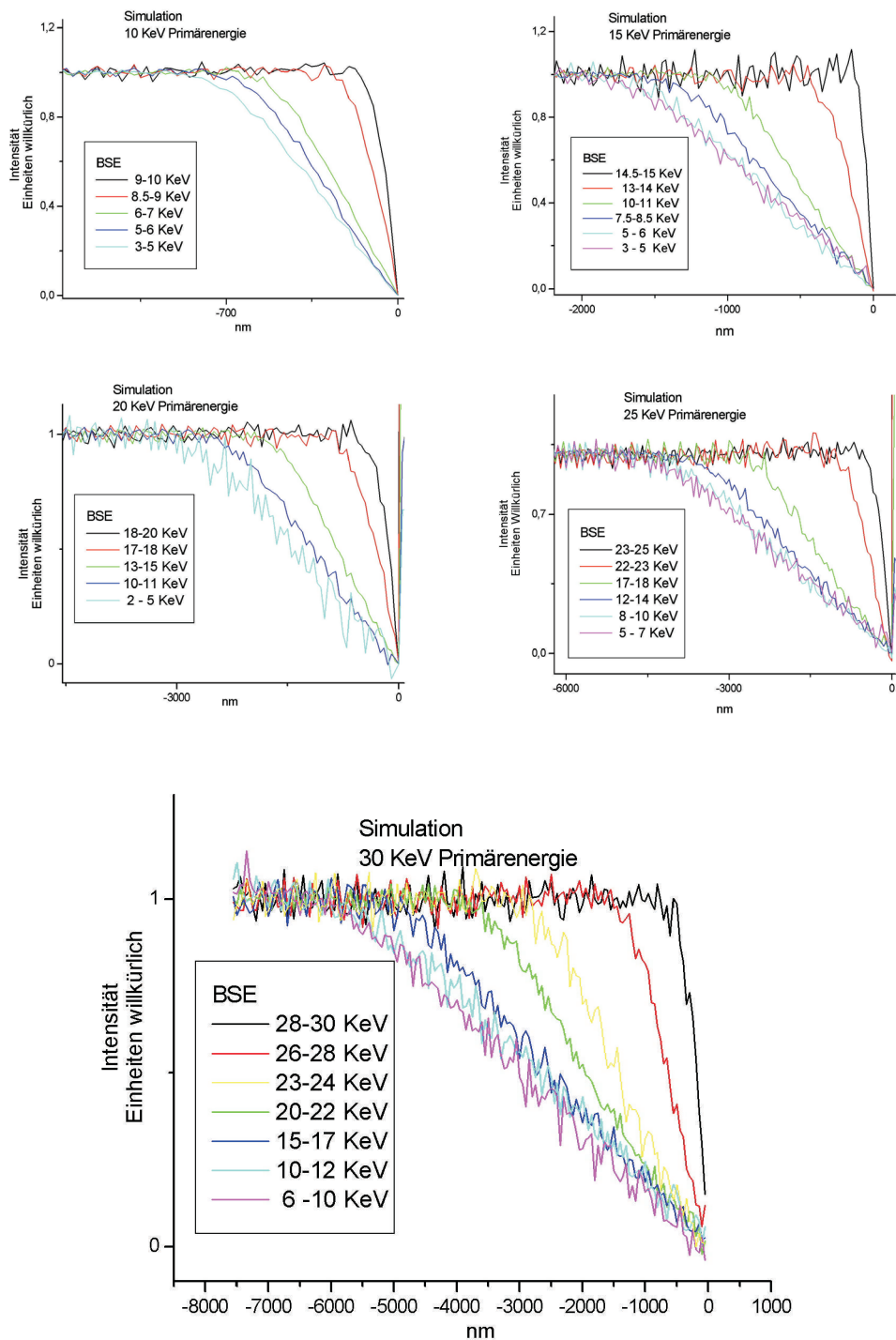


Abbildung 3.1: Linescans aus der Monte Carlo Simulation

3.1.2 Gemessene Linescans

Experimentell werden die Linescans aus den aufgenommenen Bildern berechnet. Hierzu wird in jeder Zeile ein Linescan durchgeführt und anschließend über alle Linescans gemittelt. Wichtig bei dieser Methode ist es allerdings, daß die Stufe in der Aufnahme senkrecht steht, da sonst miteinander verschobene Linescans gemittelt würden.

Normalerweise werden Aufnahmen mit der Frequenz des Stromnetzes synchronisiert, d.h. die Zeilenzeit wird als vielfaches von $T = \frac{2}{50}s = 40ms$ gewählt. Durch die Synchronisation werden Einflüsse durch Brummschleifen verringert, da die Punkte in vertikaler Richtung des Bildes dieselbe Phasenverschiebung bezüglich der Netzfrequenz haben. Bei der Aufnahme vieler Linescans ist es günstiger die Netzsynchronisation auszuschalten, da dann der Einfluß von Brummschleifen nach der Mittelung verschwindet. Der Einfluß von Störfeldern ist vor allen Dingen bei geringem Detektorsignal und hoher Verstärkung zu beobachten.

Da die experimentell bestimmten Linescans ein großes Rauschen beinhalten, wurden sie durch eine Durchschnittsbildung mit den benachbarten Datenpunkten geglättet.

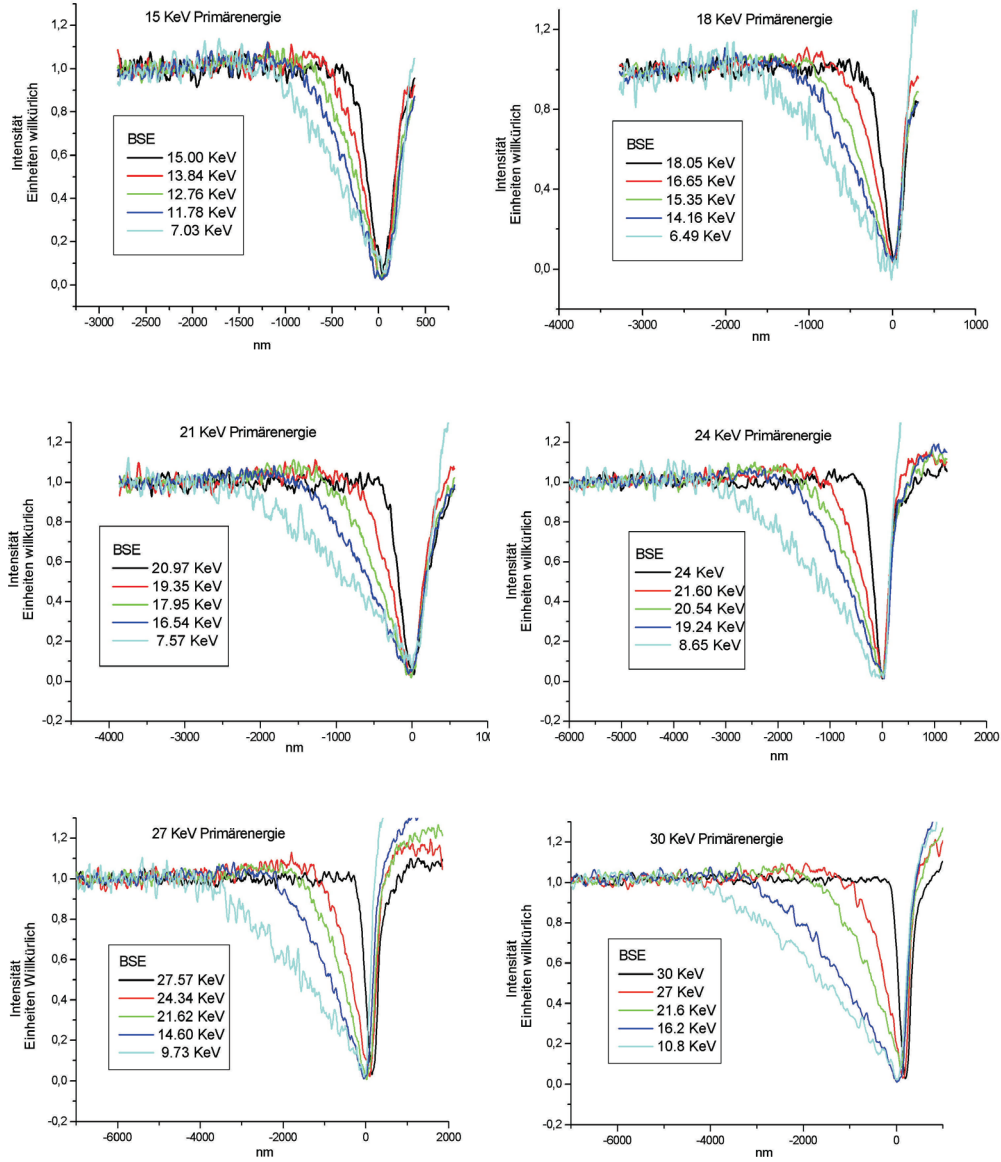


Abbildung 3.2: Linescans aus dem Experiment

3.1.3 Vergleich der simulierten und gemessenen Linescans

Bei den simulierten Linescans fällt die Intensität der rückgestreuten Elektronen linear ab, wenn sich der Elektronenstrahl der Stufe nähert. Bei den experimentell bestimmten Linescans hingegen ist ein linearer Abfall nur dann zu beobachten, wenn der Eintrittsort der Primärelektronen sich nah an der Stufe befindet. Sowohl bei der Simulation als auch bei der experimentellen Messung sind große statistische Schwankungen zu beobachten. Um die Messung der Halbwertsbreiten systematisch auszuführen, wurde eine lineare Regression zwischen dem Ort, an dem das Signal 50% der Intensität hat, und dem Ort an dem das Signal sein Minimum hat, also direkt an der Stufe, durchgeführt. Mit dieser Ausgleichsgeraden wurde die Halbwertsbreite, also der Abstand von der Stufe zum Ort, wo die Intensität 50% beträgt, gemessen. Ein Vergleich zwischen den Halbwertsbreiten der Simulation und denen aus dem Experiment zeigt, daß es große Abweichungen gibt. Die Halbwertsbreiten der Simulation sind Primärenergie und Energie der rückgestreuten Elektronen um bis zu 45% größer. Zur Erklärung dieser Diskrepanz bedarf es weiterer Untersuchungen. In Kapitel 3.3 sind mögliche Ursachen hierfür aufgeführt.

3.2 Zusammenhang zwischen lateraler Ausdehnung und Energie der rückgestreuten Elektronen

Aus den berechneten Halbwertsbreiten kann versucht werden, einen Zusammenhang zwischen der Energie der rückgestreuten Elektronen und den Halbwertsbreiten der Linescans zu ermitteln. Dieser Zusammenhang ist nicht linear. Wenn die rückgestreuten Elektronen mehr als 50% ihrer Energie verloren haben, unterscheiden sich die Halbwertsbreiten nur noch unwesentlich. Abbildung 3.3 zeigt dies a) für eine experimentelle Messung, wobei der Linescan mit 7.56 keV BSE Energie aufgrund des schwachen Signals und der für niedrige Energien ungünstigen Detektorcharakteristik stark verrauscht ist. In Abbildung 3.3 b) ist zu erkennen, daß sich auch in der Simulation die Halbwertsbreiten für rückgestreute Elektronen zwischen 10% und 50% der Primärenergie nur unwesentlich unterscheiden. In diesem Verhalten stimmen Simulation und Experiment überein.

30 KeV Primärenergie

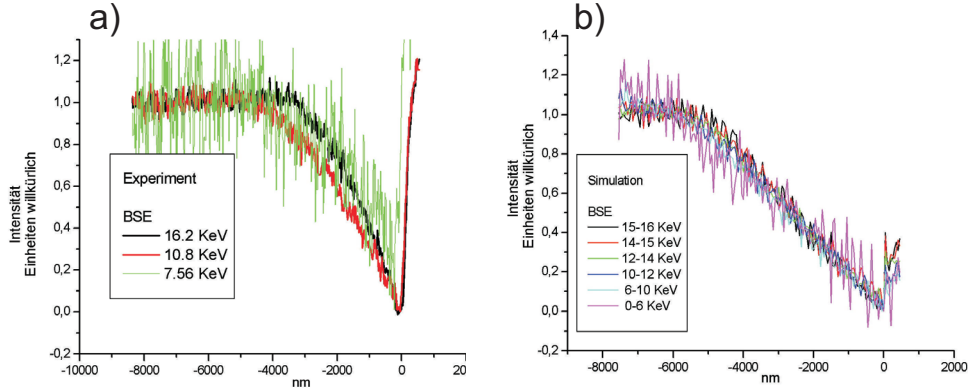


Abbildung 3.3: Die Line Scans unterscheiden sich nur unwesentlich, wenn rückgestreute Elektronen mit größerem Energieverlust betrachtet werden.

Aufgrund dieser Beobachtung kann nun versucht werden, einen allgemeinen Zusammenhang zwischen der Energie der rückgestreuten Elektronen und den Halbwertsbreiten phänomenologisch zu ermitteln. In Abbildung 3.4 sind die Halbwertsbreiten aus der Simulation in Abhängigkeit von der Energie der rückgestreuten Elektronen aufgetragen. Abbildung 3.5 zeigt dasselbe für die Daten aus dem Experiment. Die Halbwertsbreite wird in % der maximal ermittelten Halbwertsbreite aufgetragen und die Energie wird in % der Primärenergie angegeben. Auf diese Weise ist es möglich, die Abhängigkeit der Halbwertsbreiten von der Energie der rückgestreuten Elektronen für alle Primärenergien in ein Diagramm aufzutragen.

Der Verlauf der Halbwertsbreiten aus der Simulation läßt sich mit einem quadratischen Fit (siehe Abbildung 3.4) gut beschreiben. Die Daten aus dem Experiment sind offenbar etwas größeren Schwankungen unterlegen. Auch hierfür wird ein quadratischer Fit durchgeführt. In Abbildung 3.5 ist der Fit der Simulation und der des Experimentes eingezeichnet. Für die Beziehung zwischen Halbwertsbreite und Energie der rückgestreuten Elektronen gilt unabhängig von der Primärenergie:

- $x_{\%} = 0.7 + 1.8E_{BSE\%} - 2.5(E_{BSE\%})^2$ in der Simulation und

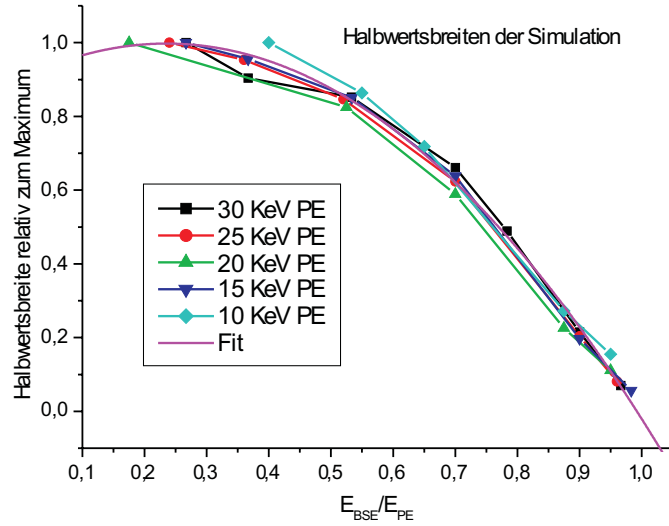


Abbildung 3.4: Zusammenhang zwischen Halbwertsbreite und Energie aus der Simulation.

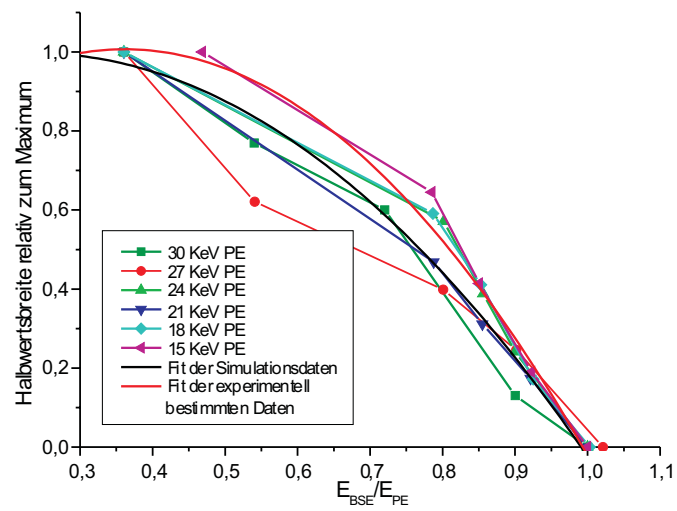


Abbildung 3.5: Zusammenhang zwischen Halbwertsbreite und Energie des Experimentes, mit den Ausgleichskurven für die Simulation und das Experiment.

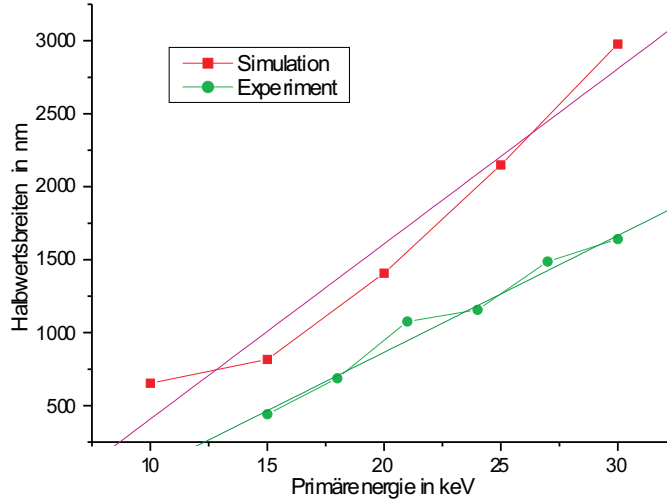


Abbildung 3.6: Abhängigkeit der maximalen Halbwertsbreite von den Primärenergien.

- $x_{\%} = 0.9 + 0.8E_{BSE\%} - 1.8(E_{BSE\%})^2$ im Experiment.

Sowohl im Experiment als auch in der Simulation beschreiben die Ausgleichskurven qualitativ den selben Zusammenhang zwischen den Halbwertsbreiten und der Energie der rückgestreuten Elektronen.

3.3 Zusammenhang zwischen Halbwertsbreite und Primärenergie

Bei der Bestimmung eines Zusammenhangs zwischen Halbwertsbreite und Primärenergie hat es sich als günstig erwiesen, die maximale Halbwertsbreite zu betrachten, da diese eine geringe Abhängigkeit von der Energie der rückgestreuten Elektronen aufweist (siehe Abbildung 3.3). In Abbildung 3.6 sind die maximalen Halbwertsbreiten der Simulation und des Experimentes gegen die Primärenergie aufgetragen. Die Ausgleichsgeraden ergeben folgenden Zusammenhang zwischen maximaler Halbwertsbreite und Primärenergie:

- $\Delta x = -792nm + 120 \cdot E_{PE} \frac{nm}{keV}$ in der Simulation und
- $\Delta x = -735nm + 80 \cdot E_{PE} \frac{nm}{keV}$ im Experiment.

Abweichungen zwischen Experiment und Simulation sind beträchtlich. Als Gründe dafür kommen in Frage:

- Die Linescans aus dem Experiment sind noch mit dem gaußförmigen Strahlprofil gefaltet.
- Sowohl bei der Simulation, als auch beim Experiment waren die Linescans verrauscht. Die Halbwertsbreiten wurden durch lineare Regression im linearen Bereich der Linescans ermittelt.
- Aufgrund der Detektorcharakteristik ist es im Experiment nicht möglich, rückgestreute Elektronen im Low-Voltage-Bereich zu detektieren. In der Simulation wurden im unteren Bereich die Energiefenster tiefer gewählt, als es im Experiment prinzipiell möglich ist.
- Die Linescans der Simulation weisen einen linearen Verlauf auf, während die Linescans aus dem Experiment nichtlinear verlaufen. Es ist durchaus denkbar, daß Näherungen der Monte Carlo Simulation, die bei der Bestimmung anderer Größen, wie z.B. Rückstreuoeffizienten oder Austrittstiefen, zu richtigen Ergebnissen führen, in diesem Fall nicht anwendbar sind.

3.4 Vergleich zwischen lateraler Ausdehnung und Austrittstiefe der Elektronen

Bei der Betrachtung tiefenaufgelöster Aufnahmen ist es interessant, den Zusammenhang zwischen Austrittstiefe der Elektronen und lateraler Aufweitung der Elektrendiffusionswolke zu kennen. In Abbildung 3.7 sind die maximalen Halbwertsbreiten, sowie die Austrittstiefen in Abhängigkeit von der Primärenergie aufgetragen. Für die Austrittstiefe wurden die in [4] bestimmten Werte aus Gleichung (1.14) verwendet.

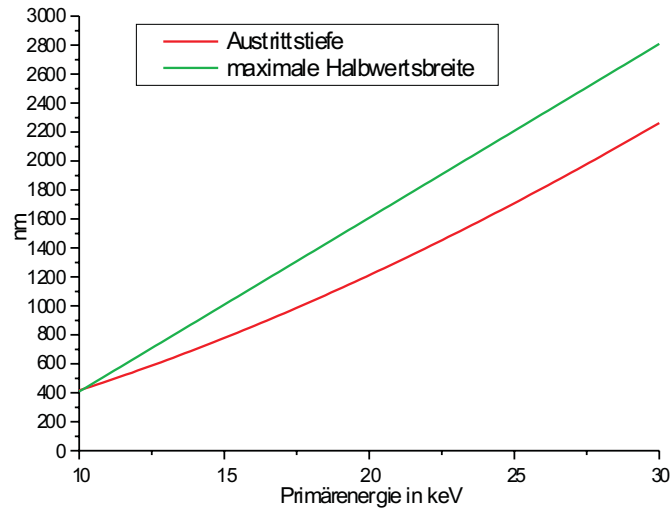


Abbildung 3.7: Vergleich zwischen Halbwertsbreiten und Austrittstiefen.

Die Austrittstiefe liegt in der selben Größenordnung wie die maximalen Halbwertsbreiten. In der Literatur [20] ist die empirische Aussage zu finden, daß die laterale Auflösung bei der Abbildung mit rückgestreuten Elektronen in etwa der Austrittstiefe der Primärelektronen entspricht. Diese Aussage ist richtig, wenn die rückgestreuten Elektronen mit der üblichen Energiecharakteristik eines Szintillationszählers detektiert werden.

Für den Fall, daß nur rückgestreute Elektronen mit geringem Energieverlust detektiert werden ist eine sehr viel bessere Auflösung möglich. Die Abbildungen 3.4 und 3.5 zeigen, daß dann die Wechselwirkungen in einem wesentlich kleinerem lateralen Bereich stattfinden. Auch diese Aussage wurde experimentell bestätigt [25].

Zusammenfassung und Fazit

In dieser Arbeit wurde die laterale Ausdehnung der Diffusionswolke der rückgestreuten Elektronen untersucht. Hierzu wurden Linescans an Stufen, welche die Diffusionswolke teilweise abdecken, analysiert. Sowohl die Austrittstiefe, als auch die laterale Ausdehnung ist abhängig von der Energie der rückgestreuten Elektronen. Die Energieselektion wurde mit einem elektrostatischem toroidalem Sektorfeldspektrometer realisiert.

Zunächst kann aus den Linescans geschlossen werden, daß die laterale Ausdehnung nicht linear mit dem Energieverlust $\Delta E = E_{PE} - E_{BSE}$ der rückgestreuten Elektronen ansteigt. Wenn in einem Diagramm die relative Ausdehnung (bezüglich der maximalen Ausdehnung) gegen die Energie der BSE in Prozent der Primärenergie aufgetragen wird, so ergibt sich eine Beziehung zwischen Ausdehnung und Energie der BSE, welche für alle Primärenergien gültig ist (siehe Kapitel 3.2).

Die maximale laterale Ausdehnung der rückgestreuten Elektronen in Abhängigkeit der Primärenergie weist einen linearen Anstieg auf (Abbildung 3.6). Die Abweichungen zwischen Experiment und Simulation sind nicht mehr zu vernachlässigen und bedürfen einer weiteren Untersuchung.

Bei der Betrachtung tieferliegender Schichten mit spektroskopierten rückgestreuten Elektronen kann davon ausgegangen werden, daß die Auflösung mit zunehmender Tiefe der betrachteten Schicht sinkt. Daraus folgt, daß eine weitere Untersuchung dünner Mehrfach-Schichtstrukturen mit spektroskopierten rückgestreuten Elektronen sicherlich lohnenswert ist.

Mit dem Aufbau der Strahlstromkorrektur in Kapitel 2.3 und der Automatisierung der Aufnahme von Bildreihen wurden die Voraussetzungen geschaffen, ganze Reihen energiegefilterter Abbildungen aufzunehmen, welche einer weiteren Bildverarbeitung

am PC zur Verfügung stehen. Es wäre denkbar, bei der Abbildung tiefer Schichten den Einfluß der oberen Schichten, durch die die Elektronen auf jeden Fall hindurch müssen, rechnerisch wieder auszugleichen.

Literaturverzeichnis

- [1] Berger M.J. Seltzer S.M.: Studies in penetration of charged particles in Matter. Nucl. Sci. Ser. Report 4No.39, NAS-NRC Publ. No.1133, Natl. Acad. Sci. Washington D.C. (1964)
- [2] Bethe H.A.: Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. Ann. Phys. 5 (1930) S.325-400
- [3] Drescher H. Reimer L., Seidel H.: Rückstreuoeffizienten und Sekundärelektronenausbeute von 10-100 keV Elektronen und Beziehungen zur Rasterelektronenmikroskopie. Z. Angew. Phys. 29 (1970) S.331-336
- [4] Fitting H.J.: Transmission, energy distribution, and SE excitation of fast electrons in thin solid films. Phys. stat. sol. (a) 26 (1974) S.525-535
- [5] Hitachi: Bedienungsanleitung für das SEM Hitachi S-4000
- [6] Hoffmeister H.: Spektroskopie und energiegefilterte Abbildung der rückgestreuten Elektronen im Rasterelektronenmikroskop. Dissertation, Universität Münster (2003)
- [7] Joy D.C., Luo S.: An empirical stopping power relationship for low-energy electrons, Scanning 11 (1989) S.176-180
- [8] Lewis H.W.: Multiple scattering in an infinite medium, Phys. Rev. 78 (1950) S.526-529
- [9] Frase G.: Untersuchungen zum topographischen Kontrast mittels Rückstreu-elektronen an geätzten Halbleiterstrukturen in einem Niederspannungsra-

sterelektronenmikroskop. Diplomarbeit, Physikalisches Institut, Westfälische Wilhelms-Universität Münster.(April 1996).

- [10] Lenz F.: Zur Streuung mittelschneller Elektronen in kleinste Winkel, Z. Naturforschg. 9a,(1954) S.185-204
- [11] Pierce J.R.: Limiting Current Densities in Electron Beams, J. Appl. Physics 10 (1939) S.715-724
- [12] Rao-Sahib T.S., Wittry D.B.: X-ray continuous from thick elemental targets for 10-50keV electrons, J. Appl. Phys. 45 (1974) S.5060-5068
- [13] Rau E. Hoffmeister H., Sennov R., Kohl H.: Comparison of experimental and Monte Carlo simulated BSE spectra of multilayered structures in a SEM and „in-depth“ Measurements, Poster Dreiländertagung Regensburg 2001
- [14] Rau E. Hoffmeister H., Sennov R., Kohl H.: Comparison of experimental and Monte Carlo simulated BSE spectra of multilayered structures and „in-depth“ measurements in a SEM, J. Phys. D: Appl. Phys. 35 (2002) S.1433-1437
- [15] Reimer L., Lödding B.: Calculation and tabulation of Mott Cross-Sections for Large-Angle electron scattering, Scanning 6 (1984) S.128-151
- [16] Reimer L.: Monte Carlo Simulation of Electron Diffusion, Software Paket, Vertrieb über Plano W. Plannet GmbH, Ernst-Befort-Strasse 12, D-35578 Wetzlar
- [17] Reimer, L.: Fortran 77 Monte Carlo Program for Minicomputers Using Mott Cross-Sections Scanning Electron Microscopy, Springer Verlag, Berlin 8 (1986) 265-277
- [18] Reimer L.: Image Formation in Low-Voltage Scanning Electron Microscopy, SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, Washington, USA (1993)
- [19] Reimer, L.: Scanning Electron Microscopy, Bd. 45, Springer, Berlin, (1998)
- [20] Schlichting F., Berger D., Niedrig H.: Thickness Determination of Ultra-Thin Films Using Backscattered Electron Spectra of a New Toroidal Electrostatic Spectrometer, Scanning 21 (1999) S.197-203

- [21] Analysis , Bildanalyse-Software von Soft Imaging System GmbH, Johann-Krane-Weg 39, D-48149 Münster
- [22] Schindler B.: Messung der Reichweite von 0.5-10 KeV Elektronen in verschiedenen Elementen, Diplomarbeit im Fach Physik, Physikalisches Institut der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster (Mai 1993)
- [23] Stingl M.: Quantenmechanik, Skript zur Vorlesung (1999), im Internet unter <http://pauli.uni-muenster.de/stingl/> ,Institut für Theoretische Physik der Universität Münster
- [24] Tung C.T., Ashley J.C. Ritchie R.H.: Electron inelastic mean free paths and energy losses in solids, Surf. Sci. 81 (1979) 427-439
- [25] Wells O.C.: Low-loss image for surface SEM, Appl. Phys. Lett. 19, (1971) S.232