

Messungen zum topographischen Kontrast  
mittels Rückstreuielektronen an geätzten  
Halbleiterstrukturen in einem  
Niederspannungsrasterelektronenmikroskop

Carl Georg Frase

April 1996

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1	Elastische Streuung . . . . .	4
2.2	Unelastische Streuung . . . . .	7
2.3	Stopping Power . . . . .	8
2.4	Reichweite . . . . .	9
2.5	Elektronendiffusion und Rückstreuung . . . . .	10
2.6	Rückstreukoeffizient . . . . .	11
2.7	Kontrast und Auflösung . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Die Monte Carlo-Simulation</b>	<b>15</b>
<b>4</b>	<b>Experimenteller Aufbau</b>	<b>19</b>
4.1	Die Probe . . . . .	20
4.2	Die Elektronensonde . . . . .	22
4.3	Der Ring-Detektor . . . . .	23
4.4	Der Top-Detektor . . . . .	26
4.5	Verstärkerkette und Bildverarbeitung . . . . .	27
<b>5</b>	<b>Auswertung</b>	<b>30</b>
5.1	Top-Detektor . . . . .	30
5.2	Ring-Detektor 45°-53° . . . . .	32
5.3	Ring-Detektor 0°-20° . . . . .	34
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>37</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

Die Rasterelektronenmikroskopie (engl. Scanning Electron Microscopy, SEM) geht zurück auf Ideen von M. Knoll und M. von Ardenne in den dreißiger Jahren; seit der Mitte der sechziger Jahre existieren kommerziell nutzbare Geräte. Durch die große Vielfalt der Wechselwirkungen des Elektronenstrahls mit der Probe wie Emission von Sekundärelektronen, Licht- und Röntgenquanten und Rückstreuung von Primärelektronen erschließt sich der Rasterelektronenmikroskopie ein großes Feld von Anwendungen.

Durch die Entwicklung von Feldemissions- und Schottky-Kathoden wurde in den letzten Jahren auch der Energiebereich von 0.5–5 keV für die Rasterelektronenmikroskopie erschlossen. Diese Niederspannungsrasterelektronenmikroskopie (engl. Low Voltage Scanning Electron Microscopy, LVSEM) bietet in vielen Bereichen Vorteile gegenüber der konventionellen Rasterelektronenmikroskopie:

Durch die geringe Reichweite der Elektronen verringert sich die Informationstiefe auf eine dünne Oberflächenschicht, so daß echte Oberflächenabbildungen möglich werden. Zudem wird die Aufladung einer nichtleitenden Probe stark vermindert, und eine Metallbedampfung der Proben wird überflüssig. Auch die Strahlenschäden werden stark verringert [Rei93,Bön92,Kat91], so daß diese Technik z.B. zur Qualitätsprüfung von Halbleiterbauelementen in der laufenden Produktion verwendbar ist.

Durch veränderte Wechselwirkungsprozesse im Energiebereich unter 5 keV unterscheiden sich die Kontrastmechanismen zwischen Low-Voltage-Bereich

und konventionellem Energiebereich von 5–50 keV.

In dieser Arbeit wird daher das Verhalten des topographischen Kontrastes an geätzten Halbleiterstrukturen sowohl im konventionellen als auch im Low-Voltage-Bereich untersucht. Zur Abbildung werden dabei ausschließlich Rückstreuелеktronen verwendet. Diese sind zur Metrologie von Mikrostrukturen besonders geeignet, da die starke Überstrahlung von Kanten, die bei Abbildungen mit Sekundärelektronen auftreten, weitgehend unterdrückt wird und so Strukturen genau vermessen werden können.

Die experimentell bestimmten Kontraste werden verglichen mit Kontrasten, die durch Monte Carlo-Simulationen theoretisch berechnet werden.

In der Simulation können dabei Effekte, die nur indirekt meßbar sind wie die Diffusion von Elektronen im Festkörper, sichtbar gemacht werden. Auf der Basis von Monte Carlo-Berechnungen können auch neue Detektoren vor ihrer Realisierung getestet werden, so daß gezielt Detektoren entwickelt werden können, die optimale Kontraste liefern. Auch für die Metrologie von Mikrostrukturen ist die Monte Carlo-Methode von Bedeutung: Durch Berechnung des Linienprofils einer idealen Probenstruktur kann eine Norm geschaffen werden, mit der die realen Strukturen verglichen werden.

Das Ziel dieser Arbeit ist eine Überprüfung der aus der Monte Carlo-Simulation **MOCASIM** gewonnenen Aussagen zum Kontrastverhalten. Dazu werden die mit der Monte Carlo-Simulation berechneten Kontraste systematisch mit experimentell bestimmten Kontrasten verglichen, die aus Abbildungen mit Rückstreuелеktronen gewonnen werden. Dabei werden verschiedene Detektoren und sowohl der Low-Voltage- als auch der konventionelle Energiebereich berücksichtigt.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

Die Kontraste in der Elektronenmikroskopie sind Folge verschiedener Wechselwirkungen zwischen Primärelektronenstrahl und Probe. Die Theorie dieser Wechselwirkungen soll in diesem Kapitel erläutert werden, wobei sich die Darstellung auf Aspekte konzentriert, die zum Verständnis der topographischen Kontraste von Rückstreuелеktronenbildern - dem Thema dieser Arbeit - notwendig sind.

Elastische und unelastische Streuung sind die grundlegenden Prozesse, die Reichweite, Elektronendiffusion und Emission von Sekundär- sowie Rückstreuелеktronen beeinflussen und damit von zentraler Bedeutung für Auflösung und Kontrast rasterelektronenmikroskopischer Abbildungen sind.

Diese Prozesse sind deshalb die Grundlage der Berechnung von Elektronenbahnen im Festkörper mittels Monte Carlo-Simulationen.

Daher wird zunächst die Theorie der elastischen und unelastischen Streuung behandelt, um darauf aufbauend die Reichweite von Elektronen im Festkörper und ihre Rückstreuung darzustellen, welche schließlich zu den Größen Auflösung und Kontrast führen.

### 2.1 Elastische Streuung

Elastische Streuung entsteht durch Ablenkung der Elektronen im anziehenden Coulombpotential  $V(r)$  der Atomkerne des Festkörpers. Wegen der großen Masse des Kerns im Vergleich zum Elektron liegt der Energieübertrag

in der Größenordnung einiger meV und kann vernachlässigt werden.  
Die zeitunabhängige Schrödingergleichung dieses Problems lautet:

$$\nabla^2 \psi + \frac{2m}{\hbar^2} (E - V) \psi = 0 \quad (2.1)$$

mit dem Coulombpotential

$$V(r) = -\frac{e^2 Z}{4\pi\epsilon_o r} \quad (2.2)$$

Für große Entfernungen  $r$  vom Streuzentrum ergibt sich in asymptotischer Näherung als Lösung eine Überlagerung der einfallenden ebenen Welle mit einer gestreuten Kugelwelle:

$$\psi(r) = \psi_o \left( e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \right) \quad (2.3)$$

Die Streuamplitude  $f(\theta)$  ist mit dem differentiellen Streuquerschnitt verknüpft nach

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (2.4)$$

In Bornscher Näherung ergibt sich daraus der Rutherford'sche Streuquerschnitt, der auch aus der klassischen Theorie folgt:

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{e^4 Z^2}{4(4\pi\epsilon_o)^2 m^2 v^2} \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad (2.5)$$

Abbildung 2.1 zeigt die daraus resultierende Winkelverteilung (gestrichelte Kurve) in einem logarithmischen Polardiagramm für Kohlenstoff und Gold.

Eine Schwäche des Rutherford-Modells ist sofort ersichtlich: für Streuwinkel  $\theta \rightarrow 0$  ergibt sich eine Singularität, da ein unabgeschirmtes positives Coulombpotential beschrieben wird, so daß alle Streupartner im endlichen Abstand zum Streuzentrum abgelenkt werden müssen. Dies entspricht nicht der physikalischen Realität im Festkörper, da die positive Kernladung durch die negativ geladene Elektronenhülle abgeschirmt wird.

Einen einfachen Ansatz zur Berücksichtigung dieses Effekts liefert das Wentzel-Modell, welches die Abschirmung durch ein exponentiell abfallendes Potential beschreibt [Wen27]:

$$V(r) = -\frac{e^2 Z}{4\pi\epsilon_o} \frac{\exp(-r/R)}{r} \quad (2.6)$$

mit dem Abschirmungsradius  $R = a_H Z^{1/3}$  ( $a_H$ : Bohrscher Radius = 0.0529 nm). Das Lösen der Schrödingergleichung mit diesem Ansatz ergibt in der Bornschen Näherung:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{e^4 Z^2}{4(4\pi\epsilon_o)^2 m^2 v^2} \frac{1}{(\sin^2(\frac{\theta}{2}) + \sin^2(\frac{\theta_o}{2}))^2} \quad (2.7)$$

mit dem charakteristischen Winkel

$$\theta_o \cong \frac{\lambda}{2\pi R} \quad . \quad (2.8)$$

Da der charakteristische Winkel  $\theta_o$  über die de Broglie-Wellenlänge  $\lambda = 1/\sqrt{E}$  von der Energie abhängt, wächst  $\theta_o$  mit abnehmender Energie an. Durch die Einführung des charakteristischen Winkels wird die Singularität für  $\theta \rightarrow 0$  vermieden, für höhere Winkel geht der Ausdruck über in den Rutherford'schen Streuquerschnitt.

Eine weitere Schwäche des Rutherford-Streumodells ist, daß die Spin-Bahn Kopplung, die vor allem die Großwinkelstreuung beeinflusst, nicht berücksichtigt wird. Zur Einbeziehung der Spin-Bahn Kopplung muß statt der Schrödingergleichung die relativistische Pauli-Dirac-Gleichung gelöst werden. Unter Berücksichtigung der Abschirmung und der Spin-Bahn Kopplung folgen mit der Partialwellenmethode die Mott-Streuquerschnitte [Mot65, Rei84, Sal93].

Beide Effekte, Abschirmung und Spin-Bahn Kopplung werden in einem Korrekturterm  $r(\theta)$  zusammengefaßt, der die Rutherford-Streuquerschnitte in die exakten Mott-Streuquerschnitte überführt:

$$\frac{d\sigma_{Mott}}{d\Omega} = r(\theta) \frac{d\sigma_R}{d\Omega} \quad . \quad (2.9)$$

Abbildung 2.2 zeigt das Verhältnis  $r(\theta)$  von Mott- zu Rutherford-Streuquerschnitten für die Elemente Bor, Silizium und Uran jeweils für Energien von 0.5–50 keV. Wird das Verhältnis  $r(\theta)$  gleich eins, reicht die Rutherford-Streuformel zur Beschreibung der Streuung aus.

Für Streuwinkel  $\theta \rightarrow 0$  geht  $r(\theta)$  gegen null, was aus der Singularität der un abgeschirmten Rutherford-Streuformel resultiert. Bei Elementen niedriger

Ordnungszahl wie Bor steigt  $r(\theta)$  für hohe Streuwinkel bei niedrigen Energien stark an. Mit wachsenden Ordnungszahlen verschiebt sich das Maximum von  $r(\theta)$  zu höheren Energien, während man bei niedrigen Energien sehr geringe Werte von  $r(\theta)$  beobachtet. Dies führt zu Differenzen bei der Berechnung des Rückstreukoeffizienten  $\eta$  zwischen Mott- und Rutherford-Streuformel. Für Rechnungen mit der Mott-Streuformel sinkt  $\eta$  mit abnehmender Energie, was gut mit experimentellen Daten übereinstimmt [Bön93], bei Verwendung der Rutherford-Streuformel hingegen steigt der Rückstreukoeffizient an. (siehe Abbildung 2.3) Die Rutherford-Streuformel liefert gute Ergebnisse für Elemente niedriger Ordnungszahl bei Energien oberhalb 10 keV, für Elemente höherer Ordnungszahl und für geringere Energien kommt es jedoch zu starken Abweichungen von den Mott-Streuquerschnitten, so daß insbesondere für den Low Voltage-Bereich ausschließlich Mott-Streuquerschnitte verwendet werden sollten. Als Faustformel gilt, daß Rutherford-Streuquerschnitte verwendbar sind, solange die Elektronenenergie größer ist als die Ionisierungsenergie der K Schale des betrachteten Elements.

## 2.2 Unelastische Streuung

Unelastische Streuung resultiert aus der Anregung von Elektronen im Festkörper mit einem damit verbundenen Energieverlust  $\Delta E$  des Primärelektrons. Die unelastische Streuung ist weniger stark lokalisiert als die elastische Streuung am Atomkern. Die Streuung ist überwiegend auf kleine Streuwinkel von unter  $0.5^\circ$  beschränkt.

Unelastische Streuung kann durch eine Fülle von verschiedenen Wechselwirkungsarten ausgelöst werden. Die Wichtigsten sind hierbei [Ege86,Rae80]:

- Anregung von Oberflächen- oder Volumenplasmonen mit einem Energieverlust  $\Delta E$  von 5–30 eV.
- Intra- und Interbandübergänge ( $\Delta E \leq 30$  eV)
- Elektron-Elektron (Compton-) Streuung als Einzelelektronenanregung mit einem Energieverlust  $\Delta E \leq E/2$



- Innerschalenionisation: Anregung von Elektronen der K,L,M,... Schalen in Zustände oberhalb des Fermi-niveaus oder das Kontinuum, was die Ionisation des Atoms zur Folge hat.

Aufgrund der Vielfalt der Wechselwirkungsarten ist es schwierig, einen analytischen Ausdruck für den Streuquerschnitt anzugeben. Aus der dielektrischen Theorie folgt der doppelt differentielle Streuquerschnitt

$$\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega} = \frac{1}{\pi^2 E N_E a_H} \frac{\text{Im}(-1/\epsilon(\Delta E, \theta))}{\theta^2 + \theta_E^2} \quad (2.10)$$

mit der komplexen dielektrischen Konstante  $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ , der Anzahl  $N_E$  der Atome pro Volumeneinheit und dem charakteristischen Winkel  $\theta_E \simeq \frac{\Delta E}{2E}$  der unelastischen Streuung. Integration über das gesamte Energiespektrum führt auf einen differentiellen Streuquerschnitt für unelastische Streuprozesse [Len54].

## 2.3 Stopping Power

Ein Elektron durchläuft auf seiner Bahn durch den Festkörper eine Fülle von unelastischen Streuprozessen. Der dabei auftretende Energieverlust liegt überwiegend im Bereich unter 50 eV und ist somit deutlich geringer als die Primärenergie des Elektrons. Daher kann der Energieverlust als kontinuierlich entlang der Bahn des Elektrons angenommen werden. Diese sogenannte Continuous-Slowing-Down-Approximation (CSDA) wurde 1930 von Bethe eingeführt [Bet30]. Der mittlere Energieverlust  $dE_m(s)$  pro Wegelement  $ds$  wird als Stopping Power  $S$  bezeichnet:

$$S = \left| \frac{dE_m}{ds} \right| = \frac{2\pi e^4 N_A \rho}{(4\pi\epsilon_o)^2 A E} \sum_{nl} f_{nl} \ln(E/E_{nl}) \quad . \quad (2.11)$$

Dabei ist  $N_A$  die Avogadro-Konstante,  $\rho$  die Dichte und  $A$  das Atomgewicht. Die Oszillatorstärke  $f_{nl}$  entspricht in etwa der Anzahl  $Z_{nl}$  der Elektronen in der  $nl$ -Unterschale mit der Ionisationsenergie  $E_{nl}$ . Zur Abbremsung tragen nur Unterschalen mit einer Ionisationsenergie  $E_{nl} < E$  bei. Für große Energien kann die Formel vereinfacht werden zu

$$S(E) = \left| \frac{dE_m}{ds} \right| = \frac{2\pi e^4 N_A \rho Z}{(4\pi\epsilon_o)^2 A E} \ln \left( \frac{1.166 E}{J} \right) \quad (2.12)$$

mit einem mittleren Ionisationspotential

$$\begin{aligned} J &= 9.76Z + 58.5Z^{-0.19} & , & \quad Z \geq 13 \\ J &= 11.5Z & , & \quad Z \leq 12 \end{aligned} \quad (2.13)$$

in Einheiten von eV [Ber64].

Die Näherungsformel versagt jedoch für niedrige Energien. Wenn die Elektronenenergie unter das mittlere Ionisationspotential  $J$  absinkt, wird der logarithmische Term negativ und das Elektron gewinnt wieder an kinetischer Energie hinzu anstatt abgebremst zu werden. Für kleine Energien muß deshalb eine Korrekturfunktion gefittet werden.

Abbildung 2.4 zeigt die inverse Stopping Power  $1/S$  für Gold und Kohlenstoff für die Bethe(1)-Formel (2.11), die Bethe(2)-Näherungsformel (2.12) und für verschiedene andere Näherungen. In der Näherung von Rao-Sahib und Wittry wird für Energien  $E \leq 6.3J$  ein parabolischer Verlauf der inversen Stopping Power angenommen [Rao74]:

$$S \propto \frac{1}{\sqrt{JE}} \quad . \quad (2.14)$$

Diese Näherung liefert die beste Übereinstimmung mit experimentellen Daten.

## 2.4 Reichweite

Die Abbremsung der Primärelektronen im Festkörper durch unelastische Streuprozesse führt zu einer begrenzten Reichweite der Elektronen. Man unterscheidet dabei zwischen Bethe-Reichweite und praktischer Reichweite.

Die Bethe-Reichweite wird berechnet durch Integration der Stopping-Power  $S$ :

$$R_B = \int_{E_{min}}^E \frac{dE}{S(E)} \quad . \quad (2.15)$$

Dabei ist  $R_B$  die mittlere Weglänge, die ein Elektron im Festkörper zurücklegt, bis es auf die Energie  $E_{min} \cong 0$  abgebremst ist.

Die praktische Reichweite  $R$  wird durch Messung der Transmission von Elektronen einer bestimmten Energie durch Schichten zunehmender Massendicke

$x = \rho t$ , mit der Dichte  $\rho$  und der Schichtdicke  $t$  bestimmt [Rei93].

Bei Elementen niedriger Ordnungszahl wie Kohlenstoff führen die geringen elastischen Streuwinkel zu einer pinselförmigen Diffusionswolke; die Bethe-Reichweite ist dabei ungefähr gleich der praktischen Reichweite. Für Elemente hoher Ordnungszahl wie Gold kommt es wegen der stärkeren elastischen Großwinkelstreuung zu einer Verknäuelung der Trajektorien; die Diffusionswolke verbreitert sich und die praktische Reichweite wird zwei- bis dreimal kleiner als die Bethe-Reichweite. (siehe Abbildung 2.5)

Bei Angabe einer Elektronenreichweite ist daher stets deren Definition mit anzugeben. Für die praktische Reichweite  $R$  gilt in guter Näherung für Energien oberhalb 10 keV die von Libby angegebene Formel [Lib47]

$$R = \frac{20}{3} E^{\frac{5}{3}} \quad . \quad (2.16)$$

Für Energien  $E$  in keV ergibt sich die Reichweite  $R$  in  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Nach Division durch die Dichte in  $\text{g}/\text{cm}^3$  und Multiplikation mit dem Faktor 10 erhält man die Elektronenreichweite in nm.

## 2.5 Elektronendiffusion und Rückstreuung

Elastische und unelastische Wechselwirkungen des Primärelektronenstrahls mit der Probe führen zur Ausbildung einer Diffusionswolke, deren Größe und Form entscheidenden Einfluß auf Kontrast und Auflösung eines raster-elektronenmikroskopischen Bildes hat. Abbildung 2.6 zeigt in einem Querschnitt der Elektronen-Diffusionswolke schematisch die wichtigsten Wechselwirkungsprozesse und die daraus entstehende Strahlung.

Für die Bilderzeugung sind besonders die Emission von Sekundärelektronen (SE) und Rückstreuielektronen (BSE) von Bedeutung: SE werden durch Ionisationsprozesse in der Probe erzeugt und besitzen eine geringe Tiefeninformation, da sie wegen ihrer geringen Energie nur aus oberflächenschichten einiger nm Tiefe austreten können. Man unterscheidet nach dem Ort ihrer Entstehung verschiedene Arten von SE:

- SE1 werden durch Primärelektronen direkt am Einstrahlort erzeugt.

- SE2 werden erzeugt beim Durchgang rückgestreuter Elektronen durch oberflächennahe Schichten.
- SE3 werden in der Probenkammer und speziell am Polschuh durch rückgestreute Elektronen ausgelöst.
- SE4 werden vom Primärelektronenstrahl in der Mikroskopsäule und speziell an der Aperturblende erzeugt.

BSE können aus einer Tiefe bis zur halben Elektronenreichweite aus der Probe austreten und tragen daher eine größere Tiefeninformation als SE. Abbildung 2.7 zeigt das Energiespektrum der emittierten Elektronen. Nach allgemeiner Konvention werden emittierte Elektronen mit einer Energie unter 50 eV den SE zugerechnet. Das SE-Spektrum hat sein Maximum bei Energien zwischen 2 und 5 eV. Das breite Spektrum der BSE von 50 eV bis zur Primärenergie  $E = eU$  entsteht durch die Abbremsung der Elektronen in zahlreichen inelastischen Streuprozessen. Elastisch reflektierte Elektronen (ERE) bilden einen Peak direkt unterhalb der Primärenergie, gefolgt von Oberflächen- und Volumenplasmonenverlusten. ERE und Elektronen mit Plasmonenverlusten werden gemeinsam als Low-Loss-Electrons (LLE) bezeichnet und entstammen aus dünnen Oberflächenschichten, deren Tiefe der der SE vergleichbar ist. Es folgen Peaks durch die Ionisationskanten, denen Peaks durch emittierte Augerelektronen überlagert sind.

## 2.6 Rückstreukoeffizient

Der Rückstreukoeffizient  $\eta$  ist der Anteil der eingestrahlten Elektronen, die mit einer Energie  $> 50$  eV zurückgestreut werden:

$$\eta = \frac{I_{PE}}{I_{BSE}} \quad . \quad (2.17)$$

Für Primärenergien oberhalb 5 keV ist  $\eta$  nahezu unabhängig von der Energie und steigt monoton mit der Ordnungszahl  $Z$  an [Dre70]. Im Low-Voltage Bereich unter 5 keV kommt es für Elemente niedriger Ordnungszahl mit abnehmender Primärenergie zu einem Anstieg des Rückstreukoeffizienten,

für hohe Ordnungszahlen dagegen zu einem Abfall [Rei80] (Abbildung 2.8). Der Grund hierfür ist die Energieabhängigkeit der Mott-Streuquerschnitte [Rei84]. (vgl. Abbildung 2.2)

Die Winkelverteilung der rückgestreuten Elektronen folgt bei senkrechtem Einfall dem Lambertschen Cosinus-Gesetz [Kan57,Dre70]:

$$\frac{d\eta}{d\Omega} = \frac{\eta}{\pi} \cos \xi \quad . \quad (2.18)$$

Dabei ist  $\xi$  der Winkel zur Oberflächennormalen der Probe. Mit wachsender Neigung der Oberfläche zum Elektronenstrahl kommt es zu einem Anstieg von  $\eta$ , da die Elektronen weniger tief in die Probe eindringen und so mehr BSE aus oberflächennahen Schichten austreten können. So kommt es insbesondere an Oberflächenstufen zu einem Anstieg des BSE-Signals, da Elektronen auch seitlich austreten können und sich damit die Austrittsfläche vergrößert.

## 2.7 Kontrast und Auflösung

Der Kontrast  $C$  zweier Signale  $S_1$  und  $S_2$  ist definiert als Quotient aus Differenz und Summe beider Signale [Hec89]:

$$C = \frac{S_1 - S_2}{S_1 + S_2} \quad . \quad (2.19)$$

Im folgenden soll ausschließlich der topographische Kontrast dargestellt werden, da für die Fragestellung dieser Arbeit nur der topographische Kontrast Bedeutung besitzt.

Topographische Strukturen werden für gewöhnlich mit SE abgebildet, da diese aus oberflächennahen Schichten austreten und somit eine geringe Tiefeninformation tragen. Zum Kontrast des SE-Signals tragen mehrere Effekte bei:

- Flächenneigungskontrast: die Sekundärelektronenausbeute ist abhängig von der lokalen Neigung der Probenoberfläche.
- Abschattungskontrast: hinter Erhöhungen oder in Vertiefungen der Probenoberfläche ist das SE-Signal vermindert.

- BSE-Diffusionskontrast: Wenn BSE in erhöhtem Maße aus der Probe austreten können – z.B. an Kanten –, erhöht sich auch das SE2- und SE3-Signal.
- SE-Diffusionskontrast an Kanten
- Massendickekontrast von Beschattungsfilmern

Der topographische Kontrast des BSE-Signals setzt sich zusammen aus Abschattungskontrast und BSE-Diffusionskontrast: Der Abschattungskontrast steigt mit flacher werdendem Detektionswinkel der BSE an. Bei hohen Abnahmewinkeln, d.h. in Richtung der Flächennormalen, wird dagegen hauptsächlich ein Materialkontrast gemessen, da Elemente hoher Ordnungszahl stärker in große Raumwinkel streuen als Elemente niedriger Ordnungszahl. Der Abschattungskontrast verliert mit ansteigender Primärenergie an Bedeutung, da der enge Zusammenhang zwischen Einstrahl- und Austrittsort wegen der zunehmenden Reichweite der Elektronen schwächer wird. Der BSE-Diffusionskontrast resultiert aus einer Erhöhung der Austrittsfläche der BSE an Kanten und einem damit verbundenen Anstieg des Rückstreukoeffizienten  $\eta$ . Der BSE-Diffusionskontrast steigt mit wachsender Energie an, da sich die Austrittsfläche mit zunehmender Elektronenreichweite erhöht. So werden Erhebungen in der Probenoberfläche ganz von der Diffusionswolke ausgefüllt und die Austrittsfläche erhöht sich stark gegenüber einer ebenen Oberfläche. Abbildungen mittels BSE bieten einige Vorzüge, die es rechtfertigen, BSE statt SE zur Abbildung von topographischen Strukturen zu verwenden:

Das SE-Signal setzt sich zusammen aus Sekundärelektronen vom Typ SE1–SE4. Zur Hochauflösung tragen jedoch nur die direkt am Einstrahlort des PE-Strahls erzeugten SE1 bei. Die genaue Zusammensetzung des SE-Signals ist gerätespezifisch und i.a. nicht exakt bekannt. Daraus resultiert eine Meßungenauigkeit unbekannter Größe, zudem sind die Ergebnisse schwer reproduzierbar, da der Anteil der SE3 und SE4 gerätespezifisch ist. Demgegenüber bietet das BSE-Signal den Vorteil, weitgehend geräteunabhängig und damit reproduzierbar und besser analysierbar zu sein [Pos90a]. Bei niedrigen Primärenergien sinkt die Reichweite der Elektronen im Festkörper zudem

so weit, daß die Informationstiefe  $R/2$  der BSE in die Größenordnung der Informationstiefe der SE gelangt, so daß eine hochauflösende Oberflächenabbildung realisierbar wird. Zudem wird eine Überstrahlung von Kanten durch SE-Diffusion vermieden, so daß Strukturen klarer abgebildet werden können, und BSE-Abbildungen sind weniger empfindlich gegenüber Kontamination und Aufladung der Probe.

Da BSE aufgrund ihrer hohen Energie weniger stark von elektrischen Feldern in der Probenkammer beeinflusst werden und sich daher im Vakuum geradlinig bewegen, können Zusammenhänge zwischen Abnahmewinkel des Detektors und Kontrast besser analysiert werden als Kontraste des SE-Signals.

Deshalb wurden im experimentellen Teil nur Kontrastmessungen an reinen BSE-Abbildungen vorgenommen.

Neben dem Kontrast ist die Auflösung ein weiteres wichtiges Kriterium für die Qualität eines SEM-Bildes. Das Auflösungsvermögen wird definiert durch das Rayleigh-Kriterium: Zwei Punkte im Abstand  $d$  sind noch getrennt wahrnehmbar, wenn sich ihre Signalverteilungen im halben Abstand  $d/2$  zu weniger als 75% des Signalmaximums überlagern [Rei85].

Bei einem BSE-Signal ist die Auflösung durch die Reichweite der Elektronen im Festkörper begrenzt. Daher wird mit abnehmender Energie die Auflösung verbessert. Allerdings verringert sich dadurch auch das BSE-Signal und das Signal-Rausch-Verhältnis wird schlechter, so daß höhere Anforderungen an das Detektorsystem gestellt werden müssen.

# Kapitel 3

## Die Monte Carlo-Simulation

Eine Monte Carlo-Simulation stellt ein physikalisches Experiment auf dem Computer dar. Dabei wird eine große Anzahl stochastischer physikalischer Prozesse simuliert, wobei variable Parameter aus Zufallszahlen bestimmt werden. Ein einzelner simulierter Prozeß führt dabei zu keiner sinnvollen Aussage, durch Mittelung über eine große Anzahl von Einzelergebnissen können jedoch relevante Ergebnisse gewonnen werden.

Das hier verwendete Programm **MOCASIM** [Rei96] simuliert die Diffusion von Elektronen im Festkörper. Dazu werden einzelne Trajektorien schrittweise unter Verwendung von Zufallszahlen auf der Basis von theoretisch bestimmten Verteilungsfunktionen berechnet.

Für einen Streuparameter  $x \in (x_1, x_2)$  wird die Wahrscheinlichkeit  $p(x)$  eingeführt, mit der ein Ereignis im Intervall  $(x, x + dx)$  stattfindet. Durch Bildung der Stammfunktion von  $p(x)$  und Normierung auf den gesamten Definitionsbereich  $(x_1, x_2)$  von  $x$  erhält man die normierte, integrierte Wahrscheinlichkeitsfunktion

$$P(x) = \frac{\int_{x_1}^x p(x) dx}{\int_{x_1}^{x_2} p(x) dx} \quad (3.1)$$

mit Funktionswerten im Intervall  $(0,1)$ . Diese wird mit einer gleichverteilten Zufallszahl  $R \in (0, 1)$  gleichgesetzt. Die Invertierung nach  $x(R)$  ergibt dann einen zur Zufallszahl  $R$  korrespondierenden Wert für  $x$ .

Obwohl keine simulierte Trajektorie genau mit einer realen Bahn übereinstimmen wird, können aus  $10^4$ - $10^6$  Einzelsimulationen Vorhersagen getroffen werden, die mit experimentell beobachtbaren Effekten übereinstimmen, so-



fern die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse genau genug modelliert werden. Im folgenden sollen deshalb der schematische Aufbau der Simulation sowie die verwendeten physikalischen Modelle vorgestellt werden:

Die Berechnung der Elektronenbahnen erfolgt schrittweise, d.h. aus den Koordinaten des jeweils letzten Streupunktes wird der nächste Streupunkt berechnet. Die relevanten Parameter sind dabei die elastischen Streuwinkel  $\theta$  und  $\chi$ , die freie Weglänge  $s$  und die Energie  $E$ .

Der Streuwinkel  $\theta$  wird numerisch aus den differentiellen Mott-Streuquerschnitten  $d\sigma_{Mott}/d\Omega$  bestimmt. Die Streuquerschnitte sind für Energien von 0.1–50 keV und Streuwinkel  $\geq 10^\circ$  in Winkelschritten von  $10^\circ$  für alle Elemente tabelliert und werden beim Start der Simulation für die fraglichen Elemente geladen.

Der überwiegende Teil der elastischen Streuprozesse ist auf kleine Winkel  $\leq 10^\circ$  beschränkt. Zur Erlangung akzeptabler Rechenzeiten werden daher nur Streuprozesse in Winkel  $\geq 10^\circ$  individuell berechnet, während elastische Kleinwinkelstreuung durch den Vielfachstreuansatz nach Lewis [Lew50] berücksichtigt wird. Die damit berechnete mittlere Winkelablenkung durch Kleinwinkelstreuung wird jeweils auf halber Strecke zwischen zwei Großwinkelstreuungsprozessen eingefügt. Inelastische Streuung ist auf Streuwinkel  $\leq 0.5^\circ$  beschränkt und kann daher vernachlässigt werden.

Der azimutale Streuwinkel  $\chi$  ist gleichverteilt, da es sich um ein radialsymmetrisches Problem handelt, und wird bestimmt nach

$$\chi = 2\pi R \quad (3.2)$$

mit der Zufallszahl  $R \in (0,1)$ .

Die Strecke  $s$ , die ein Elektron zwischen zwei elastischen Streuprozessen zurücklegt, wird aus der mittleren freien Weglänge  $\Lambda_{el}$  bestimmt, die gegeben ist durch:

$$\Lambda_{el} = \frac{A}{N_A \rho \sigma_{el}} \quad (3.3)$$

mit dem Atomgewicht  $A$ , der Avogadroschen Zahl  $N_A$ , der Dichte  $\rho$  und dem totalen elastischen Streuquerschnitt  $\sigma_{el}$ , der durch Integration des differentiellen Mott-Streuquerschnitts berechnet wird. Die Wahrscheinlichkeit  $p(s)$ ,

daß ein Elektron nach Zurücklegen der Strecke  $s$  noch nicht gestreut wurde, fällt exponentiell:

$$p(s) = \exp(-s/\Lambda_{el}) \quad . \quad (3.4)$$

Daraus resultiert die normierte Verteilungsfunktion

$$P(s) = \frac{\int_0^s \exp(-s/\Lambda_{el}) ds}{\int_0^\infty \exp(-s/\Lambda_{el}) ds} \quad . \quad (3.5)$$

Gleichsetzen von  $P(s)$  mit einer gleichverteilten Zufallszahl  $R \in (0, 1)$  und Auflösen nach  $s$  ergibt

$$s = -\Lambda_{el} \ln(1 - R) = -\Lambda_{el} \ln(R) \quad . \quad (3.6)$$

Das letztere, da sowohl  $1 - R$  als auch  $R$  gleichverteilte Zufallszahlen im Intervall  $(0, 1)$  sind.

Die noch verbleibende Energie  $E$  eines Elektrons im Streupunkt wird aus der zurückgelegten Strecke  $s$  unter Verwendung der Bethe Abbrems-Formel mit der Rao-Sahib-Wittry-Näherung berechnet (vergl. Kap. 2.3). Die schrittweise Simulation der Elektronenbahn wird solange fortgesetzt, bis das Elektron die Probe verläßt oder aber seine kinetische Energie vollständig abgegeben hat. Im ersten Fall kann aus Austrittswinkeln und Energie bestimmt werden, ob das Elektron in einem zuvor konfigurierten Detektor registriert wird.

Mit dem Programm **MOCASIM** können sowohl Probenstruktur als auch Detektoren frei konfiguriert werden [Rei95b,c]. Dabei können Szintillations-, Halbleiter-, und Channelplate-Detektoren verwendet werden. Das Programm bestimmt aus dem Raumwinkel, in den das Elektron zurückgestreut wird, ob das Elektron von einem der Detektoren detektiert wird, und berechnet aus seiner Energie, mit welcher Intensität es zum Detektorsignal beiträgt. Dabei kann auch eine Nachbeschleunigung der BSE berücksichtigt werden.

Die detektierten BSE werden dabei gewichtet nach  $(E_{BSE} - E_{th} + E_p)/E_0$ . Dabei ist  $E_{BSE}$  die Energie eines rückgestreuten Elektrons,  $E_{th}$  die Schwellenenergie des Detektors zum Nachweis von Elektronen,  $E_p$  die zusätzliche Energie durch Nachbeschleunigung und  $E_0$  die Primärenergie des Elektronenstrahls.

Durch die Berechnung des Detektorsignals für alle Punkte entlang der Symmetrieachse der Probe kann ein Linienprofil des Detektorsignals über die Probenstruktur aufgezeichnet werden.

Ziel dieser Arbeit ist ein Vergleich der Kontraste aus berechneten Linienprofilen mit gemessenen Linienprofilen von rasterelektronenmikroskopischen Abbildungen mittels BSE.

# Kapitel 4

## Experimenteller Aufbau

In den folgenden Kapiteln 4 und 5 werden die experimentellen Untersuchungen des topographischen Kontrasts dargestellt. Zunächst wird der Meßaufbau beschrieben, wobei auch untersucht wird, in wieweit von der Apparatur verursachte Artefakte die Meßergebnisse beeinflussen und wo die Grenzen der Meßgenauigkeit liegen.

Alle Kontrastmessungen wurden mit einem Niederspannungsrasterelektronenmikroskop S-4000 von Hitachi durchgeführt. Das Mikroskop ist mit einer Feldemissionskathode ausgerüstet, die einen hinreichend monoenergetischen Elektronenstrahl erzeugt und gute Strahlströme bis hinab zu Beschleunigungsspannungen von 0.5 keV liefert.

Zur Detektion von Rückstreuelektronen mit steilen Austrittswinkeln wird ein Szintillations-Top-Detektor verwendet [Aut91]; flach austretende BSE werden mit dem Szintillations-Ring-Detektor von Hejna [Hej87,Aut91] detektiert. Beide Detektoren erfassen den gesamten azimuthalen Winkelbereich rückgestreuter Elektronen. Dadurch werden an den untersuchten Halbleiterstrukturen symmetrische Linienprofile erzeugt, die zur quantitativen Kontrastanalyse und zur Metrologie von Mikrostrukturen notwendig sind.

Bei der Detektion von BSE ist es wichtig, einen großen Raumwinkelbereich zu erfassen, da die schnellen BSE durch eine am Detektor anliegende Saugspannung kaum aus ihrer Bahn abgelenkt werden und die Signalausbeute durch BSE im Low-Voltage-Bereich sehr gering ist. Everhart-Thornley-Detektoren sind daher zur Detektion von BSE wegen ihres kleinen Detekti-

onswinkels nicht geeignet.

Neben den Szintillations-Detektoren sind weitere Detektortypen zur Detektion von BSE verwendbar: In Halbleiter-Detektoren wird das Signal direkt im Detektor verstärkt [Oat81]; Lichtleitersysteme entfallen bei diesem Detektortyp. Im Low-Voltage-Bereich sind diese Detektoren jedoch wegen der schlechter werdenden Signalausbeute nicht verwendbar.

Bei der BSE/SE Konverteranordnung werden die in der Probe erzeugten SE1 und SE2 durch ein positives Probenpotential zurückgehalten. Rückgestreute Elektronen lösen an einer unter dem Polschuh angebrachten Metallplatte SE3 aus, die in einem Everhart-Thornley-Detektor detektiert werden. Reimer und Kässens [Rei94,Käs95,Käs96] gelang es durch den Einsatz von zwei gegenüberliegenden Everhart-Thornley-Detektoren den störenden Einfluß der Saugspannung auf den Primärelektronenstrahl zu minimieren, so daß das Kontrastverhalten an Halbleiterstrukturen im Low-Voltage-Bereich untersucht werden konnte.

Außerdem können Microchannel-Plate-Detektoren zur Detektion von BSE verwendet werden. Aufgrund ihrer hohen Sensibilität sind diese Detektoren besonders für die Niederspannungsrasterelektronenmikroskopie geeignet [Pos90b].

Im folgenden werden die einzelnen Komponenten des verwendeten Meßaufbaus beschrieben.

## 4.1 Die Probe

Als Testobjekt für die Messungen des Topographiekontrasts wurde ein Bruchstück eines Silizium-Halbleiterchips mit geätzten Halbleiterstrukturen benutzt. Die Strukturen bestehen aus Stegen von  $1.7 \mu\text{m}$  Höhe und  $5 \mu\text{m}$  Breite, die durch Gräben von  $4 \mu\text{m}$  Breite getrennt werden. Die Länge der Stege beträgt 1 mm. Die Stege besitzen ein Rechteckprofil, das unten leicht abgerundet ist und bilden eine Widerstandsschleife eines Integrierten Schaltkreises.

Abbildung 4.1 a) zeigt eine BSE-Abbildung dieser Probenstruktur an einer Bruchkante in Seitenansicht; in b) sieht man eine BSE-Abbildung der

Probe, die mit dem Szintillations-Top-Detektor bei 9 keV Beschleunigungsspannung aufgenommen wurde. Zum Vergleich sind in c) die modellierte Probenstruktur im Programm **MOCASIM** und in d) ein simuliertes Graustufenprofil aus einer Monte Carlo-Simulation mit den gleichen Parametern wie in b) abgebildet.

Diese Probe bietet verschiedene Vorteile: Die klaren, regelmäßigen Strukturen sind in einer Monte Carlo-Simulation leicht zu modellieren und liefern quantitativ gut auswertbare Kontraste. Da die Probenoberfläche in großen Bereichen die gleiche Struktur besitzt, kann für jede Messung eine frische Probenstelle ausgewählt werden, wodurch Meßfehler durch Kontamination vermieden werden.

Die Messungen erfolgten bei 3000-facher Vergrößerung, so daß bei der Kontrastauswertung immer über fünf Stege gemittelt werden konnte, um statistische Fehler durch etwaige Unregelmäßigkeiten der Probenoberfläche zu vermindern.

Durch eine energiedispersive Röntgenmikroanalyse wurde überprüft, daß die Probe aus reinem Silizium besteht. Bei dieser Untersuchungsmethode wird die vom Elektronenstrahl in der Probe erzeugte Röntgenstrahlung mit einem Silizium-Halbleiter-Detektor registriert. Dabei wird im Halbleiterkristall eine zur Energie des einfallenden Röntgenquants proportionale Anzahl von Elektron-Loch-Paaren erzeugt. Das daraus resultierende Signal wird digitalisiert und gespeichert. Aus einer großen Zahl von Röntgenquanten kann das Energiespektrum der in der Probe erzeugten Röntgenstrahlung aufgenommen werden. Aus dem charakteristischen Röntgenspektrum kann auf die Elementzusammensetzung der Probe geschlossen werden [Rei85,Schm94]. Bis zur Nachweisgrenze von 0.1% konnten keine anderen Elemente in der Probe nachgewiesen werden. Bei Elementen niedriger Ordnungszahl ( $Z < 11$ ) ist ein Nachweis allerdings nur bedingt möglich, da hierbei die Emission von Augerelektronen überwiegt und nur noch wenige Röntgenquanten emittiert werden.

Die Dotierung eines Halbleiters mit Fremdatomen liegt typischerweise in der Größenordnung von  $10^{-5}$ , so daß diese bei einer Monte Carlo-Simulation zu vernachlässigen ist.

## 4.2 Die Elektronensonde

Ein wichtiger Faktor für die Auflösung einer rasterelektronenmikroskopischen Abbildung ist der Durchmesser der Elektronensonde. Durch die elektrischen Felder der Detektionssysteme in der Probenkammer kann es zu einer Aufweitung des Elektronenstrahls kommen, wodurch sich die Auflösung des Bildes verschlechtert; bei einem sehr unscharfen Bild kann auch der Kontrast verflachen. Deshalb ist es notwendig, den Strahldurchmesser der Elektronensonde zu bestimmen. Dazu wurde folgende Messung durchgeführt:

Der Elektronenstrahl rastert bei 50000-facher Vergrößerung über die Schneide einer horizontal angebrachte Rasierklinge und wird von einem darunter positionierten Szintillations-Detektor registriert. Die Schichtdicke der Klinge ist größer als die Elektronenreichweite, so daß keine Elektronen in Folge von Transmission durch die Klinge in den Detektor gelangen können. Bei einer punktförmigen Elektronensonde würde die Signalmodulation daher eine ideale Stufenfunktion bilden. Stattdessen ergibt sich wegen des endlichen, gaußförmigen Strahlprofils ein Signalverlauf mit einem allmählichen Anstieg vom Signalminimum zum -maximum, wie in Abbildung 4.2 d) an einer BSE-Aufnahme der Klinge mit überlagerter Signalkurve zu sehen ist. Dieser Signalverlauf resultiert aus der Faltung einer idealen Stufenfunktion mit dem Gaußschen Strahlprofil der Sonde. Dies ist in Abbildung 4.2 a)–c) schematisch dargestellt.

Die Halbwertsbreite des Strahlprofils ergibt sich aus dem lateralen Abstand zwischen 25% und 75% des Signalmaximums [Rei85]. Die Detektoren lagen bei allen Messungen auf +3 kV Hochspannung, um eine mit den Kontrastmessungen vergleichbare Situation zu schaffen. Die Messungen bei 3–30 kV Beschleunigungsspannung ergaben alle ein Strahlprofil mit einer Halbwertsbreite unter 50 nm. Bei der verwendeten 3000-fachen Vergrößerung und einer Auflösung des Bildverarbeitungssystems von 512x512 Pixeln entspricht ein Bildpunkt einer Fläche von 70x70 nm, so daß ein Strahldurchmesser von unter 50 nm die Auflösung des Bildes nicht beeinträchtigt.

In der Praxis kann das Fokussieren des Elektronenstrahls jedoch Probleme bereiten, da speziell im Bereich niedriger Primärenergien kontrastarme und

verrauschte Bilder erzeugt werden, bei denen sich der optimale Fokus nur schwer finden läßt.

Die kleinsten Strukturen der in dieser Arbeit aufgenommenen Bilder sind die Signalpeaks an den Stegkanten, die durch BSE-Diffusion verursacht werden. Durch einen Vergleich der Halbwertsbreite dieser Peaks in Experiment und Simulation kann die Schärfe des gemessenen Bildes überprüft werden. Abbildung 4.3 a) zeigt die Signalmodulation für Simulation und Messung bei 20 keV Primärenergie und Detektion mit einem Szintillations-Ring-Detektor bei Detektionswinkeln von  $45^\circ$ – $53^\circ$ . Ein BSE-Diffusionspeak ist durch Pfeile gekennzeichnet. In Abbildung 4.3 wurde die Halbwertsbreite dieser BSE-Diffusionspeaks jeweils für Monte Carlo-Simulation und Messung gegen die Primärenergie aufgetragen. Man erkennt, daß die Halbwertsbreite in der Simulation stets leicht unter dem Wert in der Messung liegt, was einerseits durch den nicht optimal eingestellten Fokus, andererseits aber auch durch die Probenstruktur selbst, die von der idealen Rechteckform abweicht, verursacht wird. Bei 6 kV Beschleunigungsspannung ist an der größeren Halbwertsbreite im Experiment deutlich eine Defokussierung des Elektronenstrahls zu erkennen.

### 4.3 Der Ring-Detektor

Zur Detektion von BSE mit flachen Austrittswinkeln wird ein Szintillations-Ring-Detektor verwendet. Dieser Detektor besteht aus einem flachen, runden Plexiglaslichtleiter von 3.5 mm Höhe mit Zuleitung zum Photomultiplier. In der Plexiglasscheibe befindet sich ein zylindrisches Loch mit einem Durchmesser von 20.5 mm. Die Wand dieses Lochs ist mit einem Plastiksintillatormaterial ausgekleidet, so daß sich eine zylindrische Detektionsfläche ergibt. Auf den Szintillator ist eine dünne Aluminiumschicht aufgedampft, die über einen Draht geerdet werden kann, um negative Aufladungen am Detektor zu vermeiden, oder aber auf positive Hochspannung gelegt werden kann, um so BSE nachzubeschleunigen und die Signalausbeute zu erhöhen. Die Aluminiumschicht verhindert außerdem eine direkte optische Kopplung zwischen Probe und Photomultiplier und dient dazu, im Szintillator erzeugtes Licht in



den Lichtleiter zu reflektieren. Da Elektronen die Aluminiumschicht durchqueren müssen um detektiert zu werden, beträgt die Schwellenenergie für Detektion (engl. lower threshold energy) 1 keV [Aut89]. Oberhalb dieser Schwelle steigt die erzeugte Lichtmenge proportional mit der Energie der BSE an. Bei Beschleunigungsspannungen unter 10 kV wird die Signalausbeute des Detektors sehr schlecht. Daher wird die Aluminiumschicht vor dem Szintillator auf eine positive Hochspannung von 3–6 kV gelegt, um die Auftreffenergie der BSE und damit die Signalausbeute zu erhöhen.

Um zu verhindern, daß auch SE nachbeschleunigt werden und so ein BSE+SE Mischsignal entsteht, wird über der Probe ein Netz angebracht, das auf -50 V gelegt wird und die SE, deren Energie nach Konvention  $\leq 50$  eV ist, zurückhält. Für Messungen mit sehr geringem Abstand zwischen Probe und Detektor muß aus Platzgründen auf das Netz verzichtet und stattdessen die Probe auf +50 V gelegt werden. Dabei muß die zusätzliche Beschleunigung der Primärelektronen berücksichtigt werden [Pos89].

Durch Variation des Abstands zwischen Probe und Detektor kann auf sehr einfache Weise der Abnahmewinkel (engl. take-off angle) für Detektion von BSE verändert werden. In einer Meßreihe wurden beim Abstand 0 mm BSE mit Austrittswinkeln  $0^\circ$ - $20^\circ$  detektiert, in einer zweiten Meßreihe bei einem Abstand von 10.2 mm BSE mit Austrittswinkeln von  $45^\circ$ - $53^\circ$ . Zur Detektion von BSE mit noch höheren Austrittswinkeln wird der Top-Detektor verwendet. Das Kontrastverhalten hängt stark von den Abnahmewinkeln der BSE ab: Mit sinkenden Abnahmewinkeln, d.h. bei Detektion flacher austretender BSE, wird der Materialkontrast zunehmend unterdrückt, während der topographische Kontrast ansteigt, da selbst geringe Vertiefungen in der Probenoberfläche gegen den Detektor abgeschattet sind.

Die Signalausbeute des Detektors ist nicht isotrop, sondern hängt vom azimuthalen Auftreffwinkel der BSE am Detektor ab: Lichtquanten, die an der dem Photomultiplier zugewandten Seite erzeugt werden, tragen mit höherer Wahrscheinlichkeit zum Signal bei als solche, die an der dem Photomultiplier abgewandten Seite erzeugt werden, da diese erst durch mehrfache Totalreflexion im Lichtleiter zum Photomultiplier gelangen können [Hej87].

Die Anisotropie des Ring-Detektors kann den Kontrast beeinflussen, wie

im nächsten Kapitel gezeigt wird, und muß daher näher untersucht werden: Dieser Anisotropie wurde mit zwei Untersuchungsmethoden analysiert:

1) Eine gegen den Probenstrahl isolierte Stahlkugel von 2 mm Durchmesser wird auf eine negative Hochspannung gelegt, die etwas größer ist als die Primärenergie des Elektronenstrahls. Die Kugel wird vom Elektronenstrahl abgerastert; die Elektronen erreichen die Kugeloberfläche jedoch nicht, sondern werden im elektrischen Feld reflektiert und in den oberen Halbraum abgestrahlt, wodurch ein Spiegelbild des Innern der Probenkammer mit dem Detektor entsteht [Bön89,Aut91]. Regionen des Ring-Detektors mit hoher Signalausbeute erscheinen dabei heller als solche mit geringerer Signalausbeute. Abbildung 4.5 zeigt schematisch diesen Meßaufbau.

Mit diesem Meßaufbau wird ein Bild des Detektors aufgenommen, das folgendermaßen ausgewertet wird: Über die Helligkeitswerte der Bildpunkte in jedem Winkелеlement der Abbildung des Ring-Detektors wird gemittelt, so daß die mittlere Bildhelligkeit jedes Winkелеlements aufgenommen wird. Dabei ergibt sich folgende Abhängigkeit der Signalausbeute vom azimutalen Einstrahlwinkel der BSE:

Die Unterschiede in der Signalthöhe zwischen maximaler und minimaler Signalausbeute sind so hoch, daß die Abbildung des Detektors selbst bei minimaler Verstärkung nicht vollständig vom dynamischen Bereich der Verstärker erfaßt wird und das Signal im Maximum abgeschnitten wird.

Außerdem übersteigt es den vertretbaren Aufwand, sämtliche Bildpunkte bei der Ermittlung der Signalausbeute zu berücksichtigen, so daß nur eine Stichprobe von 15 Bildpunkten pro 5°-Schritt gezogen wurde, was aber zu einer erheblichen Meßunsicherheit führt.

Deshalb wurde eine zweite Messung durchgeführt, bei der die Übertragungseigenschaften des Lichtleiters direkt gemessen werden:

2) Eine quaderförmige lichtemittierende Diode (LED) wird auf einer drehbaren Scheibe im Innern des Rings direkt vor der Szintillationsschicht positioniert. Alle Seiten der LED bis auf die Vorderseite sind geschwärzt; die Vorderseite ist matt. Das Licht wird deshalb diffus in den gesamten vorderen Halbraum abgestrahlt, d.h. es hat die gleiche Winkelverteilung wie Licht, das durch Szintillation entstehen würde. Die LED wird in 10°-Schritten von

$0^\circ$ - $360^\circ$  gedreht und das jeweilige Photomultiplier-Signal mit einem Voltmeter aufgenommen. Der gesamte Meßaufbau befindet sich außerhalb der Probenkammer des Mikroskops.

In Abbildung 4.8 wurde das Photomultiplier-Signal gegen den Azimutwinkel aufgetragen. Es ergibt sich ein Kurvenverlauf, der einer Gaußverteilung entspricht und ein Maximum bei  $180^\circ$ , also an der dem Photomultiplier zugewandten Seite besitzt. Der Kurve sind Nebenmaxima bei  $70^\circ$  und  $290^\circ$  überlagert. Die Signalthöhe im Minimum beträgt 1% der maximalen Signalthöhe. Die Halbwertsbreite des Hauptmaximums beträgt  $55^\circ$ .

Der Nachteil dieser Messung besteht darin, daß Anisotropien im Szintillatormaterial unberücksichtigt bleiben, der Vorteil der geringeren statistischen Unsicherheit überwiegt jedoch, so daß die Ergebnisse dieser Methode bei der Analyse der Kontraste verwendet wurde (vergl. Kap.5.3).

Der Lichttransport in Lichtleitersystemen kann auch durch Monte Carlo Programme simuliert werden, wie Schauer und Autrata [Scha92] am Beispiel eines rotationssymmetrischen Everhart-Thornley-Detektors zeigten. Mit dieser Methode können gezielt neue Detektorsysteme mit optimalen Übertragungseigenschaften entwickelt werden.

## 4.4 Der Top-Detektor

Der Top-Detektor besteht aus einem flachen, runden Plastiksintillator unter einem Plexiglaslichtleiter. Der Außendurchmesser des Szintillators beträgt 16 mm. In der Mitte des Detektors befindet sich eine Bohrung von 6 mm Durchmesser zur Durchführung des Elektronenstrahls. Der Szintillator besteht aus dem gleichen Material wie der des Ring-Detektors und ist ebenfalls mit einer geerdeten Aluminiumschicht bedampft. Bei Energien unter 10 keV ist die Signalausbeute des Detektors nicht mehr ausreichend; ein einfaches Anlegen von Hochspannung an die Aluminiumschicht würde aber den Primärstrahl stark ablenken. Im Low-Voltage-Bereich wird deshalb ein modifizierter Top-Detektor verwendet: Bei ihm wird der Primärelektronenstrahl durch eine geerdete Metallhülse durch den Detektor geführt. Die Metallhülse ist durch einen Teflonmantel gegen die Aluminiumschicht isoliert, die

zur Nachbeschleunigung der BSE auf + 3–6 kV Hochspannung gelegt werden kann, ohne daß der Primärstrahl abgelenkt wird.

Bei den Messungen wurde ein Abstand von 12.7 mm zwischen Top-Detektor und Probe verwendet, so daß BSE mit Austrittswinkeln von  $58^\circ$ – $77^\circ$  registriert wurden. Bei diesen hohen Abnahmewinkeln wird der topographische Kontrast stark vermindert, da Oberflächenunebenheiten der Probe kaum noch gegen den Detektor abgeschattet sind. Der Materialkontrast steigt dagegen mit wachsenden Abnahmewinkeln, da Elemente hoher Ordnungszahl stärker in hohe Raumwinkel zurückstreuen (vergl. Kap. 2.4, Abb. 2.5).

Beim Top-Detektor ist keine Anisotropie der Signalausbeute feststellbar; auch an der dem Photomultiplier abgewandten Seite erzeugte Lichtquanten werden mit hoher Wahrscheinlichkeit registriert [Aut91].

## 4.5 Verstärkerkette und Bildverarbeitung

Das in der Szintillatorschicht erzeugte Licht gelangt über den Lichtleiter zur photoelektrischen Schicht des Photomultipliers. Dort werden mit einer Quantenausbeute von 5-20% von den Lichtquanten Elektronen ausgelöst. Diese Photoelektronen werden von einer Prallelektrode angesaugt und auf etwa 100 eV beschleunigt, wodurch es zu einer Auslösung von Sekundärelektronen an der Elektrode kommt. Durch sukzessive Beschleunigung und Auslösung von SE an 8 hintereinandergeschalteten Elektroden findet eine Verstärkung von ca.  $10^6$  statt. Die Elektronen erzeugen einen Spannungsimpuls, der elektronisch weiter verstärkt wird.

In einem elektronischen Vorverstärker wird das Signal um einen Faktor bis 300 verstärkt, in einem dahintergeschalteten Nachverstärker noch einmal um das bis zu 10-fache. Das derart verstärkte Signal wird als externes Signal zur Videosynchronisation in die Steuerungskonsole des Mikroskops geleitet. Jedem Bildpunkt wird ein korrespondierender Signalwert zugeordnet. Das Videosignal wird weitergeleitet in das Bildverarbeitungssystem. Es besteht aus einem 80486-PC mit Videodigitalisierkarte und dem Bildverarbeitungsprogramm **AnalySIS** für quantitative Bildauswertung. Das Programm beherrscht unter anderem Funktionen zum Einlesen, Speichern und Laden von

Bildern, arithmetische Verknüpfung zweier Bilder, Funktionen zum Ausmessen von Entfernungen im Bild und Funktionen zur Aufnahme und Mittelung von Linienprofilen. Es werden Bilder mit  $512 \times 512$  Bildpunkten und einer 8-bit Farbtiefe (das entspricht 256 Graustufen) aufgenommen. Zur quantitativen Auswertung des Kontrastes wird ein Linienprofil (engl. Linescan) aufgezeichnet. Dabei wird die Modulation des Videosignals, d.h. der Grauwert der Bildpunkte, entlang einer horizontalen Linie des Bildes gegen die Rasterposition aufgetragen. In dieser Arbeit wurde zur Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses stets über etwa 100 horizontale Linien gemittelt.

Von elementarer Wichtigkeit für eine quantitative Analyse des Kontrastes ist es, sicherzustellen, daß ein linearer Zusammenhang zwischen der Anzahl der zurückgestreuten BSE, also dem Eingangssignal der Verstärkerkette, und dem Ausgangssignal, d.h. dem Grauwert im Bild, besteht. Dazu muß zum einen überprüft werden, daß die Verstärker linear arbeiten, zum anderen muß sichergestellt sein, daß kein Offset auf dem Signal liegt, d.h. daß kein konstanter Grauwert zur Bildhelligkeit addiert wird.

Zur Überprüfung der Linearität der Verstärker wurde ausgenützt, daß das Eingangssignal der Verstärkerkette, d.h. die Anzahl der rückgestreuten Elektronen, proportional ist zur Stromstärke des Primärelektronenstrahls, der am Mikroskop von  $5 \mu\text{A}$  bis  $20 \mu\text{A}$  in Schritten von  $1 \mu\text{A}$  eingestellt werden kann. Es wurden bei Strahlströmen von  $5 \mu\text{A}$  bis  $20 \mu\text{A}$  Bilder eines strukturlosen Probenbereichs aufgenommen. Die mittlere Bildhelligkeit wurde gemessen und gegen die Stromstärke aufgetragen. Abbildung 4.10 zeigt, daß zwischen Strahlstrom und mittlerer Bildhelligkeit ein linearer Zusammenhang besteht.

Ebenfalls wurde überprüft, daß Bilder bei Variation des Verstärkungsfaktors konstante Kontraste zeigen. Dazu wurden mehrere Bilder mit konstant gehaltenen Mikroskopeinstellungen aber variierenden Verstärkereinstellungen aufgezeichnet und die Kontraste verglichen. Dabei stellte sich heraus, daß die Kontraste unabhängig vom Verstärkungsfaktor sind.

Durch die Überprüfung der Linearität der Verstärkerkette wird sichergestellt, daß die Verstärker die Kontraste nicht verfälschen und somit die gemessenen Kontraste mit denen aus der Monte Carlo-Simulation bestimm-

ten verglichen werden können.

Zur quantitativen Kontrastauswertung muß ohne Signaluntergrund (engl. Offset) gearbeitet werden, d.h. es darf kein konstanter Signalsockel zum Signal addiert werden. Dazu werden die Verstärker auf einen minimalen positiven Offset eingestellt und ein Bild aufgenommen. Dann wird der Elektronenstrahl ausgeschaltet und das sogenannte Dunkelstrombild aufgenommen. Der Grauwert des Dunkelstrombildes wird pixelweise von dem des eigentlichen Bildes abgezogen. Dies ist notwendig, da das Addieren eines konstanten Signalwertes  $D$  den Kontrast verringern, d.h. verfälschen würde: Der Kontrast  $C$  zweier Signale  $S1$  und  $S2$  ist definiert als Quotient aus Differenz und Summe beider Signale:

$$C = \frac{S1 - S2}{S1 + S2} \neq \frac{(S1 + D) - (S2 + D)}{(S1 + D) + (S2 + D)} = \frac{S1 - S2}{S1 + S2 + 2D} \quad . \quad (4.1)$$

Die Verstärkung der Signale, d.h. die Multiplikation mit einem konstanten Faktor  $V$  läßt den Kontrast jedoch konstant:

$$C = \frac{S1 - S2}{S1 + S2} = \frac{VS1 - VS2}{VS1 + VS2} \quad . \quad (4.2)$$

# Kapitel 5

## Auswertung der Messungen und Vergleich mit Monte Carlo-Simulationen

Es wurden Kontrastmessungen an der in Kap. 4.1 beschriebenen Probe mit dem Top-Detektor bei Abnahmewinkeln von 58°-77° und mit dem Ring-Detektor bei Abnahmewinkeln von 45°-53° bzw. 0°-20° jeweils bei Primärenergien von 3 - 30 keV durchgeführt. Dazu wurden in den Bildern die mittleren Grauwerte  $S_{Steg}$  und  $S_{Graben}$  bestimmt und der Kontrast nach

$$C = \frac{S_{Steg} - S_{Graben}}{S_{Steg} + S_{Graben}} \quad (5.1)$$

berechnet. Die Grauwerte wurden jeweils in der Steg- bzw. Grabenmitte gemessen, um quantitativ vergleichbare Kontraste zu bekommen. Die gemessenen Kontraste werden mit Kontrasten verglichen, die mit dem Monte Carlo-Programm **MOCASIM** theoretisch berechnet wurden. Dabei wird auch ein Versuch der Deutung der beobachteten Kontraste durch den Abschattungskontrast und den BSE-Diffusionskontrast unternommen.

### 5.1 Top-Detektor

Der Top-Detektor ist in einem Abstand von 12.7 mm über der Probe angebracht und ermöglicht bei einem Außendurchmesser von 16 mm und einem Innendurchmesser von 6 mm die Detektion von BSE mit Austrittswinkeln

von  $58^\circ$ – $77^\circ$  relativ zur Probenoberfläche. Abbildung 5.1 zeigt den Kontrast als Funktion der Primärenergie für Monte Carlo-Simulation und Messung.

Für niedrige Energien unter 5 keV ergibt sich ein minimaler positiver Kontrast von +1%, da aufgrund der hohen Abnahmewinkel der BSE die Abschattung der Probenoberfläche gegen den Detektor sehr gering ist. Der BSE-Diffusionskontrast spielt bei diesen niedrigen Energien wegen der geringen Elektronenreichweite noch keine Rolle. In Abbildung 5.2 a) und b) sind die Signalverläufe über die Probenstruktur für Messung und Simulation bei einer Energie von 5 keV abgebildet: Die Signalthöhe in der Graben- und Stegmitte ist annähernd gleich groß. Mit wachsendem Abstand von der Grabenmitte hingegen nimmt die Abschattung zu, und es wird ein Signalarückgang beobachtet. (Zur Unterdrückung des statistischen Rauschens in der Monte Carlo-Simulation wurde in dieser Darstellung jeweils über 3 Werte arithmetisch gemittelt.)

Im Bereich von 5–15 keV Primärenergie nimmt der zunächst positive Kontrast mit ansteigender Energie ab und wird negativ, es kommt also zu einer Kontrastumkehr, d.h. die Gräben erscheinen heller als die Stege. Wegen der periodischen Struktur der Probe läßt sich jedoch nicht unterscheiden, ob diese Kontrastumkehr durch einen Anstieg des Signals der Gräben oder durch ein Absinken des Signals der Stege verursacht wird, da ein Vergleichsmaßstab fehlt. Deshalb wurde der Signalverlauf an einer einzelnen  $1.7\text{ }\mu\text{m}$  hohen Silizium-Stufe untersucht. Abbildung 5.3a) zeigt diesen Signalverlauf in einer Simulation bei 10 keV Primärenergie: Rechts von der Stufe erkennt man zunächst einen Signalarückgang durch die Abschattung, danach aber ein Überspringen der Signalkurve: Die Signalthöhe steigt in einem Abstand von etwa  $1.5\text{--}2\text{ }\mu\text{m}$  von der Stufe auf einen Wert von 3% über dem Mittelwert, woraus ein Kontrast von -1.5% resultiert. In Abbildung 5.3b) wird deutlich, daß diese Kontrastumkehr durch Reflexion von BSE an der Stufe verursacht wird: Elektronen, die in zu flachen Winkeln aus der Probe austreten, um in den Detektor gelangen zu können, werden an der Stufe in höhere Winkel reflektiert und können so detektiert werden.

Dieser negative Kontrast von -1.5% wird bei 10 keV Primärenergie auch an der periodischen Probenstruktur erreicht, wie sich aus Messung und Simula-



tion übereinstimmend ergab.

Die Reflexion kann auch den BSE-Diffusionskontrast vergrößern, wie Reimer und Stelter [Rei87] anhand von Monte Carlo-Simulationen zeigten.

Bei Energien oberhalb 15 keV steigt der Kontrast wieder an und erreicht +20% bei 30 keV. Die Abbildungen 5.2 c) und d) zeigen die Kontrastverläufe bei 30 keV für Messung und Simulation. Das Signal in der Mitte der Stege ist nun deutlich erhöht gegenüber dem Signal in der Grabenmitte. Der für den Abschattungskontrast typische Signlrückgang in der Nähe der Grabenwände ist stark reduziert; der kontrastauslösende Mechanismus ist bei diesen Energien nicht mehr die Abschattung, sondern der BSE-Diffusionskontrast: Bei 15 keV ist die Reichweite der Elektronen mit  $2.6 \mu\text{m}$  größer als die halbe Breite der Stege, so daß ab dieser Energie in der Stegmitte eingestrahelte Elektronen auch seitlich aus den Stegen austreten können und sich die Austrittsfläche und damit das BSE-Signal  $S_{Steg}$  erhöht. In die Mitte der Gräben eingestrahelte Elektronen dagegen diffundieren von unten in die Stege und werden dort absorbiert, so daß sich  $S_{Graben}$  verringert. Die Diffusion der Elektronen in der Probe ist für verschiedene Energien in Abbildung 5.4 dargestellt.

## 5.2 Ring-Detektor $45^\circ$ - $53^\circ$

Abbildung 5.5 zeigt den Kontrastverlauf für Messung und Simulation bei Verwendung des Ring-Detektors mit Abnahmewinkeln von  $45^\circ$ - $53^\circ$ : Der Kontrast bleibt bei Energien bis 8 keV konstant auf einem Niveau von +4% und steigt mit höheren Energien steil an bis auf +40% bei 30 keV.

Bei der Detektoranordnung dieser Meßreihe wird ein Streifen von  $0.6 \mu\text{m}$  Breite in der Grabenmitte vom Detektor voll erfaßt. Mit zunehmendem Abstand von der Grabenmitte wächst der Anteil der abgeschatteten Detektorfläche bis auf 50% direkt an der Grabenwand.

Die Reichweite der Elektronen in der Probe steigt mit zunehmender Primärenergie an, so daß ein wachsender Anteil der Elektronen den Grabenboden in der Nähe der Stegkanten, also in abgeschatteten Regionen, verläßt. Dies ist in Abbildung 5.6 durch die Überlagerung dreier Diffusionswolken für 15 keV (magenta), 10 keV (grün) und 5 keV (gelb) Primärenergie dargestellt.

Da die Entfernung austretender BSE von der Grabenmitte monoton mit der Primärenergie anwächst, kann der Grad der Abschattung als Funktion der Entfernung von der Grabenmitte einen ungefähren Eindruck von der Abhängigkeit des Kontrastes von der Primärenergie geben und soll daher im folgenden berechnet werden.

Aus Abbildung 5.7 wird ersichtlich, daß der Abschattungswinkel  $\phi$  vom Azimutwinkel  $\alpha$  und dem Abstand  $D$  von der Grabenmitte nach

$$\phi(\alpha, D) = \arctan\left(\frac{1.7\mu m}{\sqrt{D^2 + (D \tan(90^\circ - \alpha))^2}}\right) \quad (5.2)$$

abhängt. Der Azimutwinkel  $\alpha = 0^\circ$  bezeichnet die Richtung parallel zur Grabenwand und  $\alpha = 90^\circ$  senkrecht dazu. Für Azimutwinkel  $< 0^\circ$  muß  $D$  durch  $\text{Grabenbreite} - D$  ersetzt werden, da die BSE dann auf die gegenüberliegende Grabenwand zufliegen.

In Abbildung 5.8 ist der Abschattungswinkel  $\phi$  als Funktion des Azimutwinkels  $\alpha$  für verschiedene Abstände von der Grabenwand aufgetragen. Für eine Austrittsrichtung der Elektronen senkrecht zur Grabenwand, d.h.  $\alpha = 90^\circ$ , wird der Abschattungswinkel  $\phi$  maximal; für ein Austreten parallel zur Grabenwand sinkt  $\phi$  auf null. Mit zunehmender Entfernung von der Grabenmitte steigt der maximale Abschattungswinkel  $\phi(\alpha = 90^\circ)$  an.

Zur Ermittlung des Grades der Abschattung wird die Abschattungskurve über den gesamten Raumwinkelbereich des Detektors integriert und mit dem Lambertschen Cosinus-Gesetz gewichtet. Die Normierung mit der gesamten Detektorfläche liefert den prozentualen Grad der Abschattung für einen bestimmten Abstand zur Grabenwand. Abbildung 5.9 zeigt diesen Grad der Abschattung als Funktion des Abstands zur Grabenmitte.

Obwohl sich mit dieser Methode der Verlauf der Kontrastkurve quantitativ nicht beschreiben läßt, da dafür über die gesamte Austrittsfläche unter Berücksichtigung der Austrittswahrscheinlichkeit, -energie und -winkel integriert werden müßte und außerdem die Reflexion an den Stegen und die BSE-Diffusion miteinbezogen werden müßten, gibt sie doch einen guten Eindruck vom Verlauf der Kontrastkurve im Energiebereich bis etwa 15 keV und klärt insbesondere den steilen Kontrastanstieg bei 8 keV, da bei dieser

Energie erstmals ein größerer Anteil der Elektronen in Regionen mit hohem Abschattungsgrad aus dem Grabenboden austritt.

Im Energiebereich oberhalb 15 keV wird der Kontrast überwiegend durch BSE-Diffusion und die unterschiedlich große Austrittsfläche bei Stegen und Gräben verursacht (vergl. Abbildung 5.4).

Bei diesen Messungen mit Abnahmewinkeln von  $45^\circ$ – $53^\circ$  verursachte die Anisotropie des Ring-Detektors keine Abweichung zwischen Experiment und Simulation, da der Grad der Abschattung insgesamt gering ist und die BSE so fast isotrop verteilt auf den Detektor treffen.

### 5.3 Ring-Detektor $0^\circ$ - $20^\circ$

Bei dieser Detektoranordnung schließt die Unterkante des Detektors mit der Oberkante der Probe ab, so daß Elektronen mit Abnahmewinkeln von  $0^\circ$ – $20^\circ$  detektiert werden. Dies führt dazu, daß der gesamte Grabenboden gegen einen Großteil der Detektorfläche abgeschattet ist, so daß für alle Energien hohe Kontraste zu erwarten sind.

Für Elektronen, die den Grabenboden direkt am Einstrahlort, also  $2\text{ }\mu\text{m}$  von den Wänden entfernt verlassen, beträgt der Abschattungswinkel in senkrechter Richtung zur Wand (d.h. Azimutwinkel  $\alpha = 90^\circ$ )  $\arctan(1.7\mu\text{m}/2\mu\text{m}) = 40^\circ$ . Mit abnehmendem Azimutwinkel sinkt der Abschattungswinkel bis auf  $0^\circ$  für Elektronen, die den Grabenboden in paralleler Richtung zu den Wänden verlassen (Azimutwinkel  $\alpha = 0^\circ$ ).

Abbildung 5.10 zeigt den abgeschatteten Raumwinkel für Elektronen, die in der Mitte des Graben aus der Probe austreten, und zum Vergleich den Raumwinkel der Detektorfläche.

Für Elektronen sehr geringer Einstrahlenergie ( $\leq 3\text{ keV}$ ) ist die Reichweite sehr gering ( $\leq 200\text{ nm}$ ), so daß die BSE alle in Nähe des Einstrahlortes austreten.

Für diesen Spezialfall kann eine quantitative Abschätzung der Kontrasthöhe durch Berechnung der abgeschatteten Detektorfläche unternommen werden: Die sichtbare Detektorfläche wird mit dem Lambertschen Cosinus-Gesetz gewichtet und durch Division durch die gesamte Detektorfläche nor-

miert. Dies führt zu einer effektiven Abschattung von 82% und einem Kontrast  $C = 82\%/118\% = 69\%$ , was sehr gut mit den Monte Carlo-Rechnungen für 3 keV übereinstimmt.

Der gemessene Kontrast für diese Energie liegt jedoch mit 54% deutlich unter dem theoretischen Wert. Diese Kontrastdifferenz zwischen Simulation und Experiment hat ihre Ursache in der anisotropen Signalausbeute des Ring-Detektors: In den Messungen wurde stets darauf geachtet, die Probenstruktur parallel zur Symmetrieachse des Detektors auszurichten, um symmetrische und quantitativ auswertbare Signalkurven zu erhalten. Damit fällt aber der nicht abgeschattete Teil der Detektorfläche genau mit dem Maximum der Signalausbeutefunktion zusammen, so daß aus den Gräben zurückgestreute BSE stets mit höherer Wahrscheinlichkeit detektiert werden als BSE, die aus den Stegen azimuthal gleichverteilt zurückgestreut werden, und der Kontrast deshalb vermindert wird.

Für einen Vergleich mit den Kontrasten aus den Monte Carlo-Rechnungen muß die effektive Detektorfläche daher noch mit der Signalausbeutefunktion gewichtet werden.

Dazu wird die Funktion der sichtbaren Detektorfläche (in Abbildung 5.11 rot dargestellt) mit der Signalausbeutefunktion (schwarz, vergl. Abb. 4.8) multipliziert. Die resultierende Funktion (blau) wird integriert und mit der integrierten Signalausbeutefunktion normiert. Dies führt zu einer effektiven Detektorabschattung von 69% und einem Kontrast von 53%, was bei einer Abweichung von 1% gut mit dem experimentellen Wert übereinstimmt. Daher kann ausgeschlossen werden, daß noch andere Ursachen für die Abweichung von Messung und Simulation verantwortlich sind.

Für höhere Primärenergien ist eine quantitative Berechnung der Kontrastdifferenz zwischen Experiment und Simulation nicht mehr möglich, da die Voraussetzung einer nahezu punktförmigen Austrittsfläche nicht mehr erfüllt ist, durch die Anisotropie des Ring-Detektors wird aber bei diesen Energien eine Erniedrigung des Kontrastes im Experiment verursacht.

In Abbildung 5.12 ist der weitere Verlauf der Kontrastkurve für Messung und Simulation dargestellt: Mit wachsender Energie sinkt der Kontrast zunächst, was auf eine Reflexion von BSE an den Grabenwänden und einen

daraus resultierenden Signalanstieg  $S_{Graben}$  zurückzuführen ist. Der Kontrastabfall verläuft stärker als bei den Messungen mit dem Top-Detektor, da sich bei einem insgesamt schwächeren Signal der Signalanstieg durch reflektierte BSE stärker bemerkbar macht. In der Monte Carlo-Simulation beginnt der Kontrast ab 15 keV wieder zu steigen, da die Reichweite der Elektronen in der Probe bei dieser Energie ausreicht, um den ganzen Steg zu durchstrahlen, wodurch sich die Austrittsfläche der Elektronen im Steg erhöht. Der Kontrastanstieg verzögert sich in den Messungen wiederum durch die Anisotropie des Ring-Detektors, da die Seitenflächen der Stege parallel zu der Richtung des Ausbeutemaximums des Detektors stehen, so daß die dort austretenden Elektronen mit einer geringeren Wahrscheinlichkeit detektiert werden. Bei Messungen mit höheren Abnahmewinkeln der BSE fällt die Anisotropie des Ring-Detektors nicht ins Gewicht, da der Grad der Abschattung insgesamt geringer ist und die BSE so fast isotrop verteilt auf den Detektor treffen.

# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war ein Vergleich des Topographiekontrastes einer geätzten Halbleiterstruktur, wie er sich einerseits aus einer Monte Carlo-Simulation und andererseits aus dem Experiment ergibt. Das Verhalten dieses Kontrastes sollte abhängig von Detektionswinkel und Elektronenprimärenergie studiert werden, insbesondere für den Low-Voltage-Bereich unter 5 keV.

Zunächst stellte sich die Frage, ob überhaupt aus den Rückstreukoeffizienten berechnete Kontraste mit experimentell bestimmten Kontrasten elektronenmikroskopischer Aufnahmen verglichen werden dürfen, oder ob die Bildkontraste durch Einflüsse der Meßapparatur verfälscht worden sind. Deshalb wurden die Eigenschaften aller Komponenten der Meßapparatur genau untersucht:

So wurde durch Röntgenmikroanalyse sichergestellt, daß die Probe aus reinem Silizium besteht und nicht durch Fremdatome kontaminiert ist.

Der Strahldurchmesser der Elektronensonde wurde vermessen, um zu überprüfen, ob durch die elektrischen Felder der Detektorsysteme eine Strahlaufweitung und damit eine Auflösungs- und Kontrastverschlechterung verursacht wird. Da der Strahldurchmesser unterhalb der Auflösungsgrenze des Bildverarbeitungssystems liegt, kann eine Beeinflussung der Bildeigenschaften ausgeschlossen werden.

Das dynamische Verhalten der Verstärker wurde überprüft, um sicherzustellen, daß ein linearer Zusammenhang zwischen dem Rückstreukoeffizienten  $\eta$  und der Signalhöhe – d.h. dem Grauwert – des Bildes besteht. Die Untersu-

chung bestätigte diesen linearen Zusammenhang.

Die Signalausbeute des Ring-Detektors in Abhängigkeit vom azimutalen Einstrahlwinkel wurde gemessen. Dabei wurde festgestellt, daß der Detektor eine Anisotropie der Signalausbeute zeigt, die zur Verfälschung des Kontrastes führt. Die Größe des Fehlers hängt von der Orientierung der Probe ab; deshalb wurde die Probenstruktur stets parallel zur Symmetrieachse des Detektors ausgerichtet, um die Fehlergröße quantitativ erfassen zu können.

Durch die Untersuchung der Eigenschaften der Meßapparatur konnten Einflüsse, die zur Verfälschung der Bildkontraste führen, ausgeschlossen werden, so daß sichergestellt ist, daß die aus der Berechnung der Rückstreuoeffizienten ermittelten Kontraste mit den gemessenen Bildkontrasten verglichen werden dürfen. Allein die Anisotropie des Ring-Detektors führt zu einer Verfälschung des Kontrastes bei Messungen mit sehr geringen Abnahmewinkeln der BSE und damit zu einer Abweichung von den aus der Monte Carlo-Simulation vorhergesagten Werten. Diese Abweichung konnte jedoch durch Wichtung mit der Signalausbeutefunktion des Detektors quantitativ genau (bis auf 1%) beschrieben und somit völlig aufgeklärt werden, weshalb andere Ursachen auszuschließen sind.

Verglichen wurden die Kontraste an Oberflächenstufen einer Silizium-Probe in flachen ( $0^\circ$ - $20^\circ$ ), mittleren ( $45^\circ$ - $53^\circ$ ) und steilen ( $58^\circ$ - $77^\circ$ ) Detektionswinkeln jeweils für Energien von 3–30 keV. Für die Kontrastentstehung sind in den unterschiedlichen Energiebereichen drei Mechanismen ausschlaggebend: Bei niedrigen Energien unter 5 keV kommen topographische Kontraste ausschließlich durch Abschattung von Teilen des Detektors zustande. Daher ist die Winkelverteilung der rückgestreuten Elektronen entscheidender Faktor für die Höhe des Kontrastes. Durch die Verwendung von Mott-Streuquerschnitten bei der Berechnung der Winkelablenkung elastisch gestreuter Elektronen wird eine sehr gute Übereinstimmung der Monte Carlo-Simulation mit dem Experiment erreicht.

Im mittleren Energiebereich (5–15 keV) kommt es zu einem Kontrastabfall, bei hohen Abnahmewinkeln sogar zu einer Kontrastumkehr. Dieser Effekt wird durch Reflexion von Elektronen an den Grabenwänden hervorgerufen,

wie durch Experimente an einer einzelnen Oberflächenstufe nachgewiesen werden konnte. Auch bei dieser Art der Kontrastentstehung stimmte die Simulation sehr gut mit den experimentellen Werten überein. Dadurch konnte im Umkehrschluß bewiesen werden, daß es sich um einen physikalischen Mechanismus in der Probe handelt und nicht um ein Artefakt der Meßapparatur.

Bei hohen Energien oberhalb 15 keV steigt der Kontrast wieder stark an. Auslösender Mechanismus hierfür ist nicht mehr die Abschattung des Detektors, sondern die unterschiedliche Größe der Austrittsflächen der BSE, da die Ausdehnung der Diffusionswolke bei 15 keV in die Größenordnung der abgebildeten Strukturen gelangt und die Stege von der Diffusionswolke ganz ausgefüllt werden. Entscheidender Faktor hierfür ist die Reichweite der Elektronen in der Probe; die gute Übereinstimmung der Simulation mit dem Experiment zeigt, daß die Reichweitenbestimmung aus der Bethe-Formel mit der Rao-Sahib-Wittry-Näherung das Verhalten der Elektronen in der Probe korrekt beschreibt.

Der Vergleich des Kontrastverhaltens bei unterschiedlichen Detektionswinkeln ergab einen monotonen Anstieg des topographischen Kontrastes mit abnehmendem Detektionswinkel in allen Energiebereichen.

Zur Vermessung von Probenstrukturen sollten daher Detektoren mit niedrigen Abnahmewinkeln verwendet werden und Primärenergien, bei denen die Reichweite der Elektronen deutlich kleiner als die zu untersuchenden Strukturen sind. Der Low-Voltage-Rasterelektronenmikroskopie kommt somit eine große Bedeutung bei der Metrologie von Mikrostrukturen zu. Es muß jedoch stets darauf geachtet werden, wie Eigenschaften der Meßapparatur wie z.B. die Anisotropie der Detektoren die Messungen beeinflusst. Mögliche Verbesserungen des Ring-Detektors wären eine vollständige Verspiegelung des Lichtleiters und eine Wölbung der Außenseite des Detektorrings, wodurch sich der Anteil der Totalreflexion erhöht.

Durch die exzellente Übereinstimmung der Monte Carlo-Simulation mit experimentellen Ergebnissen sind weitergehende Anwendungen denkbar, wie



etwa eine Simulation, die die modellierte Probenstruktur durch Vergleich mit gemessenen Signalkurven sukzessiv an die reale Probenstruktur angleicht und so eine Rekonstruktion der dreidimensionalen Probenstruktur allein auf der Basis rasterelektronenmikroskopischer Bilder ermöglicht.

# Literaturverzeichnis

- Aut89** R Autrata: Backscattered electron imaging using single crystal scintillator detectors. *Scan. Microsc.* **3** (1989) 739–763
- Aut91** R Autrata, J Hejna: Detectors for Low Voltage Scanning Electron Microscopy. *Scanning* **13** (1991) 275–287
- Ber64** M J Berger, S M Seltzer: Studies in penetration of charged particles in Matter. Nucl. Sci. Ser. Report 4 No. 39, NAS-NRC Publ. No. 1133, Natl. Acad. Sci. Washington D.C. (1964)
- Bet30** H A Bethe: Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. *Ann. Phys.* **5** (1930) 325–400
- Bön89** R Böngeler, O Weidlich, L Reimer: Messung und Berechnung der Collection Efficiency von Everhart-Thornley-Detektoren. *Optik Suppl* **4** Vol 83 (1989) 13
- Bön92** R Böngeler: Rasterelektronenmikroskopie mit niedrigen Energien. Dissertation Universität Münster (1992)
- Bön93** R Böngeler, U. Golla, M. Kässens, L. Reimer, B. Schindler, R. Senkel, M. Spranck: Electron-specimen interactions in Low-Voltage Scanning Electron Microscopy. *Scanning* **15** (1993) 1–15
- Dre70** H Drescher, L Reimer, H Seidel: Rückstreuoeffizienten und Sekundärelektronenausbeute von 10–100 keV Elektronen und Beziehungen zur Rasterelektronenmikroskopie. *Z. Angew. Phys.* **29** (1970) 331–336

- Ege86** R F Egerton: Electron energy-loss spectroscopy in the electron microscope. *Plenum Press, New York, London* (1986)
- Hec89** E Hecht: Optik *Addison Wesley, Deutschland* (1989)
- Hej87** J Hejna: A Ring Scintillation Detector for Detection of Backscattered Electrons in the Scanning Electron Microscopy. *Scanning Microscopy* **1** (1987) 983-987
- Kan57** H Kanter: Zur Rückstreuung von Elektronen im Energiebereich von 10 bis 100 keV. *Ann. Phys.* **20** (1957) 144-166
- Käs95** M Kässens: Untersuchung der Rückstreuelektronen in der Low-Voltage Rasterelektronenmikroskopie. Dissertation Universität Münster (1995)
- Käs96** M Kässens, L Reimer: Contrast Effects using a Two-Detector System in Low-Voltage Scanning Electron Microscopy. *J. Microsc.* **181**,3 (1996) 277-285
- Kat91** A D Katnani, S Hurban, B Rands: Low-Voltage Scanning Electron Microscopy: A Surface Sensitive Technique. *J. Vac. Sci. Technol.* **A9** (1991) 1426-1433
- Len54** F Lenz: Zur Streuung mittelschneller Elektronen in kleinste Winkel. *Z. Naturforschung* **9a** (1954) 185-204
- Lew50** H W Lewis: Multiple scattering in an infinite medium. *Phys. Rev.* **78** (1950) 526-529
- Lib47** W F Libby: Measurement of radioactive tracers. *Anal. Chem.* **19** (1947) 2-10
- Mot65** N F Mott, H S W Massey: The Theory of Atomic Collisions, 3rd ed. *Oxford Univ. Press, London* (1965)
- Oat81** C W Oatley: Detectors for the Scanning Electron Microscopy. *J. Phys.* **E14** (1981) 971-976

- Pos89** M T Postek, W J Keery, R D Larrabee: Specimen Biasing to Enhance or Suppress Secondary Electron Emission from Charging Specimens at Low Accelerating Voltages. *Scanning* **11** (1989) 111–121
- Pos90a** M T Postek: Low accelerating voltage SEM imaging and metrology using backscattered electrons. *Rev. Sci. Instr.* **61** (1990) 3750–3755
- Pos90b** M T Postek, W J Keery, N V Frederick: Low-profile high-efficiency microchannel plate detector system for SEM applications. *Rev. Sci. Instr.* **61** (1990) 1648–1657
- Rae80** H Raether: Excitation of plasmon and interband transitions by electrons. *Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York* (1980)
- Rao74** T S Rao-Sahib, D B Wittry: X-ray continuum from thick elemental targets for 10-50 keV electrons. *J. Appl. Phys.* **45** (1974) 5060–5068
- Rei80** L Reimer, C Tollkamp: Measuring the backscattering coefficient and secondary electron yield inside a scanning electron microscope. *Scanning* **3** (1980) 35–39
- Rei84** L Reimer, B Lödding: Calculation and tabulation for large-angle electron scattering. *Scanning* **6** (1984) 128–151
- Rei85** L Reimer: Scanning Electron Microscopy. Physics of Image Formation and Microanalysis. *Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York Tokyo* (1985)
- Rei87** L Reimer, D Stelter: Monte Carlo calculations of electron emission at surface edges. *Scanning Microscopy* **1** (1987) 951–962
- Rei93** L Reimer: Image Formation in Low-Voltage Scanning Electron Microscopy. *SPIE Optical Engineering Press* (1993)
- Rei94** L Reimer, M Kässens: Application of a two-detector system for secondary and backscattered Electrons in LVSEM. *13th Internat. Congr. on Electron Microscopy* Paris (1994) 73–74

- Rei95a** L Reimer, R Senkel: Monte Carlo simulations in low voltage scanning electron microscopy. *Optik* **98** (1995) 85–94
- Rei95b** L Reimer, M Kässens, L Wiese, G Frase, B Schindler: Monte Carlo Simulationen mit frei konfigurierbarer Objektstruktur und Detektorstrategie. *Optik Suppl.* **6** (1995) 35
- Rei95c** L Reimer, M Kässens, L Wiese: Monte Carlo Program with free configuration of Specimen Geometry and Detector Signals. *Micro. Acta* (im Druck)
- Rei96** L Reimer: MOCASIM. Monte Carlo Simulation of Electron Diffusion. erhältlich bei PLANO W. Plannet GmbH, Ernst-Befort-Strasse 12, D-35578 Wetzlar
- Sal93** F Salvat, R Mayol: Elastic Scattering of Electrons and Positrons by Atoms. Schrödinger and Dirac Partial Wave Analysis. *Comp. Phys. Comm.* **74** (1993) 358–374
- Scha92** P Schauer, R Autrata: Light Transport in Single-Crystal Scintillation Detectors in SEM. *Scanning* **14** (1992) 325–333
- Schm94** P F Schmidt et al.: Praxis der Rasterelektronenmikroskopie und Mikrobereichsanalyse. *expert-Verlag* (1994)
- Wen27** G Wentzel: Zwei Bemerkungen über die Zerstreuung korpuskularer Strahlen als Beugungserscheinung. *Z. Phys.* **40** (1927) 590–593

Diese Arbeit wurde erstellt im physikalischen Institut der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster.

Herrn Prof. Dr. H. Kohl und Herrn Prof. Dr. L. Reimer möchte ich herzlich danken für die interessante Aufgabenstellung und das fördernde Interesse an meiner Arbeit.

Ich bedanke mich besonders bei Herrn B. Schindler für seine tatkräftige Unterstützung meiner Arbeit am SEM und seine zahlreichen kollegialen Ratschläge.

Vielen Dank an Herrn Dr. E.R. Krefting für seine Hilfe bei der Analyse des Probenmaterials.

Herrn M. Silder danke ich für die stets zügige Anfertigung von Photos.

Bei den Mitarbeitern der feinmechanischen Werkstatt und der elektronischen Werkstatt bedanke ich mich für die Anfertigung benötigter Teile.

Allen anderen Mitgliedern der elektronenmikroskopischen Abteilung danke ich für ihre angenehme Gesellschaft und die bereitwillige Übermittlung ihrer Erfahrungen.

Und ich danke NELLY, ohne die diese Arbeit nicht zustande gekommen wäre.

Ich versichere hiermit, diese Arbeit selbstständig verfaßt und keine außer den angegebenen Hilfsmitteln benutzt zu haben.

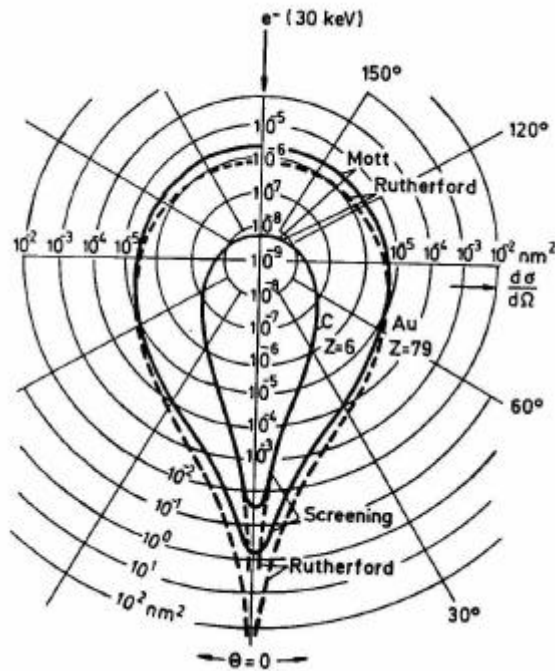


Abbildung 2.1: Logarithmisches Polardiagramm differentieller Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/d\Omega$  für einzelne Kohlenstoff- und Goldatome nach Rutherford (---) und Mott (—) [Rei85]

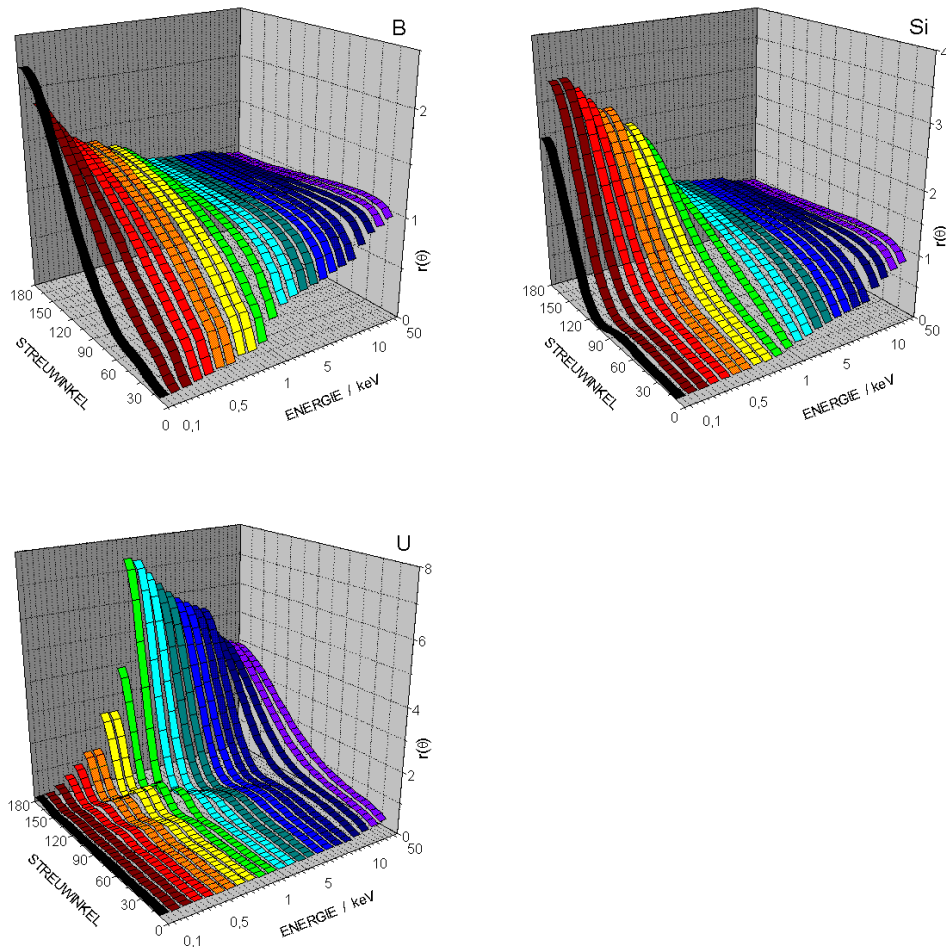


Abbildung 2.2: Verhältnis  $r(Q)$  von differentiellen Mott- zu Rutherford-Streuquerschnitten für die Elemente Bor, Silizium und Uran jeweils für Streuwinkel  $Q$  von  $10^\circ$ – $180^\circ$  bei Elektronenenergien von 0.5 bis 50 keV. (Berechnet mit MOTTXABS, einem Unterprogramm von MOCASIM).



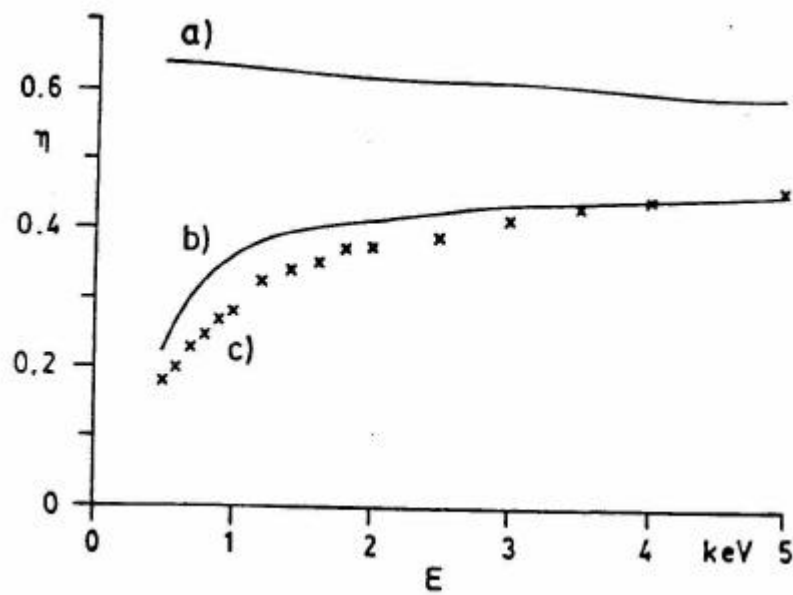


Abbildung 2.3: Energieabhängigkeit des Rückstreukoeffizienten  $\eta$  von Gold, berechnet aus Monte Carlo-Simulationen mit a) Rutherford-, b) Mott-Streuquerschnitten und c) experimentelle Daten [Rei95a].

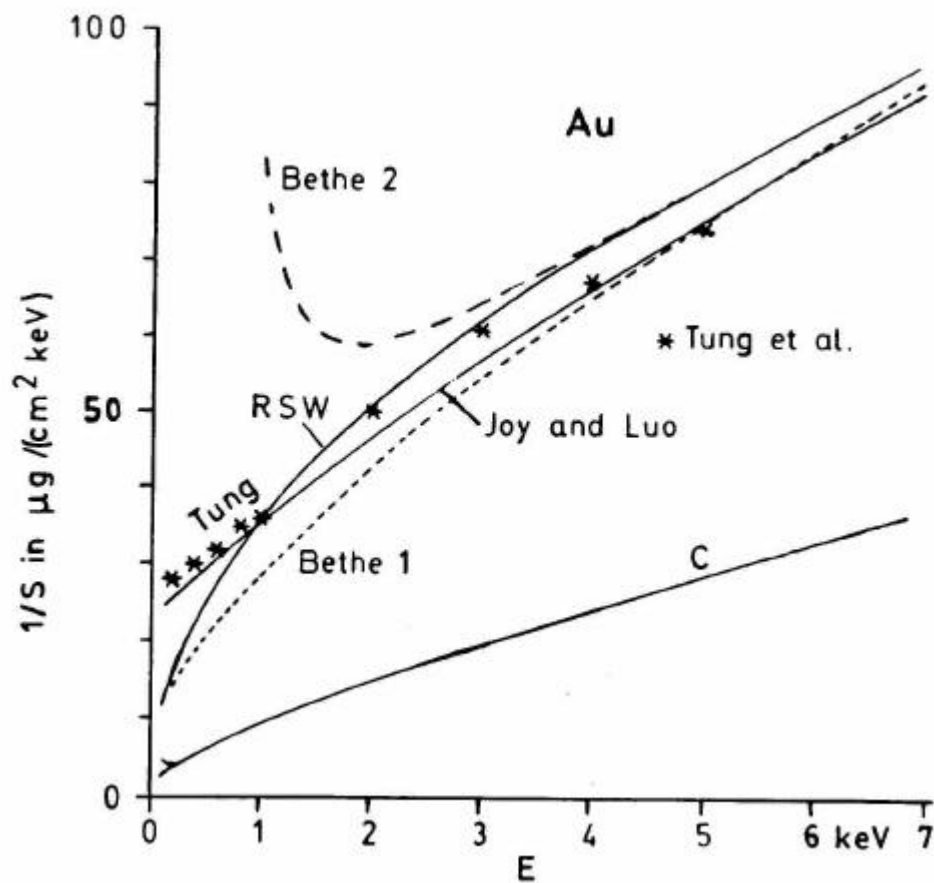


Abbildung 2.4: Inverse Stopping Power  $1/S(E)$  für Bethe(1)-Formel, Bethe(2)-Näherungsformel und verschiedene andere Näherungen [Rei 93].

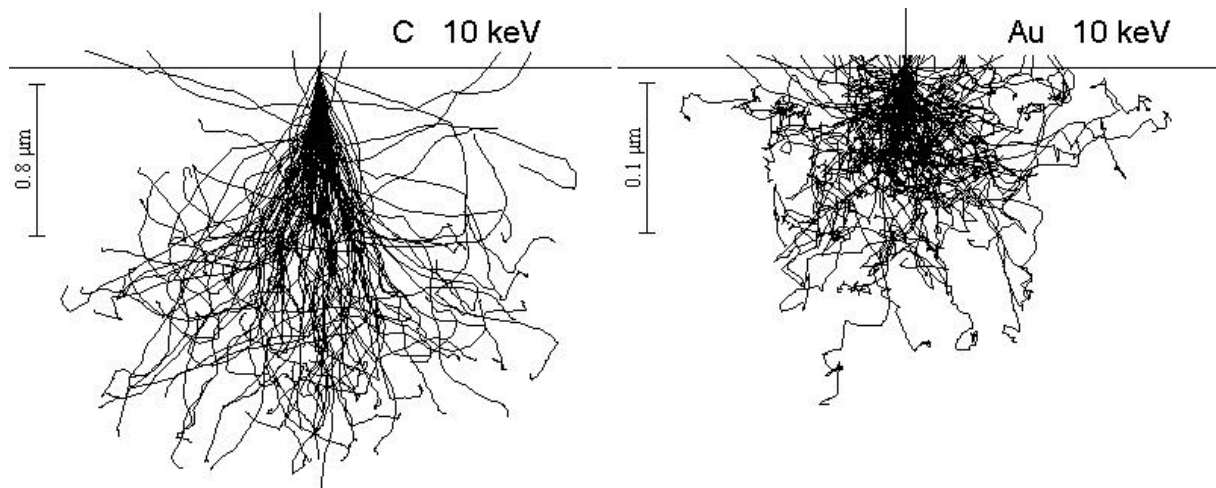


Abbildung 2.5: Monte Carlo-Simulation von Elektronentrajektorien in Kohlenstoff und Gold; jeweils für 10 keV Primärenergie (Berechnet mit MCPLLOT, einem Unterprogramm von MOCASIM)

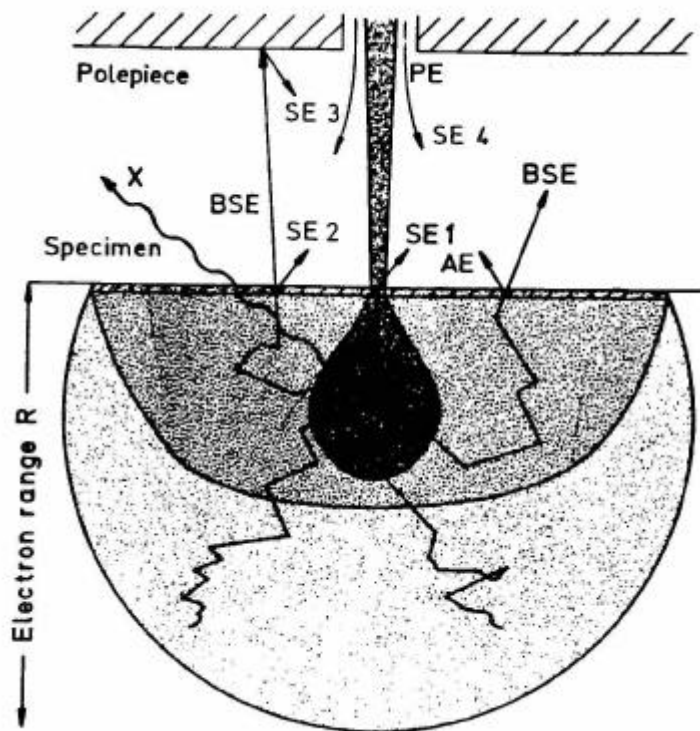


Abbildung 2.6: Querschnitt durch eine Elektronen-Diffusionswolke und Emission von Rückstreuelektronen (BSE), Augerelektronen (AE), Röntgenquanten (X) und verschieden Arten von Sekundärelektronen (SE) [Rei93]

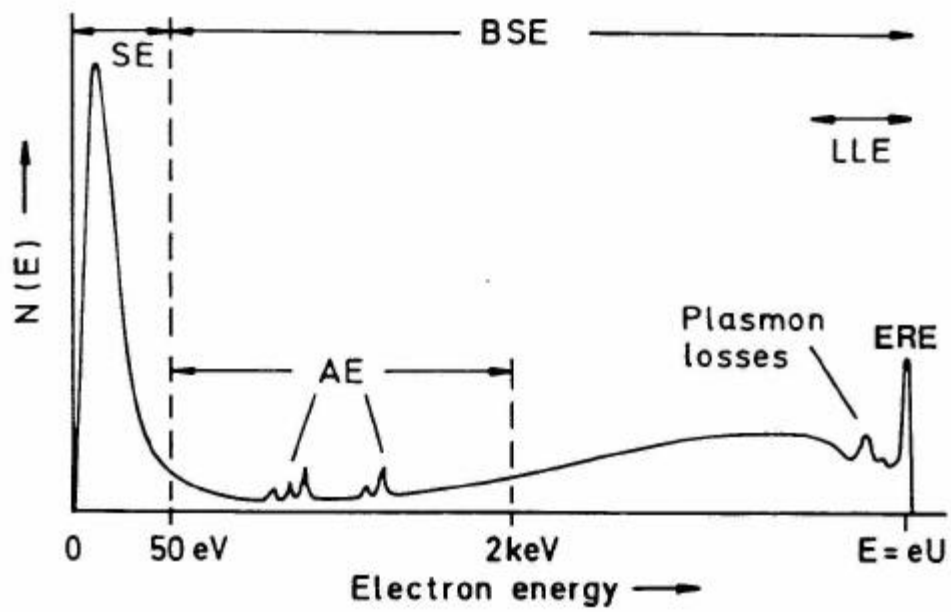


Abbildung 2.7: Energiespektrum der aus der Probe emittierten Elektronen. [Rei93]

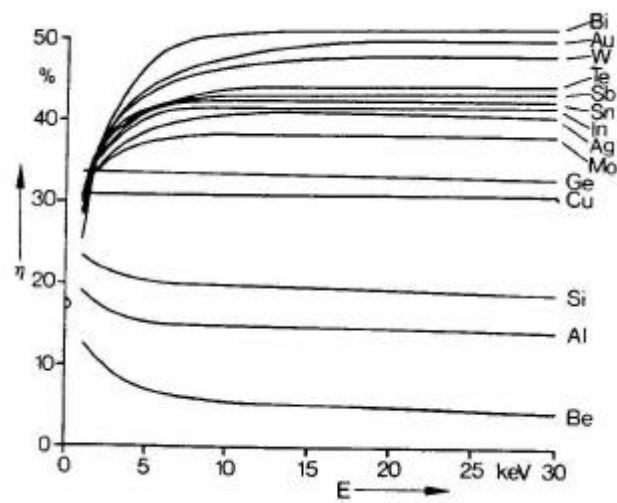


Abbildung 2.8: Rückstreukoeffizient  $\eta$  als Funktion der Elektronenenergie im Bereich 1–30 keV für verschiedene Elemente [Rei85].

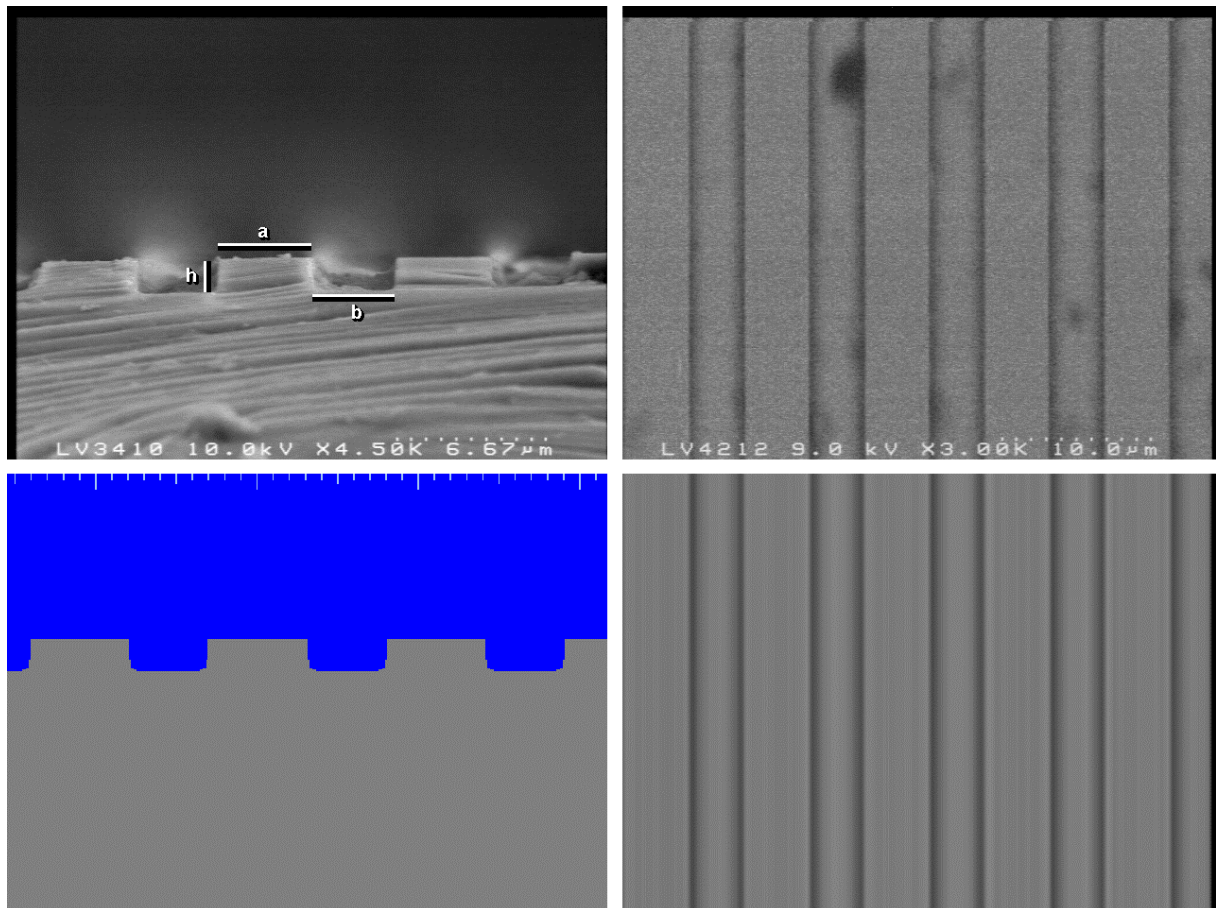


Abbildung 4.1: a) BSE-Abbildung der Probenstruktur in Seitenansicht:  $a = 5 \mu\text{m}$ ,  $b = 4 \mu\text{m}$ ,  $h = 1.7 \mu\text{m}$ , b) BSE-Abbildung der Probe, aufgenommen mit Top-Detektor bei 9 keV Beschleunigungsspannung, c) mit **MOCASIM** modellierte Probenstruktur, d) simuliertes Graustufenprofil aus einer Monte Carlo-Simulation

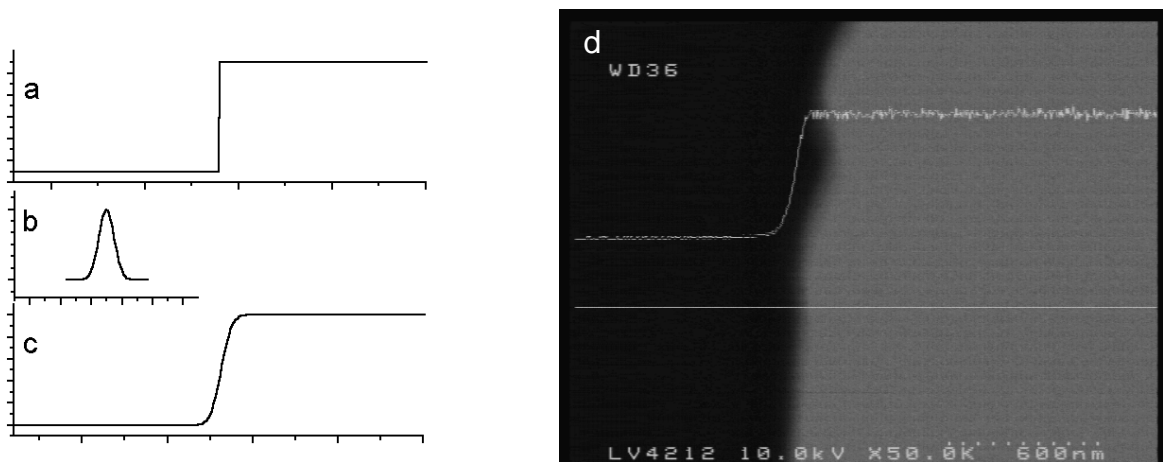


Abbildung 4.2: a) Ideale Stufenfunktion, b) Strahlprofil (Gaußkurve), c) Faltung der Stufenfunktion mit Gaußkurve, d) Messung des Strahlprofils

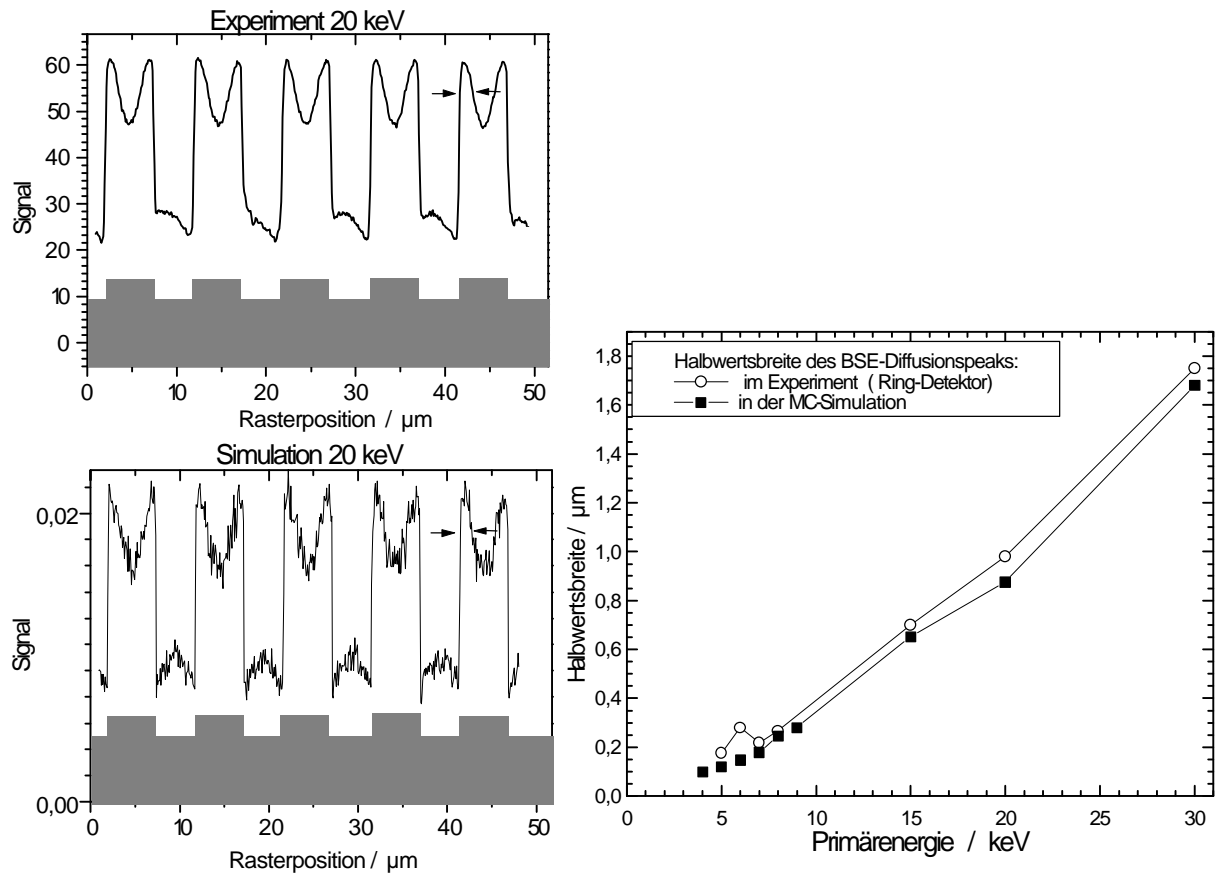


Abbildung 4.3: a) Gemessene und simulierte Signalmodulation für 20 keV Primärenergie, b) Halbwertsbreite der BSE-Diffusionspeaks als Funktion der Primärenergie für Experiment und Simulation

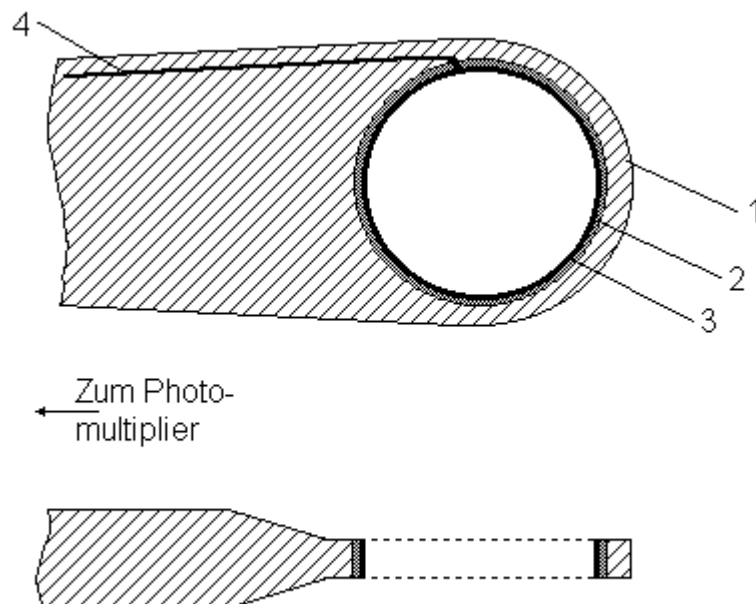


Abbildung 4.4: Szintillations-Ring-Detektor: 1 – Plexiglaslichtleiter, 2 – Plastikszintillator, 3 – Aluminiumschicht, 4 – HV-Zuführung

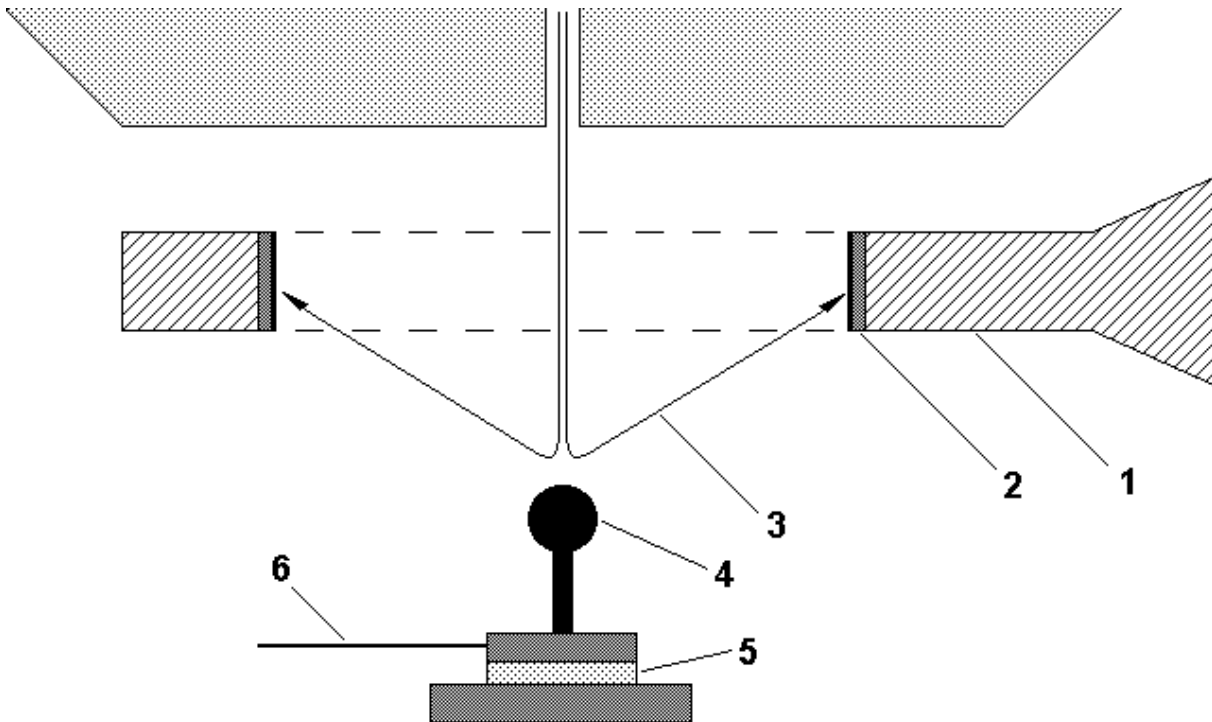


Abbildung 4.5: Meßaufbau zur Bestimmung der Anisotropie des Ring-Detektors mit Spiegelpotential: 1 – Lichtleiter, 2 – Szintillator, 3 – Elektronentrajektorien, 4 – Stahlkugel, 5 – Teflonisolierung, 6 – HV-Zuführung

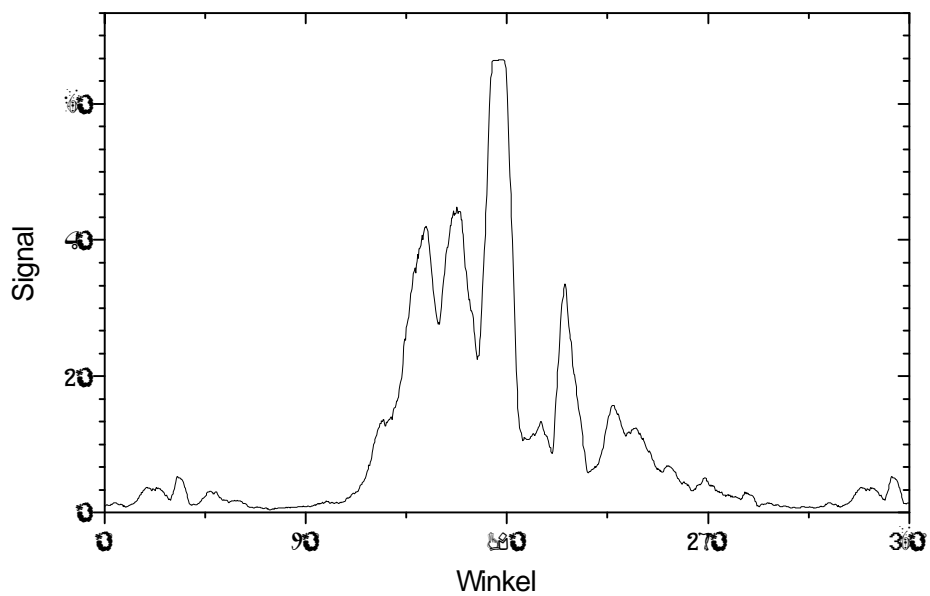


Abbildung 4.6: Signalausbeute des Ring-Detektors als Funktion des Einstrahlwinkels. (Photomultiplier-Zuleitung bei 180°).

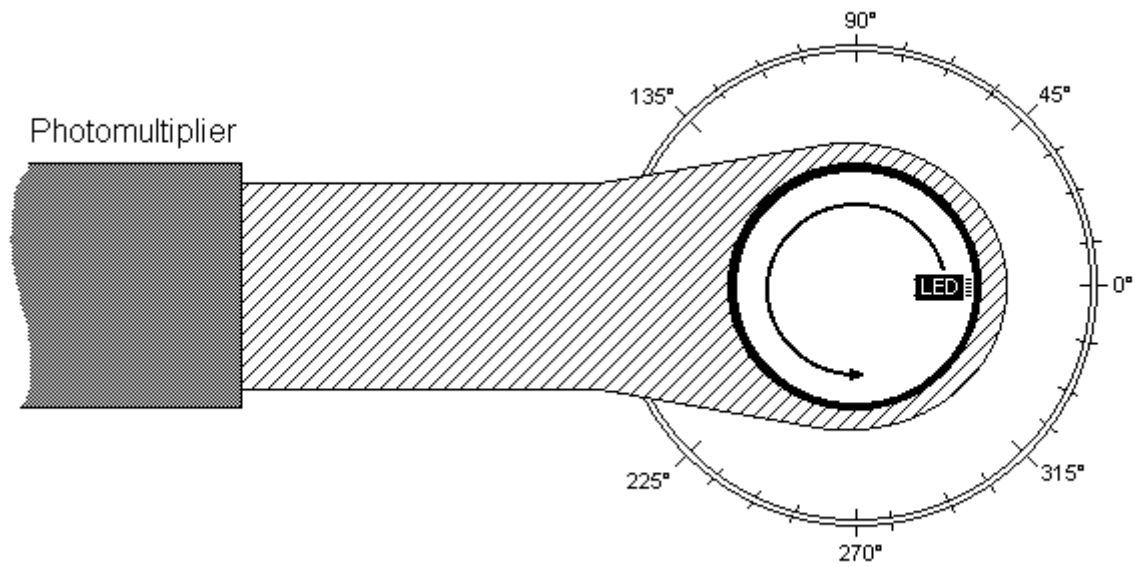


Abbildung 4.7: Meßaufbau zur Bestimmung der Anisotropie der Signalausbeute des Ring-Detektors mit einer LED

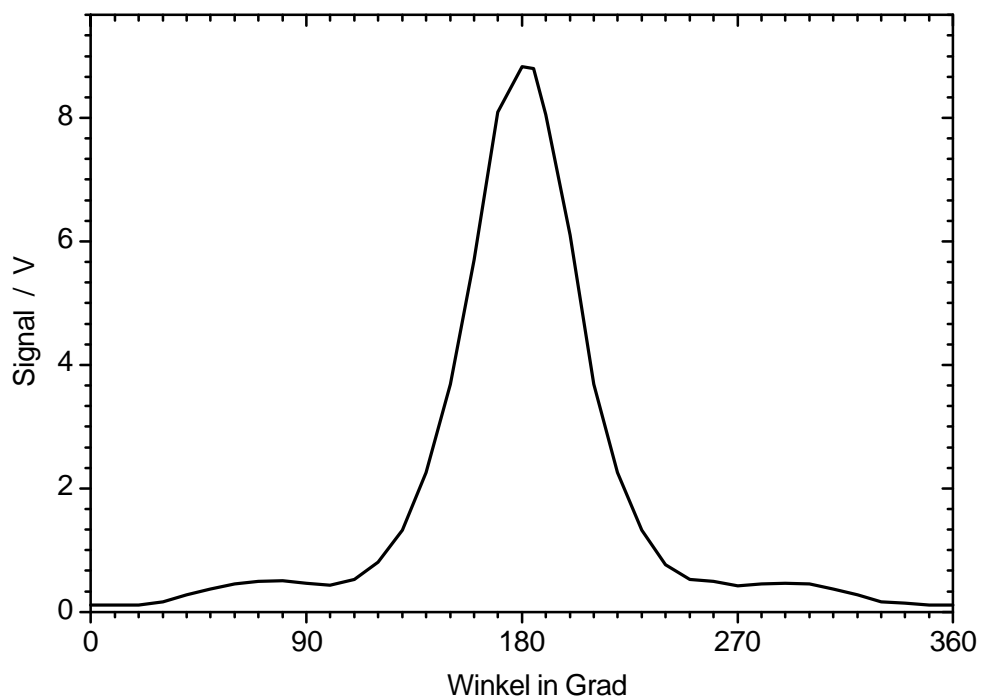


Abbildung 4.8: Signalausbeute des Ring-Detektors als Funktion des azimuthalen Einstrahlwinkels.(Photomultiplier-Zuleitung bei 180°).

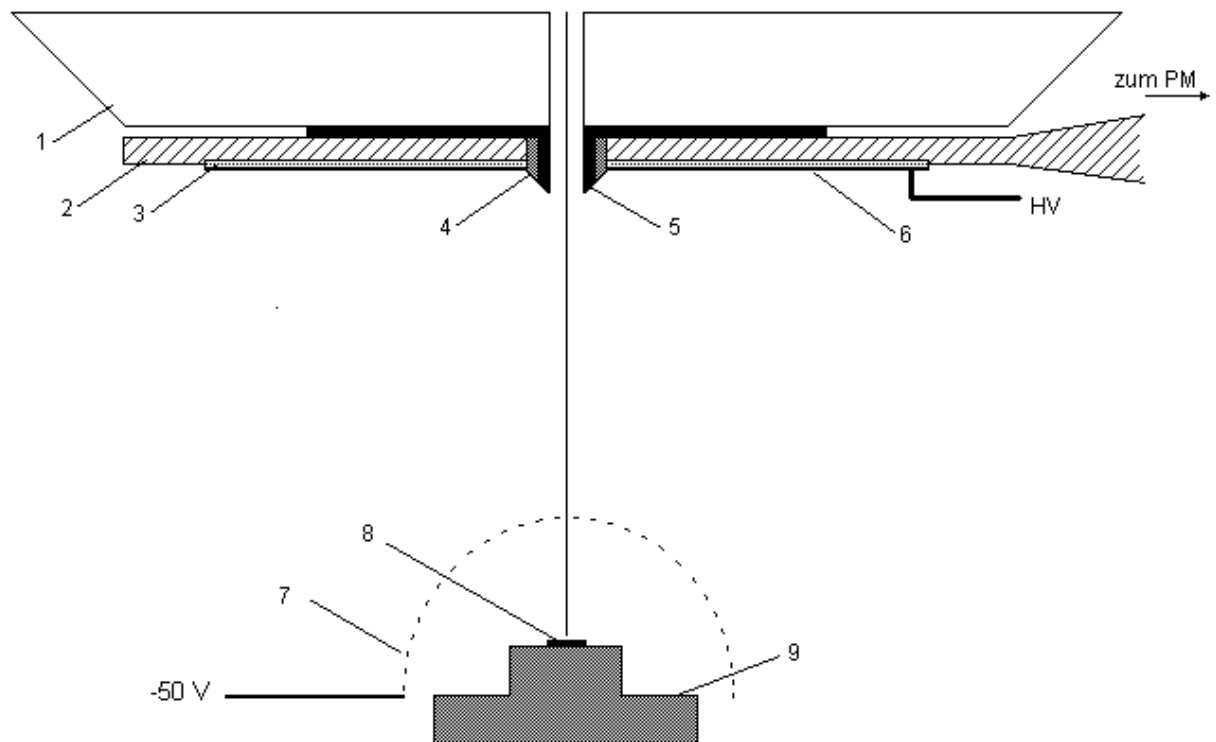


Abbildung 4.9: Aufbau des Top-Detektors: 1 – Polschuh, 2 – Lichtleiter, 3 – Szintillator, 4 – Teflonmantel, 5 – Metallhülle, 6 – Aluminiumschicht, 7 – Netz (auf -50 V), 8 – Probe, 9 – Probenhalter

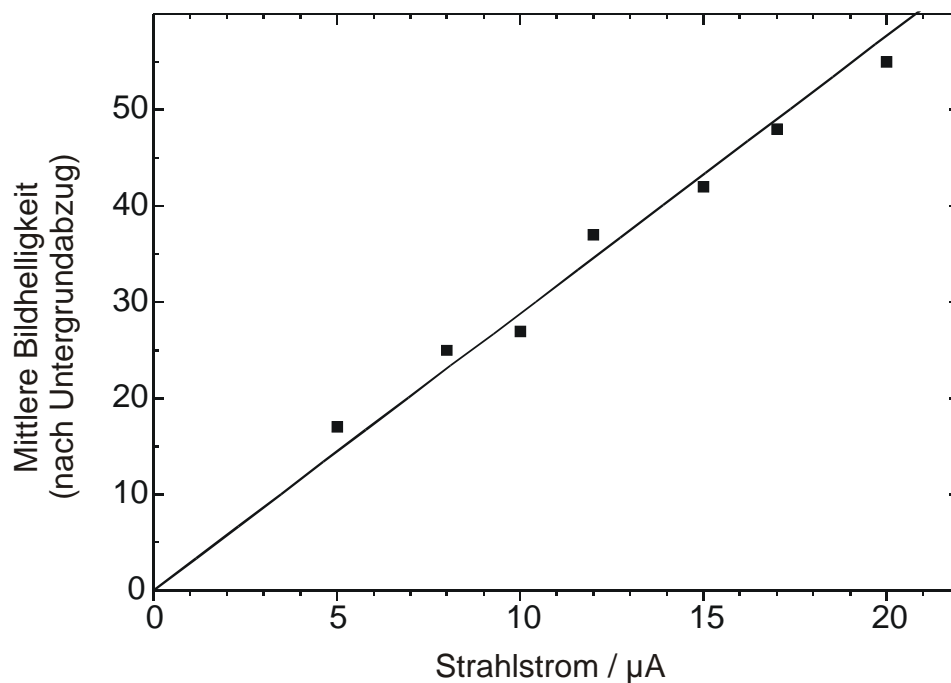


Abbildung 4.10: Mittlerer Grauwert des Bildes nach Untergrundabzug als Funktion der Stromstärke des Primärelektronenstrahls



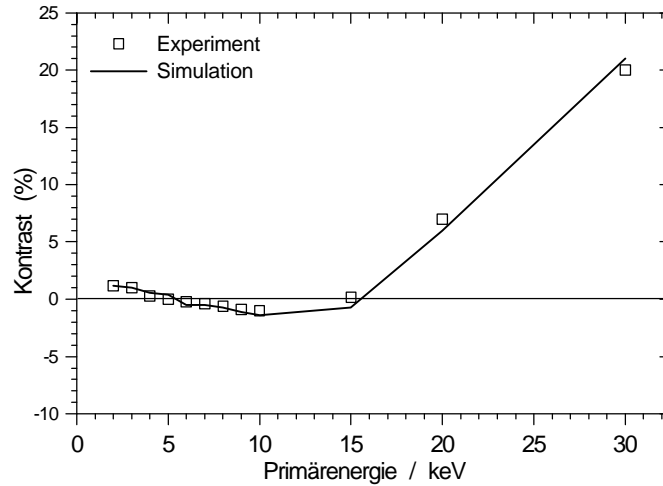


Abbildung 5.1: Kontrast als Funktion der Primärenergie für Messung und Monte Carlo-Simulation bei Aufnahmen mit dem Top-Detektor

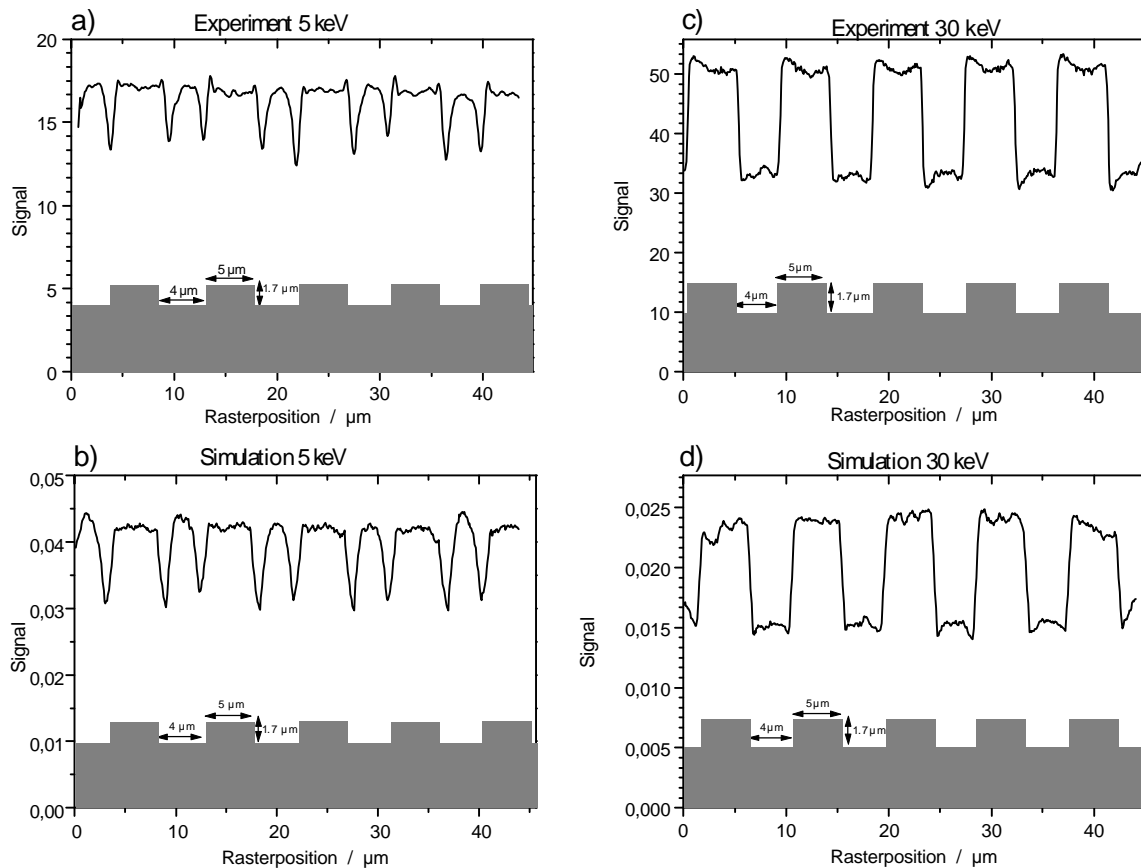


Abbildung 5.2: Gemessene und simulierte Linienprofile über die Probenstruktur für Aufnahmen mit dem Top-Detektor jeweils bei 5 keV und 30 keV Primärenergie.

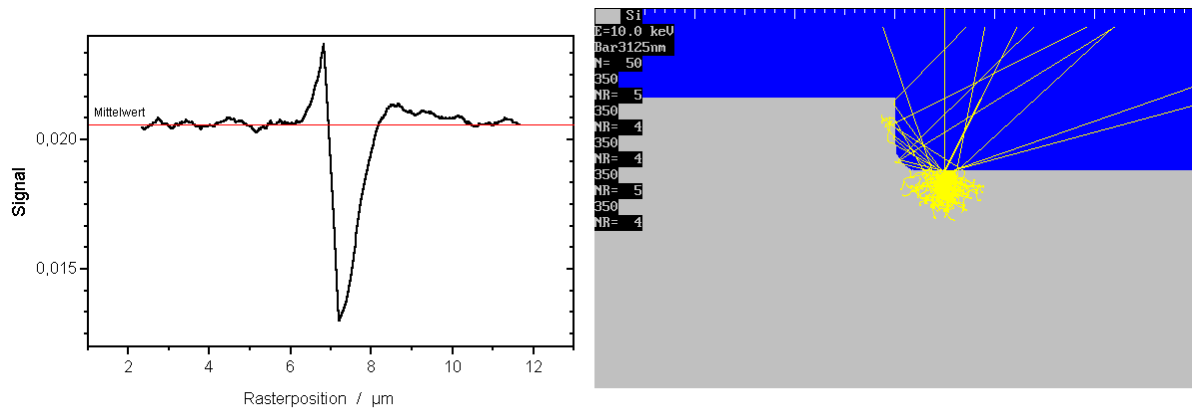


Abbildung 5.3: a) Linienprofil an einer einzelnen Si-Oberflächenstufe, b) Reflexion an der Stufe in der Mont Carlo-Simulation

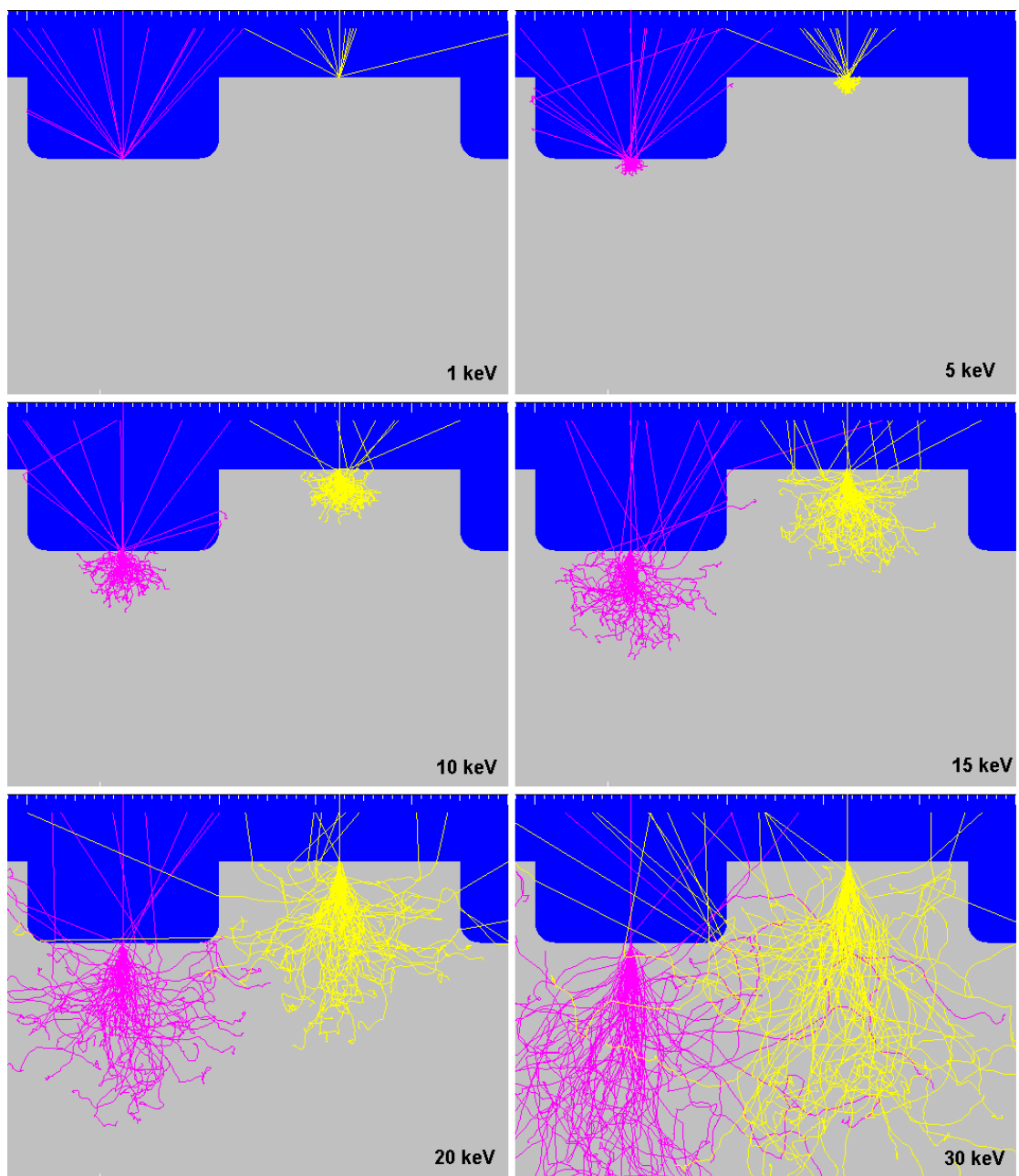


Abbildung 5.4: Elektronendiffusion in der Probe bei 1, 5, 10, 15, 20 und 30 keV Primärenergie

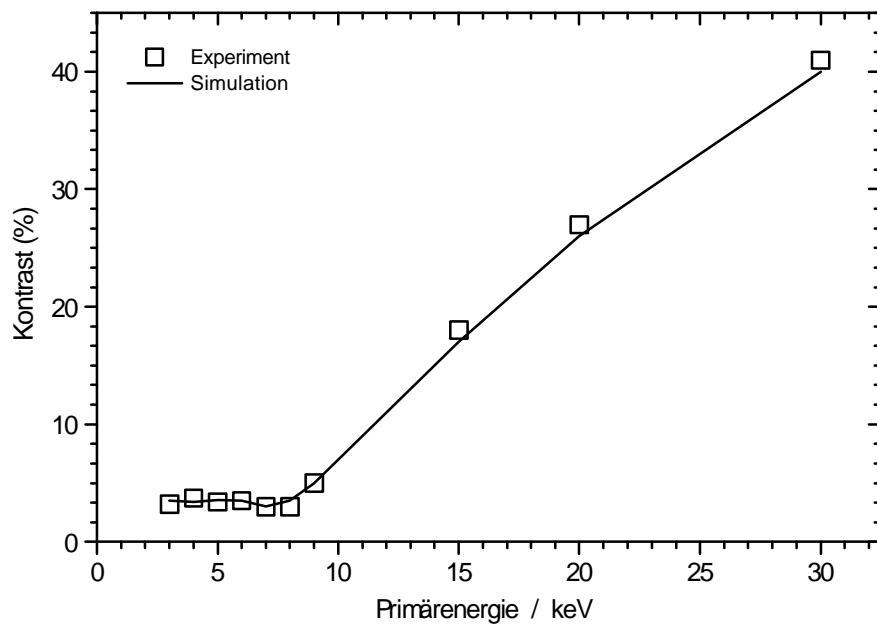


Abbildung 5.5: Kontrast als Funktion der Primärenergie für Messung und Monte Carlo-Simulation bei Abnahmewinkeln von  $45^{\circ}$ – $53^{\circ}$

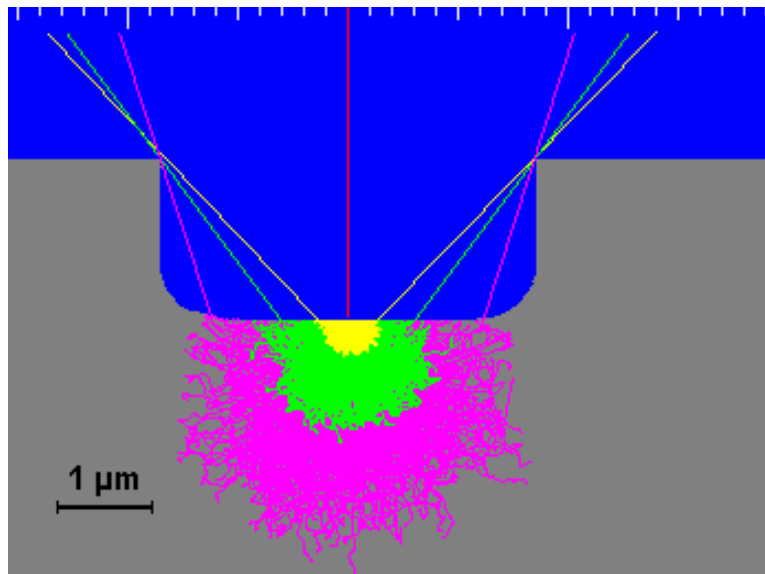


Abbildung 5.6: Ausdehnung der Diffusionswolke und Abschattung bei Primärenergien von 15 keV (magenta), 10 keV (grün) und 5 keV (gelb)

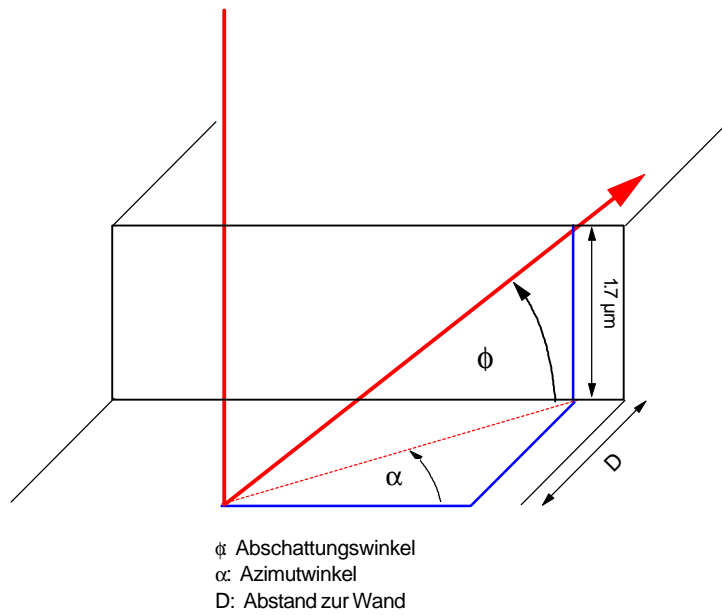


Abbildung 5.7: Darstellung zur Abhängigkeit des Abschattungswinkels  $\phi$  vom azimutalen Austrittswinkel  $\alpha$  der Elektronen

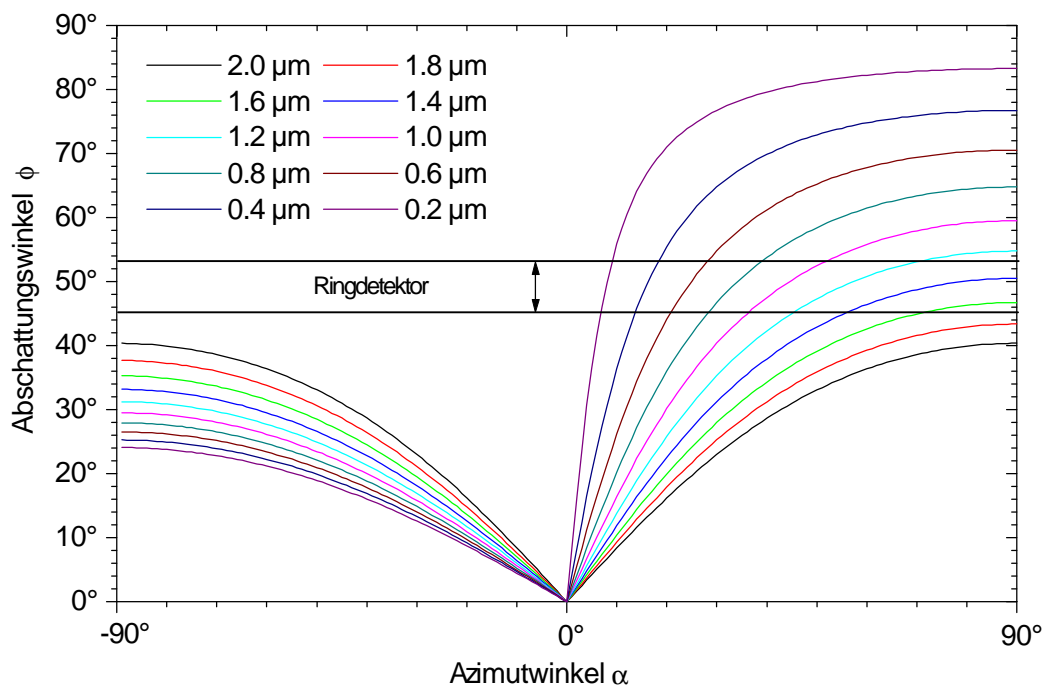


Abbildung 5.8: Abschattungswinkel  $\phi$  als Funktion des azimutalen Austrittswinkels  $\alpha$  der Elektronen für verschiedene Abstände  $D$  zur Grabenwand

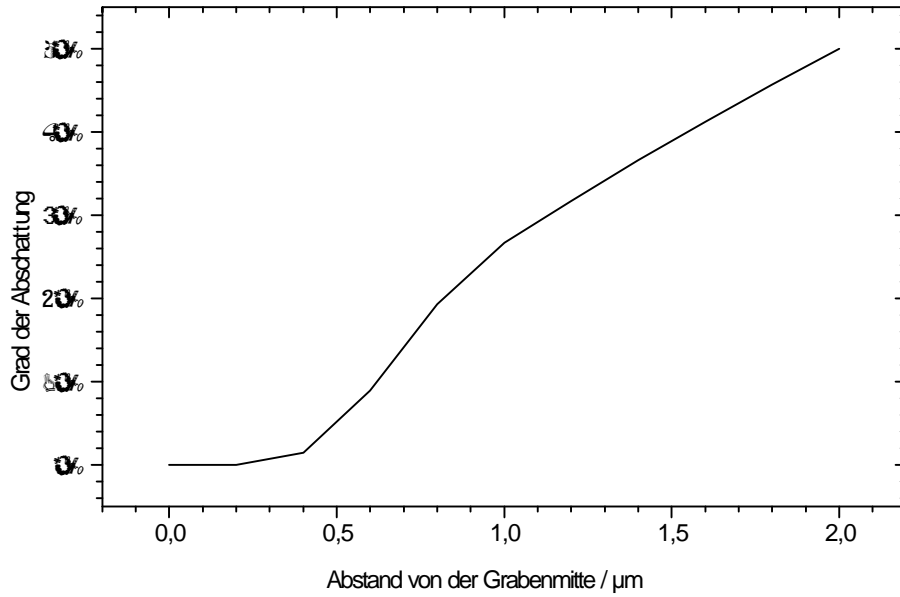


Abbildung 5.9: Grad der Abschattung in % als Funktion des Abstands von der Grabenmitte.

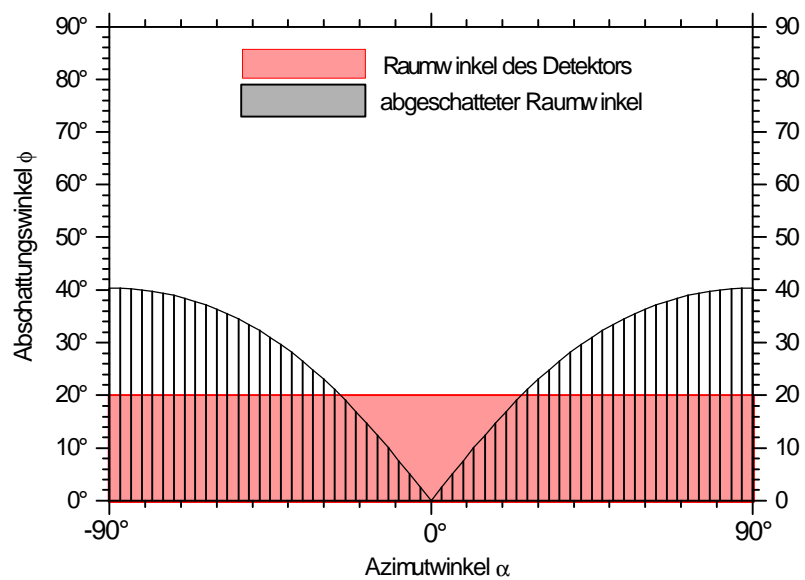


Abbildung 5.10: Abgeschatteter Raumwinkel für in der Grabenmitte austretende Elektronen und Raumwinkel der Detektorfläche bei Abnahmewinkeln von  $0^\circ$ – $20^\circ$ .

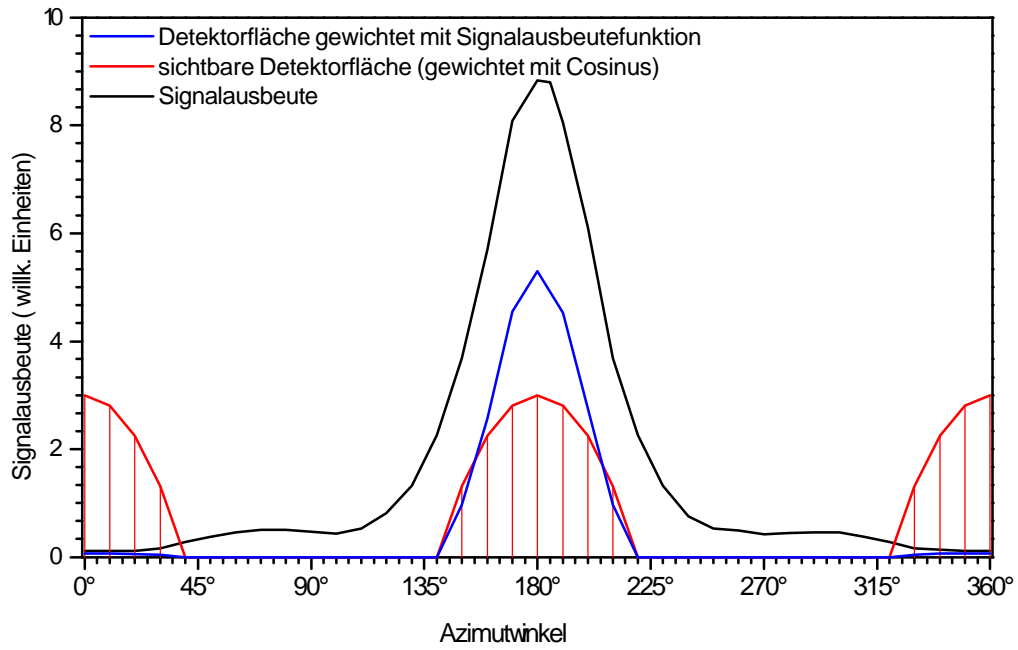


Abbildung 5.11: Wichtung der sichtbaren Detektorfläche (rot) mit der Signalausbeutefunktion (schwarz) ergibt korrigierte Detektorfläche (blau).

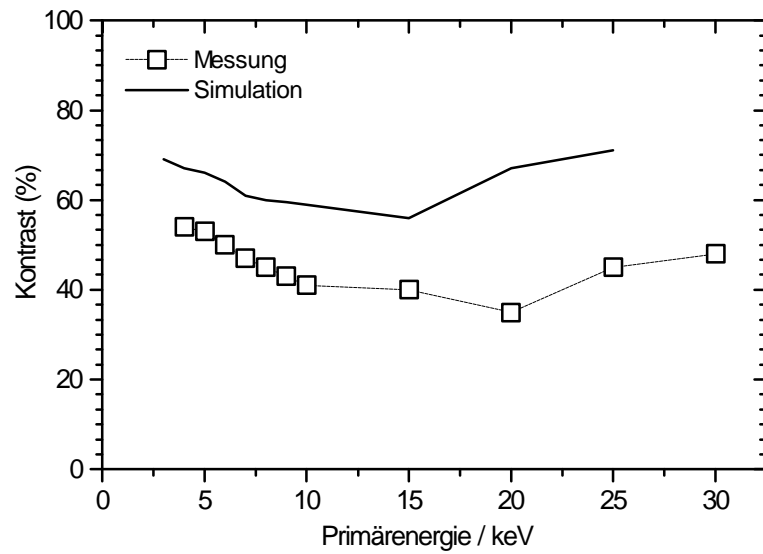


Abbildung 5.12: Kontrast als Funktion der Primärenergie für Messung und Monte Carlo-Simulation bei Abnahmewinkeln von  $0^\circ$ – $20^\circ$ .