

**Aufbau und Erprobung eines Rau-Detektors  
zur Abbildung von Halbleiterstrukturen**

Hilmar Hoffmeister

Diplomarbeit im Fach Physik  
Physikalisches Institut der  
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster  
April 1997



**Aufbau und Erprobung eines Rau-Detektors  
zur Abbildung von Halbleiterstrukturen**

Hilmar Hoffmeister

Diplomarbeit im Fach Physik  
Physikalisches Institut der  
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster  
April 1997

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 EINLEITUNG .....</b>	<b>1</b>
<b>2 PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN .....</b>	<b>3</b>
2.1 Halbleiter .....	3
2.2 Der innere Photoeffekt.....	5
2.3 Elektronen-Halbleiter-Wechselwirkung .....	7
2.4 Ladungsträger-Ausbreitung im Halbleiter .....	9
2.5 Der photovoltaische Effekt.....	10
2.5.1 Der Photostrom .....	11
2.6 Erzeugung von Oberflächenpotentialen .....	12
2.6.1 Laserinduzierte Oberflächenpotentiale .....	12
2.6.2 Elektronenstrahlinduzierte Oberflächenpotentiale .....	13
<b>3 STRAHLINDUZierter PHOTOSTROM UND PHOTOSPANNUNG.....</b>	<b>16</b>
3.1 OBIC und EBIC .....	17
3.2 OBIV und EBIV .....	18
<b>4 DER RAU-DETEKTOR .....</b>	<b>19</b>
4.1 Funktionsweise des Rau-Detektors.....	19
4.2 Elektronik.....	20
4.3 Die Kapazität der Ring-Halbleiter-Anordnung.....	23
<b>5 DAS OPTISCHE RASTERMIKROSKOP .....</b>	<b>26</b>
5.1 Der optische Aufbau .....	26
5.2 Probenstrasterung.....	27
5.3 Aufbau des Rau-Detektors im SOM.....	29
<b>6 DAS LVSEM .....</b>	<b>31</b>
6.1 Aufbau des Rau-Detektors im LVSEM .....	31
6.2 Der Trennverstärker.....	32
6.3 Einsatzmöglichkeiten des Rau-Detektors im LVSEM.....	34

<b>7 KONTRASTENTSTEHUNG.....</b>	<b>36</b>
7.1 Differenzierte Bilder.....	40
7.1.1 Einfluß der Rasterrichtung.....	42
7.2 Kontinuierliche Bilder .....	42
<b>8 EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE .....</b>	<b>44</b>
8.1 Rau-Abbildungen im SOM .....	44
8.2 Einfluß der Rasterrichtung im SOM .....	52
8.3 Einfluß der Mittelwertbildung im SOM .....	54
8.4 Differenzierte Rau-Abbildung im SEM.....	55
8.5 Einfluß der Rasterrichtung im SEM.....	59
8.6 Einfluß der Bildweite .....	61
8.7 Einsatz als Top SE-Detektor.....	62
8.8 Einsatz als Top BSE-Detektor .....	63
8.9 Überlagerte Rau-SE-Abbildung.....	65
<b>9 DISKUSSION UND ZUSAMMENFASSUNG.....</b>	<b>66</b>
<b>10 LITERATURVERZEICHNIS.....</b>	<b>69</b>

# 1 Einleitung

Die Halbleitermeßtechnik ist seit der Bestimmung der Driftbeweglichkeit von Minoritätsladungsträgern in pn- oder Schottky-Übergängen, wie sie von Haynes und Shockley 1949 [1] als erstes vorgeschlagen wurde, in ihren Methoden ständig weiterentwickelt worden. So ist ein weiteres Meßverfahren die Untersuchung der Kapazität solcher Übergänge. Wesentliche Entwicklungen hierzu sind die Deep Level Transient Capacitance Spectroscopy (DLTS) von Lang 1974 [2] und die Doppel-Korrelations DLTS (DDLTS) von Lefevre und Schulz 1977 [3] zur Bestimmung charakteristischer Parameter tiefer Störstellen in Halbleitern. Eine grundlegende Weiterentwicklung der Halbleitermeßtechnik war, das Prinzip des Rasterelektronenmikroskops (SEM) mit der Untersuchung verschiedener Halbleitereffekte zu kombinieren. So verwendeten Ravi und Varker 1973 [4] die Electron Beam Induced Current Methode (EBIC) zum Nachweis von Störstellen und ihrer elektrischen Wirkung in pn-Übergängen. Hier wurde in einem SEM der durch eingestrahlte Elektronen generierte und am pn-Übergang gesammelte Strom gemessen und zur Aufzeichnung von Bildern verwendet. So dient EBIC sowohl zur Abbildung von pn-Übergängen und Kristallfehlern als auch zur quantitativen Bestimmung von Diffusionslänge, Verarmungszonenbreite, Lebenszeit und Oberflächenrekombination von Ladungsträgern in Halbleitern. Bei der Auswertung der durch den Elektronenstrahl erzeugten zeitlich abklingenden Kapazitätsänderung handelt es sich um die Scanning DLTS (SDLTS), die von Heydenreich und Breitenstein 1983 [5] vorangetrieben wurde. Der Einsatz von Rastersondenverfahren zur Untersuchung von Halbleitereffekten wurde auch durch die Verwendung von Lasern anstelle des Elektronenstrahls betrieben. Hierzu ist die OBIC-Methode zur orts aufgelösten Messung des laserinduzierten Photostroms zu nennen, die z.B. von Kasprzak 1975 [6] publiziert wurde. Eine weitere laserunterstützte Meßmethode zur Untersuchung von Halbleitern ist die von Philbrink und DiStefano 1975 [7] vorgestellte Scanning Surface Photovoltage (SSP), die Veränderungen des laserinduzierten

Oberflächenpotentials über eine kapazitiv gekoppelte Elektrode detektiert. Ein weiteres auf diesem Prinzip der kontakt- und zerstörungsfreien Halbleitermeßtechnik beruhendes Verfahren ist der 1990 von E. I. Rau vorgestellte Rau-Detektor [8], der sowohl im SEM als auch im optischen Rastermikroskop (SOM) einsetzbar ist.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde ein Rau-Detektor für das vorhandene SEM und SOM aufgebaut und getestet. Er besteht aus einem Draht ring mit 1 mm Durchmesser, der in einer Höhe von 0,2 mm über der Probe in der optischen Achse des Gerätes positioniert ist. Veränderungen des sondeninduzierten Oberflächenpotentials, z.B. hervorgerufen durch zusätzliche Rekombinationszentren, verursachen im Draht ring Verschiebestrome, die mittels einer hierfür entwickelte Stromverstärkerelektronik detektiert werden. So dient der Detektor ähnlich den EBIC- und OBIC-Verfahren zur Untersuchung von Halbleiterstrukturen im SEM und SOM, ohne jedoch das Präparat zu kontaktieren. Es folgen Untersuchungen zu den unterschiedlichen Kontrastmechanismen des kontinuierlichen und des modulierten Sondenstrahls unter Verwendung eines Lock-In Verstärkers. Diese werden mit EBIC- und OBIC-Messungen verglichen. Ferner werden weitere Einsatzmöglichkeiten des Rau-Detektors im SEM vorgestellt.

## 2 Physikalische Grundlagen

### 2.1 Halbleiter

Halbleiter sind Festkörper, deren spezifische Leitfähigkeit bei Raumtemperatur zwischen der von Isolatoren und Metallen liegt, d.h. zwischen  $10^{-8}$  und  $10^4 (\Omega\text{cm})^{-1}$ . Die spezifische Leitfähigkeit steigt meist exponentiell mit der Temperatur, während der Halbleiter bei tiefen Temperaturen praktisch nichtleitend wird. Diese Eigenschaft lässt sich auf die Bindungsart der Atome im Kristallgitter zurückführen und im Bändermodell einfach darstellen [9]. In Festkörpern werden die in den Atomen vorhandenen diskreten Energieniveaus zu quasikontinuierlichen Energiebändern aufgespalten. Das Valenz- und das Leitungsband sind bei kovalent gebundenen Festkörpern wie Silizium oder Germanium durch eine Energielücke  $E_g$  (energy gap), einen Bereich verbotener Zustände, getrennt (Abb.2.1). Die Höhe von  $E_g$  ist materialabhängig und beträgt

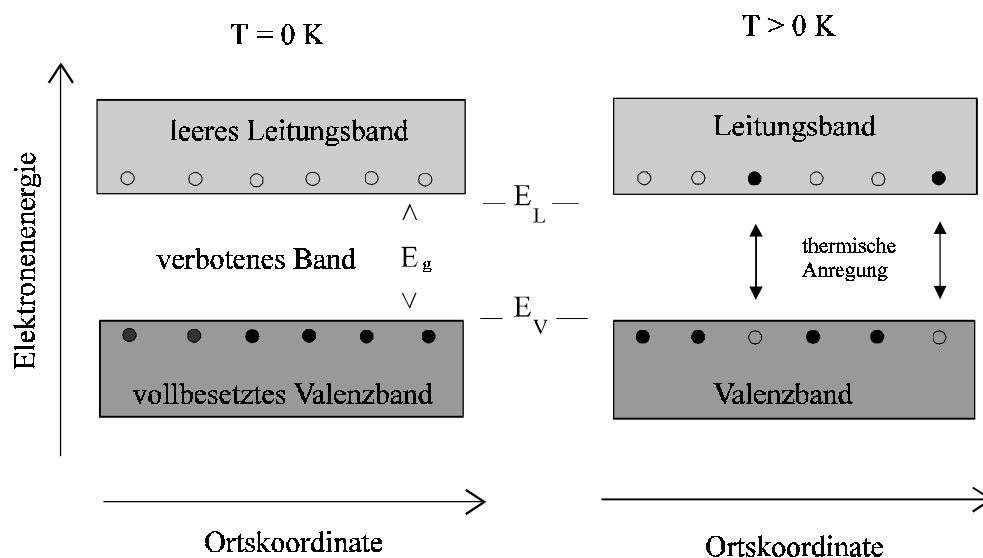
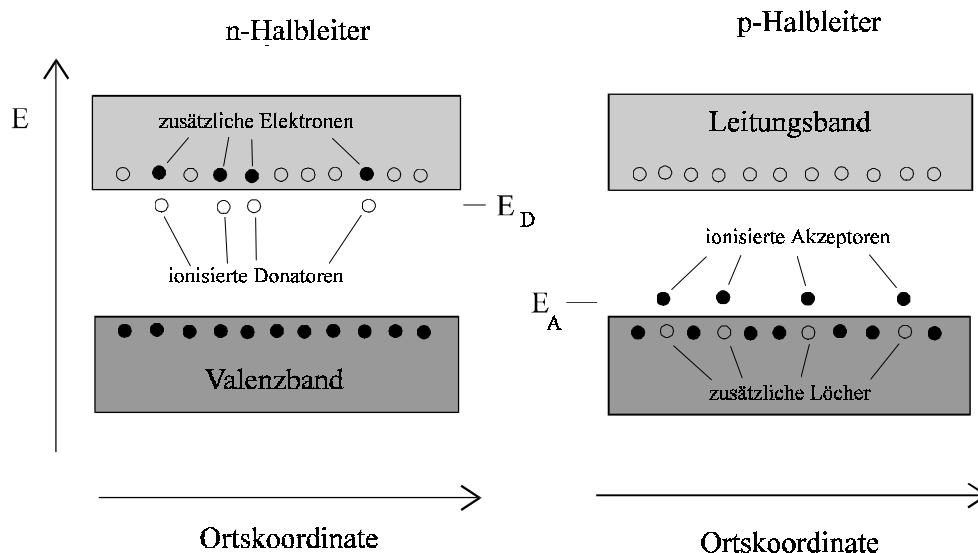


Abb.2.1: Bandschema eines intrinsischen Halbleiters.

- besetzter Elektronenzustand
- unbesetzter Elektronenzustand (Loch)



1,12 eV für kristallines Silizium. Werden Elektronen im Valenzband eines Halbleiters thermisch mit einer Energie  $E_{th} > E_g$  angeregt, so besetzen sie freie Zustände im Leitungsband, wodurch im Valenzband unbesetzte Zustände, die als Löcher bezeichnet werden, zurückbleiben. Diese werden als positive Ladungsträger betrachtet. Sowohl Löcher als auch Elektronen transportieren unter Einfluß eines elektrischen Feldes Ladung. Zur Steigerung der Leitfähigkeit werden intrinsische Halbleiter mit Fremdatomen der fünften (Donatoren) oder dritten (Akzeptoren) Hauptgruppe des Periodensystems dotiert (Abb.2.2). Bei n-Halbleitern liegt aufgrund der nur schwachen Bindung des fünften Valenzelektrons (z.B. ca. 0,049 eV für Arsen im Si-Gitter) das Energieniveau der Donatoratome im Bändermodell unterhalb der Leitungsbandkante. Ein Akzeptoratom bindet ein Valenzelektron eines benachbarten Gitteratoms, so daß bei diesem ein Loch zurückbleibt. Die Akzeptorniveaus liegen oberhalb der Valenzbandkante (z.B. ca. 0,065 eV für Gallium im Si-Gitter). Die Dotierung bestimmt die Leitfähigkeit des Halbleiters, da bei Raumtemperatur nahezu alle Akzeptoratome ionisiert sind, bzw. annähernd alle Donatorelektronen Zustände im Leitungsband besetzen. Die Ladungsträger, die die Leitfähigkeit bestimmen, werden Majoritätsladungsträger genannt, während die weniger zur Leitfähigkeit beitragenden als Minoritätsladungsträger bezeichnet werden.



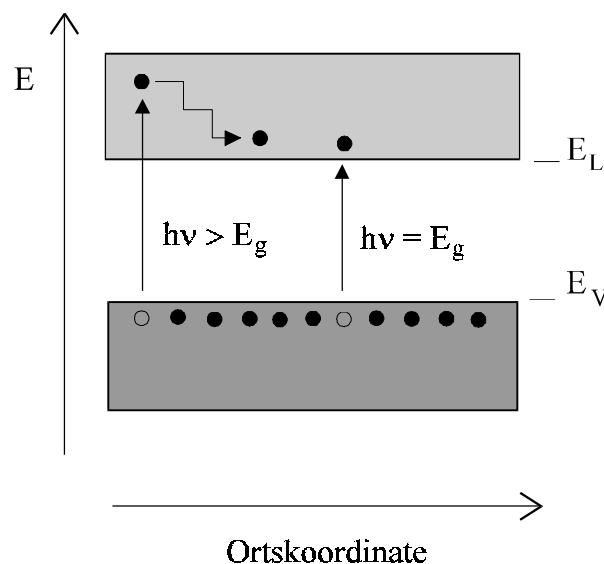
**Abb.2.2:** Störstellenleitung im Bändermodell  
links: Elektronenleitung, rechts: Löcherleitung

## 2.2 Der innere Photoeffekt

Statt durch thermische Anregung können bewegliche Ladungsträger auch durch die Absorption von Photonen erzeugt werden, was als innerer Photoeffekt bezeichnet wird. Ist die Photonenenergie größer als die Bandlücke,

$$E_{ph} = h\nu \geq E_g \quad , \quad (2.1)$$

kann ein absorbierendes Elektron in einen freien Zustand des Leitungsbandes angehoben werden. Dabei ist  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $\nu$  die Frequenz des einfallenden Lichtes und  $E_g$  die Breite der Energielücke. Unter Wärmeabgabe gelangt das Elektron zur Unterkante des Leitungsbandes (Abb.2.3). Photonen mit Energien kleiner als  $E_g$  können von Valenzelektronen nicht absorbiert werden, da das absorbierende Elektron einen unerlaubten Zustand im verbotenen Band einnehmen müßte. Aufgrund des unterschiedlichen Energieverlaufs der Bänder in Abhängigkeit vom Wellenvektor  $\vec{k}$  der Elektronen unterscheidet man zwischen direkter und indirekter Absorption. Bei indirekten Halbleitern liegt das Energieminimum des Leitungsbandes und das Energiemaximum des Valenzbandes bei unterschiedlichen Wellenvektoren  $\vec{k}$  der Elektronen. Somit muß ein zusätzlicher Impulsübertrag stattfinden, der durch Elektronen-Phononen-Wechselwirkung aufgebracht wird. Die Wahrscheinlichkeit für das

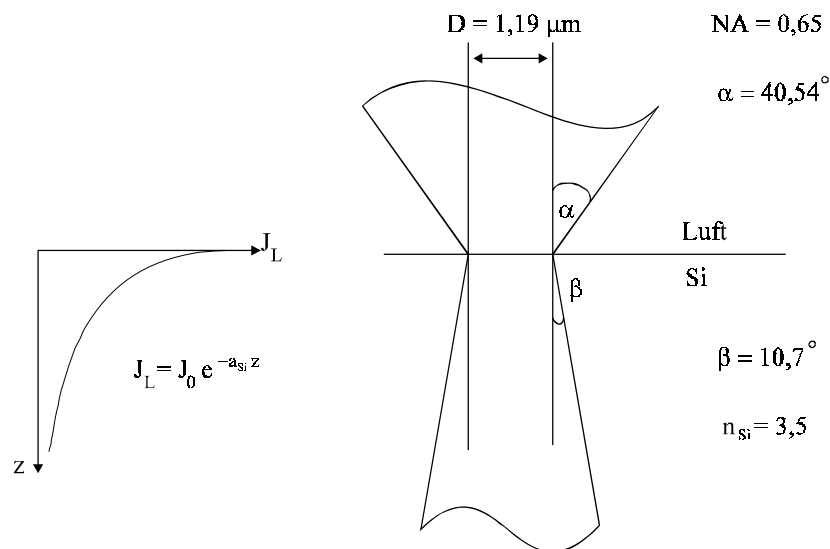


**Abb.2.3:** Der innere Photoeffekt in Halbleitern.

Auftreten einer solchen Drei-Teilchen-Wechselwirkung ist geringer als für das Auftreten der direkten Absorption, bei der ein Energieübertrag durch Elektron-Photon-Wechselwirkung stattfindet. Beim verwendeten optischen Rastermikroskop (vgl. Kap.5) wird Laserlicht der Wellenlänge  $\lambda = 633 \text{ nm}$  durch ein Objektiv mit numerischer Apertur  $NA = n \sin\alpha = 0,65$  auf die Probenoberfläche fokussiert. Der Durchmesser des Fokusses beträgt nach dem Abbeschen Theorem

$$D = \frac{1,22 \cdot \lambda}{n \cdot \sin\alpha} = 1,19 \mu\text{m} \quad . \quad (2.2)$$

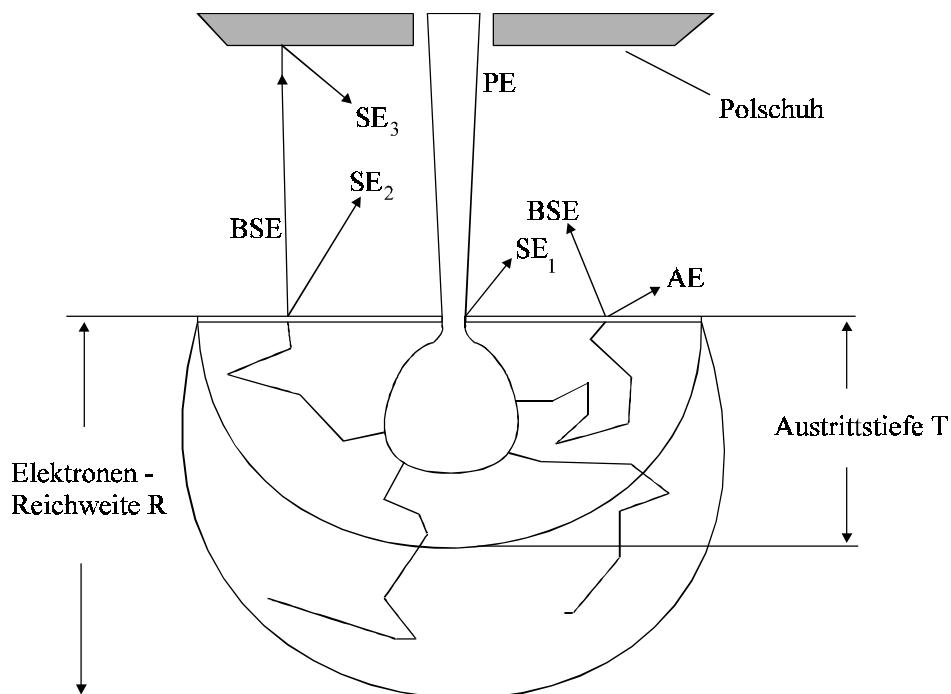
Die Gaußform des Strahles und die Beugungseffekte an der Grenzfläche werden hierbei vernachlässigt. Wegen  $NA = 0,65$  beträgt der Einfallswinkel  $\alpha = 40,54^\circ$ . Da der Brechungsindex von Silizium  $n_{\text{Si}} = 3,5$  beträgt, ist der Brechungswinkel  $\beta = 10,70^\circ$  im Halbleiter klein. Die Laserleistung  $J_L$  nimmt dort exponentiell mit dem Absorptionskoeffizienten  $a_{\text{Si}} = 0,4 (\mu\text{m})^{-1}$  ab (Abb.2.4).



**Abb.2.4:** Absorption des Laserstrahls mit zunehmender Eindringtiefe  $z$  in Silizium und Strahlengang durch die Grenzfläche Luft-Silizium.

## 2.3 Elektronen-Halbleiter-Wechselwirkung

Elektron-Loch-Paare können in einem Rasterelektronenmikroskop ebenfalls durch Einstrahlung von Elektronen in ein Halbleitermaterial erzeugt werden. Dringen Primärelektronen (PE) in ein Objekt ein, so werden sie elastisch und unelastisch an den Kernen und Atomhüllen des Objektes gestreut. Als elastische Streuung wird die Wechselwirkung des eingestrahlenen Elektrons mit dem abgeschirmten Coulombpotential  $+Ze$  eines Atomkernes bezeichnet. Dabei verändert es seine Richtung, behält aber im wesentlichen seine Energie. Bei unelastischer Streuung verliert das Elektron zusätzlich einen Energiebetrag  $\Delta E$ . Energieverluste finden durch kollektive Plasmonenanregung von Valenz- und Leitungselektronen ( $\Delta E = 5 - 30$  eV), Intra- und Interbandübergänge ( $\Delta E \leq 30$  eV) und durch die Ionisation der inneren K-, L- und M-Schalen statt. Durch die Aufeinanderfolge von elastischen und unelastischen Streuprozessen im Objekt breiten sich die Elektronen nach allen Seiten statistisch verteilt in einer Diffusionswolke aus (Abb.2.5).

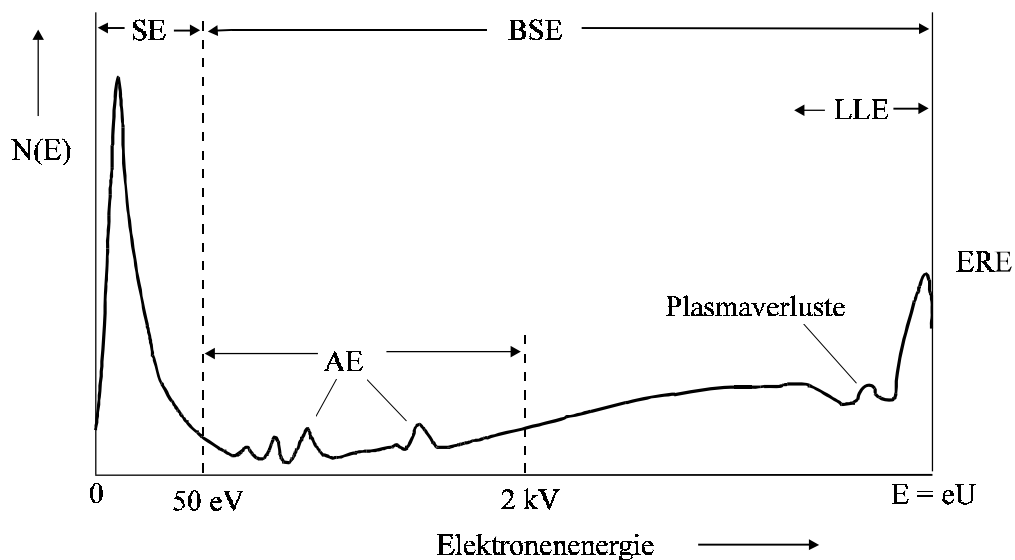


**Abb.2.5:** Schematische Darstellung der Entstehung von Augerelektronen (AE), Rückstreuungselektronen (BSE) und verschiedenen Gruppen von Sekundärelektronen (SE) durch den Primärelektronenstrahl.

Die Anzahl der Primärelektronen nimmt mit zunehmender Eindringtiefe, die begrenzt ist durch die Elektronenreichweite  $R$ , ab. Aufgrund der elastischen und unelastischen Wechselwirkungen der PE mit dem Objekt werden durch Energieübertrag oder Rückstreuung Elektronen vom Objekt emittiert. Diese können nur aus der Austrittstiefe  $T$ , die im Mittel der halben Elektronenreichweite  $R$  entspricht, wieder an die Oberfläche gelangen und diese als Rückstreuelektronen (BSE) verlassen. Diese erzeugen in einer oberflächennahen Schicht Sekundärelektronen (SE). Die emittierten Elektronen können energetisch im Energiespektrum in SE ( $E \leq 50$  eV) und BSE ( $50$  eV - Primärelektronenenergie) unterteilt werden (Abb.2.6). Jedes Primärelektron, das den Halbleiter nicht verläßt, kann durch Energie- und Impulsübertrag so viele Elektron-Loch-Paare erzeugen, wie die verbleibende Energie größer ist als  $E_g$ . Die Anzahl der erzeugten Paare wird beschrieben durch den Erzeugungsfaktor

$$G = (1 - \eta_c) \frac{E}{E_i} \quad , \quad (2.3)$$

der vom Rückstreuoeffizienten  $\eta_c$ , der Primärelektronenenergie  $E$  und der mittleren Ionisationsenergie  $E_i$  zur Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren abhängig ist.



**Abb.2.6:** Schematisches Energiespektrum  $N(E)$  der Sekundärelektronen (SE), Rückstreuelektronen (BSE), elastisch reflektierten Elektronen (ERE), Augerelektronen (AE) und Low-Loss Elektronen (LLE).

## 2.4 Ladungsträger-Ausbreitung im Halbleiter

Die aufgrund des inneren Photoeffektes entstandenen Elektron-Loch-Paare erzeugen eine lokale Erhöhung der Minoritätsladungsträgerdichte. Wegen des Konzentrationsunterschiedes zur Umgebung diffundieren die Ladungsträger vom Generationszentrum weg, bis sie in der Entfernung  $r$  rekombinieren. Die Punktform des Generationszentrums (vgl. Kap. 2.2) erlaubt eine Berechnung der eindimensionalen Halbleitergleichungen, die für einen p-Halbleiter einen exponentiellen Abfall der Überschussminoritätskonzentration

$$n'(r) = n'(0) e^{-r/L_n} \quad (2.4)$$

ergeben [9]. Die Abklingkonstante  $L_n$  ist die Diffusionslänge der Elektronen im p-Halbleiter. Sie kann als die in der Minoritätslebensdauer mittlere durch Diffusion zurückgelegte Strecke verstanden werden und ist somit abhängig von der Lebensdauer  $\tau_n$  und der Diffusionskonstante  $D_n$  der Elektronen

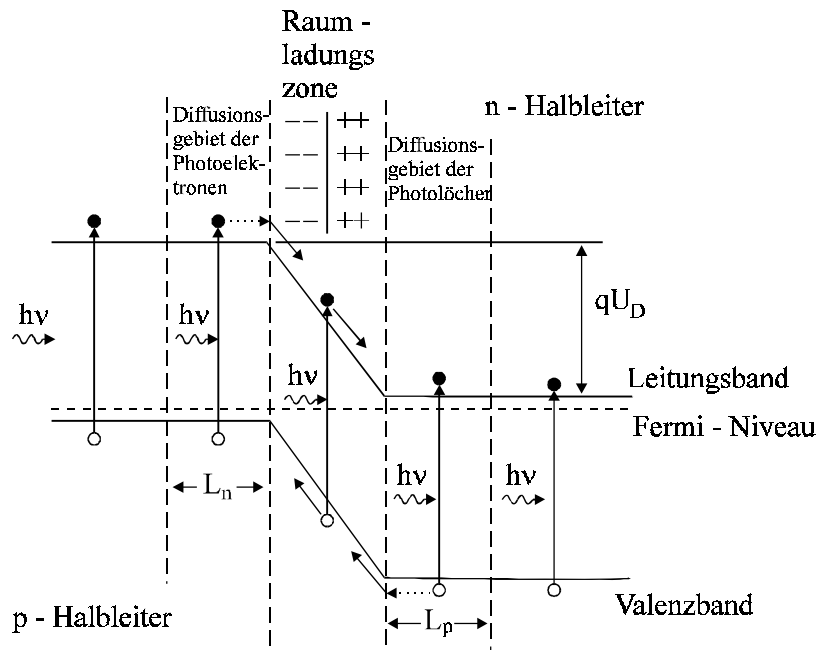
$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad . \quad (2.5)$$

$L_p$ ,  $D_p$  und  $\tau_p$  sind dementsprechend die Diffusionslänge, -Konstante und Lebensdauer der Löcher im n-Halbleiter.  $L_n$  und  $L_p$  sind für Elektronen in p- und Löcher in n-dotiertem Silizium von der Größenordnung 1-200  $\mu\text{m}$  und sind stark von den Herstellungsbedingungen des Halbleiters abhängig. Sie können insbesondere durch den Einbau von Rekombinationszentren verkürzt werden. Werden die Elektron-Loch-Paare nicht durch Photonenwechselwirkung, sondern durch Einwirkung eines Elektronenstrahles erzeugt, so legt die Form der Anregungswolke der Primärelektronen eine dreidimensionale Berechnung der Minoritätskonzentration mit einer Kugelquelle nahe [10]. Diese ergibt

$$n'(r) = n'(0) \frac{1}{r} e^{-r/L_n} \quad . \quad (2.6)$$

## 2.5 Der photovoltaische Effekt

Die Trennung von induzierten Ladungsträgern durch ein inneres elektrisches Feld von pn-Übergängen oder Schottky-Barrieren wird als photovoltaischer Effekt bezeichnet. Werden p- und n-dotierte Halbleiter aufeinander aufgebracht, so fließen aufgrund des Konzentrationsgradienten an der Kontaktfläche Diffusionsströme der Majoritätsladungsträger in das anders dotierte Material, in dem sie als Minoritäten rekombinieren. Als Folge entsteht eine Raumladungszone von ortsfesten negativ ionisierten Gitteratomen im p-Halbleiter und positiv ionisierten Gitteratomen im n-Halbleiter. Entsprechend entsteht ein inneres elektrisches Feld, welches Driftströme bewirkt. Im thermischen Gleichgewicht kompensieren sich Diffusions- und Driftströme. Der Widerstand der Raumladungszone wird als Bulk-Widerstand bezeichnet. In der Darstellung des pn-Überganges im Bändermodell in Abb.2.7 zeigt sich aufgrund der veränderten Ladungsträgerdichten eine Verbiegung der Bänder im Bereich der Raumladungszone. Das Maß der Verbiegung entspricht einem Diffusionspotential  $U_D$ . Es ist abhängig von der Störstellenkonzentration  $N_D$  im n- und  $N_A$  im p-dotierten Halbleiter. Ladungsträger der Elementarladung  $q$ , die durch den inneren Photoeffekt in der Raumladungszone und innerhalb einer Entfernung vom pn-Übergang, die der Diffusionslänge  $L_n$  und  $L_p$  entspricht, generiert werden, durchlaufen unter Einfluß des elektrischen Feldes die Raumladungszone. Dabei erfahren sie einen Energiegewinn von  $qU_D$ . Für einen pn-Übergang im Silizium mit der Dotierungskonzentration  $N_D = N_A = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  beträgt die Diffusionsspannung bei 300 K ca. 0,72 V.



- Elektronen    ○ Löcher     $h\nu$  Photon
- $L_{n(p)}$  Diffusionslänge der Elektronen (Löcher)
- ⋯⋯⋯ Diffusion    ———> Drift der Ladungsträger
- negative Raumladungszone    + positive Raumladungszone

Abb.2.7: Bändermodell eines pn-Übergangs.

### 2.5.1 Der Photostrom

Die Anzahl der Minoritätsladungsträger, die den pn-Übergang erreichen und zum generierten Photostrom  $I_{PH}$  beitragen, wird von dem Anteil der nicht rekombinierten Ladungsträger in Abhängigkeit von der Entfernung  $d$  des Lichtflecks zum nächsten pn-Übergang bestimmt (vgl. Glg.2.4). Die Höhe des Photostroms unter dem Lichtfleck ist [11]

$$I_{PHmax} = \frac{eJ_0}{E_{PH}} = 1,3 \text{ mA} \quad , \quad (2.7)$$

mit  $J_0 = 2,7 \text{ mW}$  eingestrahelter Leistung und  $E_{PH} = 1,96 \text{ eV}$  Photonenenergie für einen 633 nm He-Ne-Laser. Die Höhe des im pn-Übergang gesammelten Photostroms  $I_{PH}$



beträgt dann nach Berechnung des eindimensionalen Photostroms in Abhängigkeit von der Entfernung  $d$  des Lichtflecks zum pn-Übergang [10]

$$I_{PH} = I_{PHmax} \frac{1}{\cosh(d / L)} \quad . \quad (2.8)$$

$I_{PH}$  nimmt also für große Werte von  $d/L$  exponentiell ab. Im Fall der Ladungsträgergeneration mit einem Elektronenstrahl gilt für den gesammelten Strom  $I_{CC}$  unter Berücksichtigung des einfallenden Strahlstroms  $I_P$  [11]

$$I_{CC} = I_P G \varepsilon_C \quad , \quad (2.8)$$

wobei  $\varepsilon_C$  der Wirkungsgrad für die Ladungsträgersammlung in der Verarmungszone ist. Er bestimmt aufgrund von Gleichung (2.6) den Anteil der nicht rekombinierten Minoritätsladungsträger, die zum gesammelten Strom  $I_{CC}$  beitragen. Im pn-Übergang ist  $\varepsilon_C \cong 1$  und ist außerhalb proportional zu  $e^{-d/L}$ .  $G$  ist der Erzeugungsfaktor für Elektron-Loch-Paare (vgl. Glg.2.3). Die mittlere Ionisationsenergie  $E_i$  beträgt für Silizium 3,65 eV und ist somit größer als die Breite des verbotenen Bandes  $E_g$ , da Elektronen auch von niedrigeren Zuständen des Valenzbandes in höhere des Leitungsbandes angeregt werden. Ist die Primärelektronenenergie in der Größenordnung von 10 kV, hat  $G$  den experimentell ermittelten Wert  $10^2 - 10^3$  [12].

## 2.6 Erzeugung von Oberflächenpotentialen

Für das Verständnis der Funktionsweise des Rau-Detektors ist es wichtig, die Entstehung von Oberflächenpotentialen auf Halbleitern zu betrachten, die sowohl von Laser-, als auch von Elektronenstrahlen hervorgerufen werden können.

### 2.6.1 Laserinduzierte Oberflächenpotentiale

Da ein Photon keine Ladung besitzt, können Änderungen des Oberflächenpotentials nur durch Wechselwirkung der Photonen mit den Valenzelektronen entstehen. Wird ein Halbleiter mit einem rasternden Laserspot bestrahlt, so ändert sich unter dem Fokus die Ladungsträgerdichte  $\Delta n'(x,y,t)$ . Sie wird bestimmt durch die Differenz zwischen Generation und Rekombination. Bei konstanter Laserintensität und homogenem Objekt ist die Differenz über die gesamte Objektfläche  $S_0$  konstant. Daher ist die Gesamtladungsträgerdichte

$$N'(t) = \int_{S_0} \Delta n'(x, y, t) d\vec{S} = \text{const} \quad . \quad (2.9)$$

Eine Veränderung der lokalen Ladungsträgerdichte  $\Delta n'(x, y, t)$  und somit von  $N'(t)$  hat eine Verschiebung des Valenz- und des Leitungsbandes bezüglich des Fermi-niveaus zur Folge. Diese bewirkt eine Veränderung des Oberflächenpotentials  $\Phi$ . Es gibt verschiedene Mechanismen, um das Verhältnis von Generation und Rekombination der Elektron-Loch-Paare und somit  $\Phi$  zu variieren :

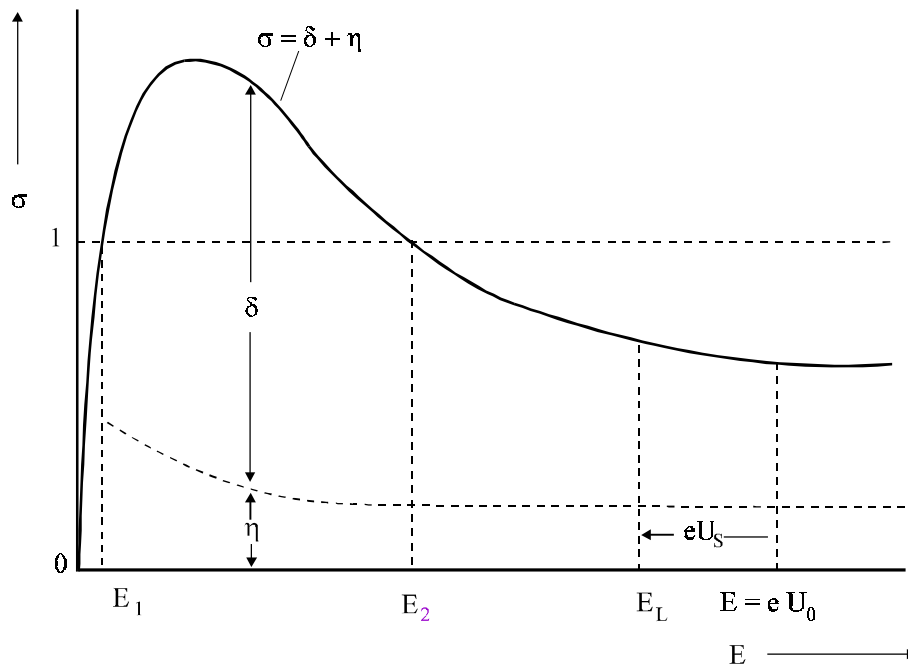
- Eine veränderte Konzentration von Rekombinationszentren :  
Werden in der Nähe Elektron-Loch-Paare erzeugt, so variiert die Rekombinationsrate als Folge der Diffusionslängenänderung, z.B. an Korngrenzen.
- Ladungsträgerkonzentrationsänderung :  
Die Konzentration variiert mit verschiedenen und verschieden hohen Dotierungen.
- Änderungen der Störstellenkonzentration in Raumladungszonen :  
Die räumliche Trennung der im elektrischen Feld von pn-Übergängen erzeugten Ladungsträger bewirkt ebenfalls eine Verschiebung des Valenz- und des Leitungsbandes bezüglich des Fermi-niveaus.
- Intensitätsschwankungen des Strahles :  
Überwiegend durch auf die Oberfläche aufgebraachte reflektierende oder absorbierende Leiterbahnen schwankt die Strahlintensität im Halbleiter.

Die Höhe eines solchen Oberflächenpotentials ist in der Größenordnung einiger 10 mV.

## 2.6.2 Elektronenstrahlinduzierte Oberflächenpotentiale

Auch bei der Ladungsträgergeneration durch einen Elektronenstrahl im Rasterelektronenmikroskop ist bei konstantem Probenstrom und homogenem Objekt das Oberflächenpotential konstant. Die Höhe des Potentials wird im wesentlichen durch das Aufladungsverhalten des Objektes bestimmt [13]. Das Aufladungsverhalten hängt, abgesehen vom Ableitwiderstand, von der totalen Elektronenausbeute  $\sigma = \delta + \eta$  ab. Dabei ist  $\delta$  die SE-Ausbeute und  $\eta$  der Rückstreukoeffizient für BSE, jeweils bezogen auf

den Primärelektronenstrom. Abb.2.8 zeigt die totale Elektronenausbeute  $\sigma$  als Funktion der eingestrahlten Primärenergie.



**Abb.2.8:** Schematische Darstellung der totalen Elektronenausbeute  $\sigma$  als Funktion der Primärenergie.

Für Energien  $0 < E < E_1$  ist  $\sigma < 1$ , d.h. es verlassen die Probe weniger Elektronen, als eingestrahlt werden. Daher lädt sich die isolierte Oberfläche negativ auf. Für  $E_1 < E < E_2$  lädt sich ein Isolator positiv auf, da  $\sigma > 1$  ist und mehr Elektronen die Probe verlassen als eingestrahlt werden. Liegt die Primärenergie  $E$  oberhalb von  $E_2$  ( $\sigma < 1$ ), wird die isolierte Probe mit einer maximalen Spannung von

$$U_s = -\frac{E - E_2}{e} \quad (2.10)$$

aufgeladen, da für die PE die Aufladung als Gegenfeld wirkt und sie daher mit der Energie  $E_2$  auf der Oberfläche auftreffen. Das positive Potential für  $E_1 < E < E_2$  verhindert, daß die niederenergetischen SE die Probe verlassen. Das bewirkt wieder eine Reduzierung des Potentials, bis die Gleichgewichtsbedingung

$$\sigma = \eta + \int_{U_s}^{50V} \frac{d\delta}{dE} dE = 1 \quad (2.11)$$

erfüllt ist, dabei ist  $\frac{d\delta}{dE}$  die Energieverteilung der SE.

Bei zwei Einstrahlenergien  $E_1$  und  $E_2$  ist  $\sigma = 1$ , d.h. das Objekt emittiert ebenso viele Elektronen wie eingestrahlt werden. Bei diesen Energien lädt sich auch ein Isolator nicht auf. Leitende Oberflächen mit einem Ableitwiderstand  $R = 0$  laden sich ebenfalls nicht auf. Für  $0 < R < \infty$  stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Aufladung, Abstrahlung und Ableitung von Elektronen ein. Eine Veränderung des Oberflächenpotentials wird sich beim Einsatz eines Elektronenstrahls, neben den in Kap. 2.6.1 genannten, also auch durch folgende Mechanismen einstellen:

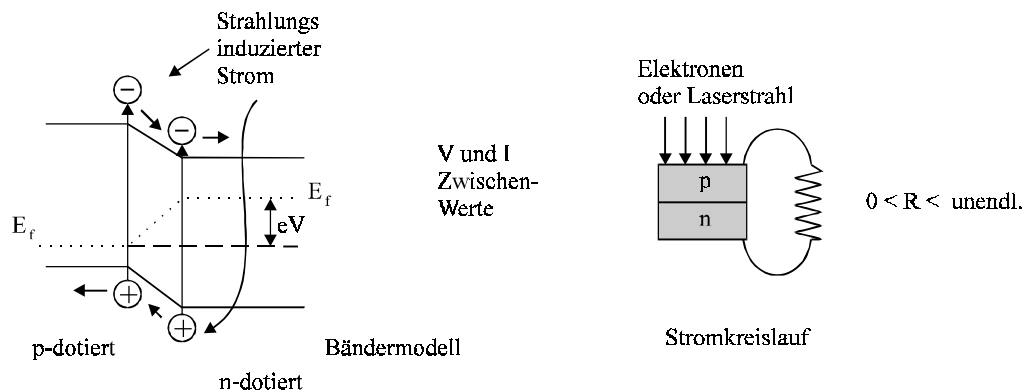
- Veränderung der SE Ausbeute  $\delta$
- Veränderung des BSE Rückstreukoeffizienten  $\eta$
- Veränderung der spezifischen Leitfähigkeit.

### 3 Strahlinduzierter Photostrom und Photo- spannung

Ein pn-Übergang hat nach einer Kontaktierung und äußeren Beschaltung aufgrund der in Kap. 2.5 genannten Merkmale eine charakteristische Strom-Spannungs-Kennlinie, die als Diodenkennlinie bezeichnet wird. Durch eine Bestrahlung des Übergangs mit Elektronen oder Photonen fließt ein Strom, der im folgenden als  $I_F$  bezeichnet wird ( $I_F$  entspricht  $I_{PH}$  bzw.  $I_{CC}$ , je nach Art der Anregung).  $I_F$  ist dem Diodenstrom  $I_D$  entgegen gerichtet. Die Auswertung der Halbleitergleichungen für den pn-Übergang ergibt die Diodenkennlinie

$$I = I_D - I_F = I_S \left( e^{\frac{eU}{kT}} - 1 \right) - I_F \quad . \quad (3.1)$$

$I_S$  ist der durch den Bulk-Widerstand der Raumladungszone fließende Sperrstrom. Das Bändermodell des beschalteten Überganges ist in Abb.3.1 dargestellt. Hat der äußere Widerstand  $R$  einen Wert zwischen 0 und unendlich, fließt der Photostrom über  $R$  ab. Darüber hinaus kommt es wegen des Widerstandes zur Bandverbiegung bezüglich des Ferminiveaus, also zum Aufbau einer Photospannung. Ist  $R = 0$ , beträgt die Spannung wegen des Kurzschlusses null. Es fließt der maximale Photostrom. Bei  $R = \infty$ , kann kein Strom abfließen. Es wird eine Spannung durch die nicht nach außen abfließenden, aber im pn-Übergang getrennten Ladungsträger aufgebaut. Sie kann nicht größer werden als die Diffusionsspannung  $U_D$ .



**Abb.3.1:** Bänderdiagramm des photovoltaischen Grenzschichteffektes bei äußerer Beschaltung.

### 3.1 OBIC und EBIC

Bei der Methode der Messung des licht- und elektroneninduzierten Stroms  $I_F$  **O**ptical **B**eam **I**nduced **C**urrent bzw. **E**lectron **B**eam **I**nduced **C**urrent wird der pn-Übergang kurzgeschlossen und der Kurzschlußstrom  $I_{SC}$  gemessen. In diesem Fall ist  $U = 0$  V und somit

$$I_{SC} = -I_F \quad (3.2)$$

Man mißt also direkt den induzierten Strom. Daher eignet sich diese Methode zur Abbildung von pn-Übergängen und Kristallfehlern, sowie zur Bestimmung von Diffusionslänge, Verarmungszonenbreite, mittlerer Lebensdauer und Oberflächenrekombination. Ist keine ladungsträgertrennende Raumladungszone im Halbleiterobjekt vorhanden, erzeugt die Generation von Elektron-Loch-Paaren im Ausbreitungsgebiet der Ladungsträger eine Änderung der Leitfähigkeit, die bei angelegter Spannung  $U$  eine Änderung des Meßstromes  $I$  zur Folge hat [11]. So können mittels OBIC und EBIC auch Kristallfehler, Rekombinationszentren und ähnliches in Halbleitern ohne pn-Übergang abgebildet werden.

## 3.2 OBIV und EBIV

Die Methode der Messung der licht- und elektroneninduzierten Photospannung **Optical Beam Induced Voltage** bzw. **Electron Beam Induced Voltage** basiert auf der Messung der Photospannung  $U_o$  im offenen Stromkreislauf. In diesem Fall ist der Stromfluß  $I = 0$ . Daher ist

$$U_o = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{I_F}{I_S} + 1\right) \quad . \quad (3.3)$$

Der Sättigungswert von  $U_o$  für sehr hohe Strahlintensitäten entspricht der Diffusionsspannung  $U_D$ , die somit durch OBIV oder EBIV Messungen bestimmt werden kann.

## 4 Der Rau-Detektor

Bei den oben genannten Meßtechniken OBIC, OBIV, EBIC und EBIV müssen am Halbleitermaterial ohmsche Kontakte hergestellt werden, was aufgrund der Ausbildung von Passivierungsschichten häufig problematisch ist. 1990 wurde zum ersten Mal ein Detektor vorgestellt, der zur kontakt- und zerstörungsfreien Untersuchung von Halbleiterstrukturen im SEM und SOM dient und benannt ist nach seinem Entwickler E. I. Rau [8].

### 4.1 Funktionsweise des Rau-Detektors

Der Detektor besteht aus einem Drahring von ca. 1 mm Durchmesser, der dicht über der Halbleiteroberfläche im Strahlengang positioniert ist. Die Höhe des Ringes über der Oberfläche ist kleiner als 0,2 mm. Der 0,2 mm dicke Drahring ist mit einer speziell entwickelten Stromverstärker-Elektronik verbunden (Abb.4.1). Da die Verbindung möglichst kurz sein sollte, ist der Verstärker im SOM direkt am Objektiv angebracht. Beim Einsatz im SEM befindet er sich in der Vakuumkammer. Wird die Halbleiteroberfläche  $S_0$  unter dem Ring mit einem Strahl abgerastert, werden lokale Oberflächenpotentiale  $\Delta\Phi_s(x,y,t)$  erzeugt. Das gesamte Potential  $\Phi(t)$  bewirkt in dem Drahring eine entsprechende Spiegelladung

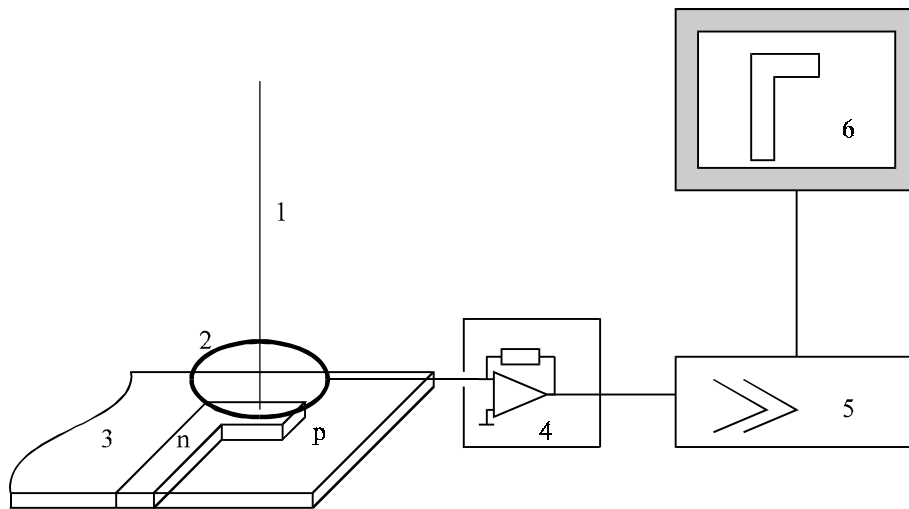
$$Q(t) = C_{ges} \Phi(t) = \int_{S_0} C_{ges} \Delta\Phi_s(x, y, t) d\vec{S} \quad . \quad (4.1)$$

$C_{ges}$  ist die Kapazität des Systems. Jede zeitliche Änderung des Potentials  $\frac{d\Phi(t)}{dt}$  wird dann kapazitiv in den Drahring eingekoppelt, was eine Ladungsverschiebung, also einen Stromfluß

$$I_R = \frac{dQ(t)}{dt} = C_{ges} \frac{d\Phi(t)}{dt} \quad , \quad (4.2)$$

bewirkt.  $I_R$  wird vom ladungsempfindlichen Verstärker gemessen.  $C_{ges}$  sollte also zur





**Abb.4.1:** Aufbau des Rau-Detektors: 1 Sondenstrahl, 2 Drahring, 3 Präparat, 4 Elektronik, 5 Videoverstärker, 6 Monitor.

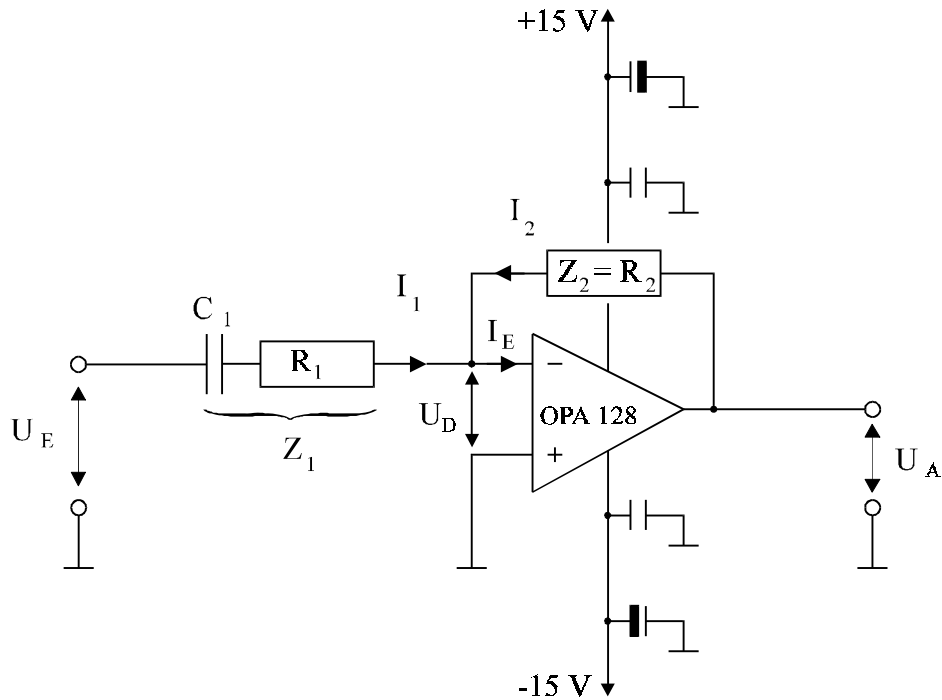
Realisierung eines meßbaren Signals möglichst groß sein, was durch die geeignete Dimensionierung des Drahringes erzielt wird. Darüberhinaus sollte zur Realisierung eines hohen Meßstroms  $I_R$ ,  $\frac{d\Phi(t)}{dt}$  groß sein. Das erreicht man zum einen durch eine schnelle Abrasterung der Probenoberfläche, zum anderen durch hohe Strahlintensitäten. Aufgrund der Abhängigkeit der Signalhöhe von der Rastergeschwindigkeit und somit von der eingestellten Vergrößerung und der Probenstruktur im Fourierspektrum ist eine quantitative Auswertung des differenzierten Signales schwierig.

## 4.2 Elektronik

Die Verstärkerelektronik des Rau-Detektors besteht im wesentlichen aus einem beschalteten Operationsverstärker OPA 128 der Firma Burr-Brown [14]. Ein Operationsverstärker (OP) ist ein Differenzverstärker. Liegt eine Spannungsdifferenz  $U_D$  an den Eingängen des OPs, so liegt am Ausgang eine der Differenzverstärkung  $v_0$  entsprechende Ausgangsspannung (invertierender Betrieb)

$$U_a = -v_0 U_D \quad (4.3)$$

an [15]. Der gemessene Wert von  $v_0$  des OPA 128 beträgt 118 dB. Ist  $U_D$  eine Wechselspannung, so ist die Differenzverstärkung  $v$  frequenzabhängig und intern auf



**Abb.4.2:** Schaltplan des I-U Wandlers

-20 dB pro Dekade eingestellt. Der Abfall beginnt bei der Grenzfrequenz  $f_g = 1,25$  Hz, bei der  $v_0(f=0)$  um 3 dB abgefallen ist. Bei der Transitfrequenz  $f_T = 1$  MHz ist die Verstärkung  $v = 1$ . Der Betrag des Verstärkungs-Bandbreite-Produktes ist somit  $f_T = v_0 f_g = 1$  MHz. Liegt der positive Eingang auf Masse, am negativen ein Signal und wird weiterhin das Ausgangssignal dem invertierendem Eingang über einem Widerstand  $R_2$  wieder zugeführt, so wird die Ausgangsspannung so nachgeregelt, daß  $U_D$  verschwindet (Abb.4.2). Daher liegt der negative Eingang auf einer virtuellen Masse. Da der Eingangswiderstand des OP's  $10^{15} \Omega$  ist, kann der Eingangsruhestrom  $I_E$  ebenfalls als null angenommen werden. Es ist

$$I_1 + I_2 = 0 \quad I_1 = \frac{U_E}{Z_1} \quad I_2 = \frac{U_A}{Z_2} \quad . \quad (4.4)$$

Es gilt also

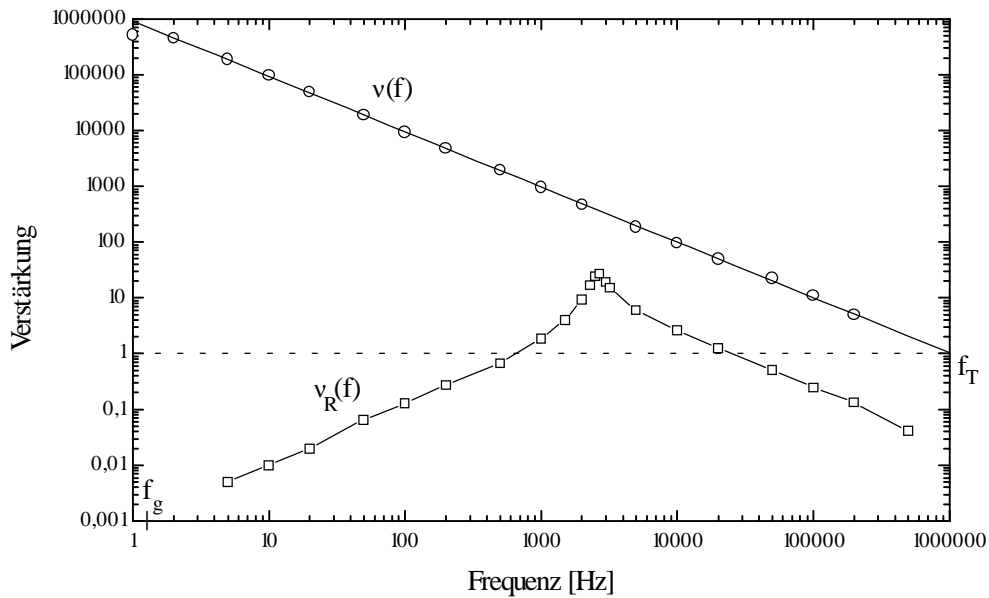
$$v_R = \frac{U_A}{U_E} = -\frac{Z_2}{Z_1} \quad . \quad (4.5)$$

Durch die Wahl von  $Z_1$  und  $Z_2$  kann also die Verstärkung der OP-Schaltung festgelegt werden. Im Falle des Rau-Detektors ist  $Z_1 = R_1 + 1/i\omega C_1$ , bestehend aus einer Hintereinanderschaltung der Kapazität  $C_1$  des Ringes über der Objektoberfläche und des

Schutzwiderstandes  $R_1$  (100k $\Omega$ ). Dieser wurde zum Schutz des MOSFET Einganges des OPA 128 eingesetzt. Es ergibt sich für niedrige Frequenzen ( $2\pi f R_1 C_1 \ll 1$ ) eine Frequenzabhängigkeit der Verstärkung

$$v_R \approx 2\pi f R_2 C_1 \quad . \quad (4.6)$$

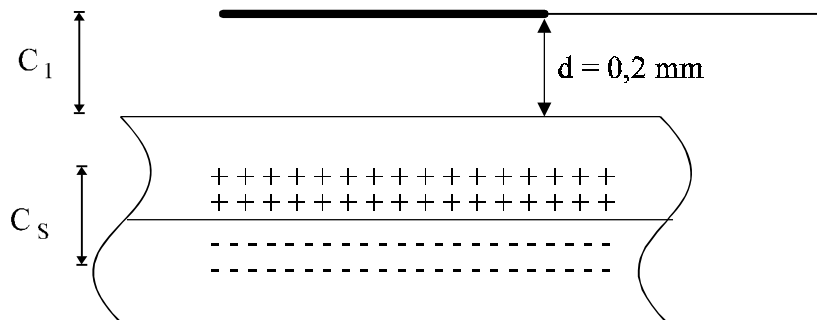
Zur Realisierung einer hohen Verstärkung wird der Rückkopplungswiderstand  $R_2$  mit 1 G $\Omega$  möglichst groß gewählt. Verwendet wurde ein handelsüblicher Widerstand mit 1 G $\Omega \pm 10\%$ . Auf den Einsatz eines Präzisionswiderstandes wurde verzichtet, da dieser keine verbesserten Meßergebnisse brachte. Der Einsatz eines so großen Rückkopplungswiderstandes verlangt einen Eingangsruhestrom  $I_E$  des OP's, der kleiner ist als 1 pA, da sonst ohne zusätzlichen Signalstrom  $I_1$  schon eine Ausgangsspannung von 1 mV anliegen würde. Der Ruhestrom des OPA 128 ist maximal 150 fA. Der Ring und die Zuleitung zum Widerstand  $R_1$  wurden aus 0,2 mm dünnem kupfernen Spulendraht hergestellt. Die Lackierung des Drahtes verhindert einen leitenden Kontakt mit der Oberfläche und gewährleistet somit eine rein kapazitive Kopplung des Signals. Durch das Anlegen einer Sinusspannung an eine isolierte Metallplatte, die unter dem Ring positioniert wurde, ist die Frequenzabhängigkeit von  $v_R$  überprüft worden (Abb.4.3). Die Antwort des Rau-Detektors wurde mit Hilfe eines Oszilloskops bestimmt. Man erkennt den linearen Zusammenhang zwischen  $v_R$  und  $f$  für Frequenzen bis 500 Hz. Der Rau-Detektor hat sein Verstärkungsmaximum bei 2,66 kHz. Die Verstärkung steigt aufgrund parasitärer Eingangskapazitäten nicht bis zur möglichen Verstärkung  $v$  an, sondern bricht bei  $f > 2,66$  kHz zusammen. Der Wert der Kapazität  $C_1$  des Ringes wurde aus der Steigung  $\frac{\Delta v_R}{\Delta f} \frac{1}{2\pi R_2}$  bestimmt. Ein linearer Fit des Graphen für 5 - 500 Hz ergibt eine Kapazität  $C_1 = 207$  fF des Ringes über der Metalloberfläche.



**Abb.4.3:** Frequenzgang der rückgekoppelten Verstärkung  $v_R$  ( $\square$ ) und der offenen Differenzverstärkung  $v$  ( $\circ$ ).

### 4.3 Die Kapazität der Ring-Halbleiter-Anordnung

Die Funktionsweise des Rau-Detektors basiert auf der Messung von kapazitiv eingekoppelten Verschiebestromen, die durch Oberflächenpotentialänderungen erzeugt werden. Befindet sich der Ring im Experiment über einem pn-Übergang, so ist die Sperrschichtkapazität der Raumladungszone  $C_s$  der Eingangskapazität  $C_l$  vorgeschaltet. Abb.4.4 zeigt die Geometrie des Detektorringes über einer Diode.



**Abb.4.4:** Geometrie der Eingangskapazität.

Der Ring besteht aus 0,2 mm dünnem Draht mit 1 mm Durchmesser und ist in einer Höhe von 0,2 mm über der Halbleiteroberfläche positioniert. Die Kapazität des Ringes über der Probenoberfläche ist  $C_1 \approx 200$  fF (vgl. Kap.4.2). Die Berechnung der Sperrschichtkapazität erfolgt analog zur Bestimmung der Kapazität eines Plattenkondensators mit Dielektrikum [16]

$$C_s = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{l} = 13 \text{ pF} \quad . \quad (4.8)$$

Dabei ist  $\epsilon_r = 11,7$  für Silizium,  $A = 2,5 \text{ mm}^2$  die Fläche der Raumladungszone und  $l = 20 \text{ }\mu\text{m}$  die typische Raumladungszonenbreite. Die Probe und der Ring bilden eine Gesamteingangskapazität, die sich aus zwei in Serie geschalteten Kapazitäten zusammensetzt

$$C_{ges} = \frac{1}{\frac{1}{C_s} + \frac{1}{C_1}} \quad . \quad (4.7)$$

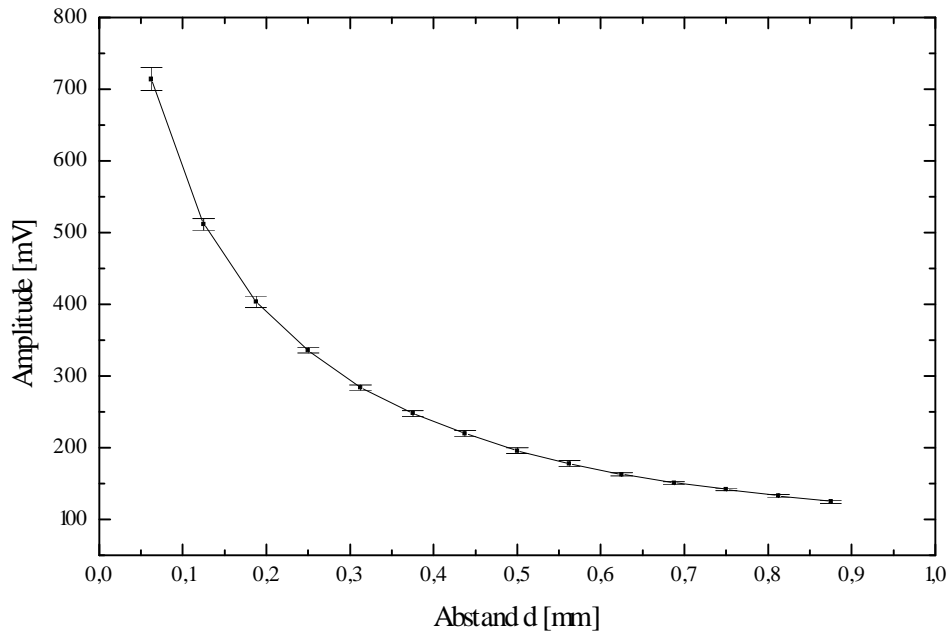
Da  $C_1 \approx 200$  fF beträgt, ist  $C_s \gg C_1$ . Daher gilt für die Gesamtkapazität näherungsweise

$$C_{ges} \approx C_1 \quad . \quad (4.9)$$

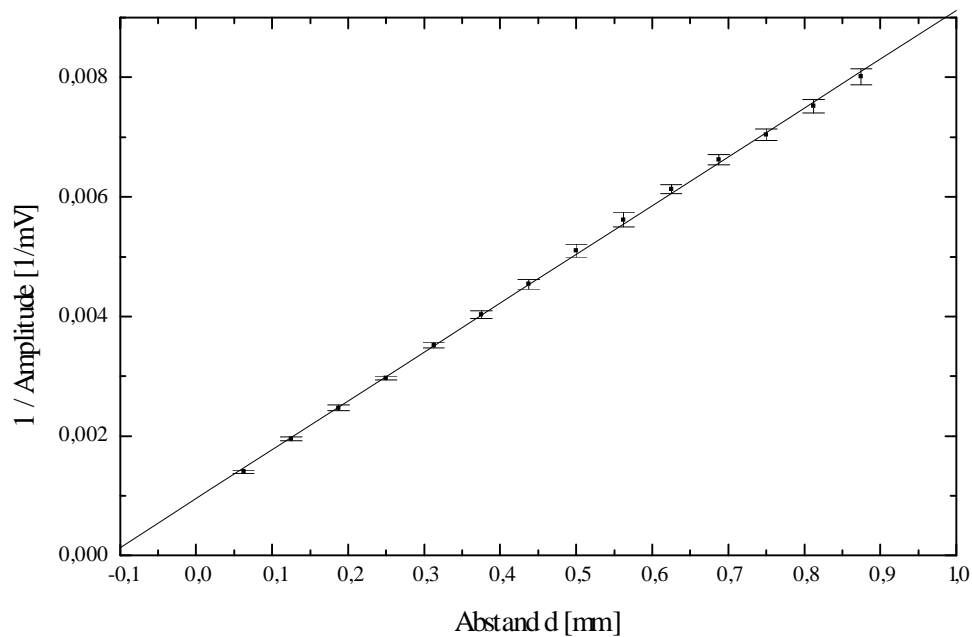
Abb.4.5 (a) zeigt die Abhängigkeit des Rau-Signals von der Höhe des Ringes über einer Halbleiteroberfläche. Die für das Rau-Signal notwendige zeitliche Änderung des Oberflächenpotentials mit konstanter Amplitude nach Gleichung (4.2) wurde durch eine periodische Unterbrechung des Laserstrahles mit Hilfe eines mechanischen Choppers realisiert. Als Probe wurde ein handelsübliches Photoelement (BPY 63 P) verwendet. Man erkennt eine  $1/d$  Proportionalität zwischen der Höhe des Ausgangssignals und dem Abstand zwischen Ring und Probe. Abb.4.5 (b) zeigt den Kehrwert des Rau-Signals als Funktion des Abstandes. Ist das Verhältnis zwischen Ringdurchmesser und dem Abstand des Ringes über der Oberfläche größer als 5, kann eine homogene Feldverteilung zwischen Ring und Oberfläche angenommen werden [17]. Die Anordnung entspricht daher der eines Plattenkondensators. Der Betrag der Kapazität kann also abgeschätzt werden zu

$$C_1 = \epsilon_0 \frac{A}{d} \approx 200 \text{ fF} \quad . \quad (4.10)$$

Es ist  $A = 4,5 \text{ mm}^2$  die Drahtoberfläche, bestehend aus der Oberfläche des Ringes und der 4 mm langen Zuleitung zum Eingangswiderstand, die sich noch über der Probenoberfläche befindet.  $d$  beträgt 0,2 mm. Der berechnete Wert von  $C_1$  stimmt mit dem experimentell bestimmten überein.



**Abb.4.5(a):** Amplitude des Rau-Signals als Funktion des Abstandes zwischen Ring und Probenoberfläche. Der Nullpunkt des Abstandes ist willkürlich.



**Abb.4.5(b):** Kehrwert der Amplitude des Rau-Signals als Funktion des Abstandes zwischen Ring und Probenoberfläche. Der Nullpunkt des Abstandes ist willkürlich.

## 5 Das optische Rastermikroskop

In der konventionellen Lichtmikroskopie wird das Objekt großflächig beleuchtet und integral durch ein Linsensystem abgebildet. Das Scanning Optical Microscope (SOM) zeichnet sich im Gegensatz dazu durch die zeilenweise Abrasterung der Objektoberfläche mit einem fokussierten Laserstrahl aus. Der von der Oberfläche reflektierte Laserstrahl wird zur Messung der verschiedenen Informationen herangezogen. Der sequentielle Bildaufbau geschieht nach der Digitalisierung des Signals synchron zum Ort des Fokusses.

### 5.1 Der optische Aufbau

In dem für die Untersuchungen mit dem Rau-Detektor verwendeten SOM [18] wird als Lichtquelle ein linear polarisierter 25 mW He-Ne-Laser der Wellenlänge  $\lambda = 633 \text{ nm}$  eingesetzt. Der Laserstrahl wird zur Nutzung der gesamten Apertur des Objektivs durch ein Linsensystem nach Art des Kepler-Fernrohrs aufgeweitet. Mit einem Umlenkspiegel wird der Strahl dann in die senkrechte optische Säule eingekoppelt und auf die Objektiv Eintrittsöffnung gerichtet (Abb.5.1). Die numerische Apertur des Objektivs beträgt  $NA = n \sin\alpha = 0,65$ . Diese kann durch den Einsatz insbesondere von Ölimmersionsobjektiven vergrößert werden, wodurch die laterale Auflösung, die in erster Näherung der Spotgröße entspricht, verbessert werden kann (vgl. Glg.2.2). Für  $NA = 0,65$  ist die maximale Auflösungsgrenze  $d = 0,6 \text{ }\mu\text{m}$ . Zur Fokussierung des Laserstrahles auf die Objektoberfläche wird die Höhe des Objektivs mit einer motorgetriebenen Mikrometerschraube und einem Piezoelement geregelt. Der vom Objekt reflektierte Strahl wird mit Hilfe eines Strahlteilerwürfels auf einen seitlich angebrachten Detektor gelenkt. Die auf den Detektor einfallende Lichtintensität wird in ein Spannungssignal umgewandelt und in einem Videoverstärker weiterverarbeitet [19].

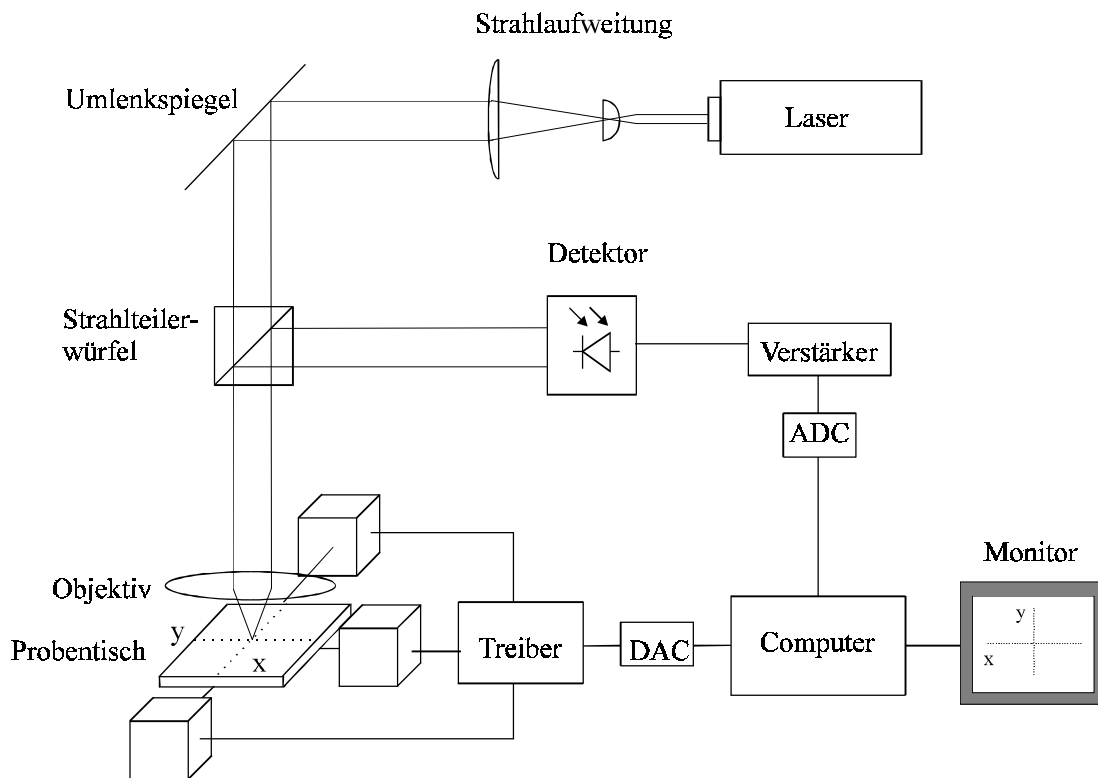


Abb.5.1: Funktionsprinzip des SOM.

## 5.2 Probentischraasterung

Zur Realisierung der relativen Bewegung des Strahles zur Probe gibt es zwei Verfahren. Einerseits besteht die Möglichkeit den Laserstrahl mittels eines bewegten Umlenkspiegels über das ruhende Präparat zu führen. Das hat den Vorteil hoher Abtastraten bis hin zur TV-Frequenz von 25 Bildern/s. In dem hier verwendeten SOM ist die zweite Möglichkeit realisiert worden, indem die Probe unter dem stationären Lichtfleck bewegt wird (Abb.5.1). Dies hat den Vorteil eines festen Einfallswinkels des Lichtes und somit konstanter Einstrahlbedingungen. Die Bewegung des Probentisches in X- und Y-Richtung geschieht über zwei bzw. einen elektrodynamischen Wandler, die über Stahlbänder mit dem Probentisch verbunden sind. Mit Hilfe eines IBM-kompatiblen PC 386 werden die Wandler über einen Digital-Analog-Konverter direkt angesprochen. Die digitale Ansteuerung geschieht mit einer vorhandenen Software [20], die speziell für den Einsatz des Rau-Detektors weiterentwickelt wurde. Für die Ablenkung des Tisches in X-Richtung wurde ursprünglich eine sägezahnförmige Funktion erzeugt, die einen linearen Aufbau des Bildes garantiert. Der Y-Vorschub



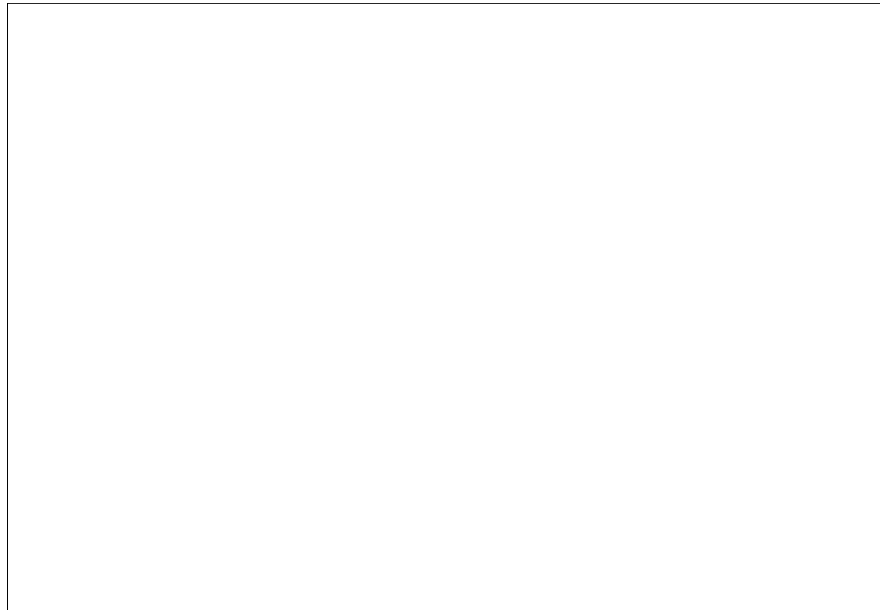
geschieht nach der Abrasterung einer Zeile und wird durch einen Soll-Ist-Vergleich in der Steuerelektronik geregelt. Synchron zur Anregung des Probentisches werden ein, oder bei simultanen verschiedenen Messungen, zwei Detektorsignale über Analog-Digital-Konverter als 8-bit tiefe, 512×512 Pixel große Graustufenbilder im Computer gespeichert. Es ist ebenfalls möglich, die Rasterrichtung umzukehren. Die Rastergeschwindigkeit und die Scanweite und somit die Vergrößerung sind stufenlos einstellbar. Durch die Ablenkung mit Hilfe der Sägezahnfunktion und aufgrund der Trägheit des Probentisches, ist ein verzerrungsfreier Bildaufbau nur für Bildaufbauzeiten größer als 120 s gewährleistet [19]. Das entspricht einer Verweildauer pro Pixel von  $t = 0,26$  ms. Diese Zeit ist für Messungen mit dem Rau-Detektor aufgrund Gleichung (4.2) ungünstig. Daher wurde eine symmetrische annähernd dreiecksförmige Funktion programmiert, auf die der Probentisch auch bei schnelleren Bildaufbauzeiten pixelgenau reagiert. Die Funktion wird aus den ersten beiden Fourierkomponenten der Dreiecksfunktion berechnet

$$F(t) = \frac{3A}{\pi^2} \left( \sin(\omega t) - \frac{\sin(3\omega t)}{3^2} \right) \quad . \quad (5.1)$$

Da die Funktion im mittleren Teil, in dem das Signal registriert wird, nicht völlig linear ist, wird die Funktion außerdem geglättet. Das Programm wechselt bei einer Einstellung der Bildaufbauzeit, die kleiner ist als 120 Sekunden, automatisch von der Sägezahn- zur Dreiecksfunktion. Dadurch konnte die minimale Verweildauer pro Pixel auf nur noch die Hälfte der ursprünglichen Zeit, also  $t = 0,13$  ms, verkürzt werden. Die kürzeste verzerrungsfreie Bildaufbauzeit wurde dabei nur von 120 s auf 100 s verkürzt, da nun zusätzlich die längere Zeit für die Rückführung des Tisches, während der kein Signal aufgenommen wird, hinzukommt. Die Möglichkeit, auch während des Rücklaufs das Rau-Signal aufzunehmen, ist wegen der Abhängigkeit des Kontrastes von der Scanrichtung (vgl. Kap.7.1.1) nicht sinnvoll. Da das Rau-Signal im SOM aufgrund mangelnder Abschirmung des Drahringes sehr stark von störendem Rauschen überlagert ist, wurde darüber hinaus in dem Programm eine zusätzliche Aufnahmeoption eingerichtet, die *Rauaufnahme*. Diese ermöglicht eine in der Anzahl frei einstellbare mehrfache Abrasterung einer Zeile, bevor der Tisch in Y-Richtung vorgeschoben wird. Die mehrfach gemessenen Signale eines Pixels werden dann zur Mittelwertbil-

dung herangezogen. Dadurch wird das Signal-zu-Rausch-Verhältnis wesentlich verbessert. Natürlich vervielfacht sich dadurch auch die Bildaufbauzeit.

### 5.3 Aufbau des Rau-Detektors im SOM



**Abb.5.3:** Konstruktion des Rau-Detektors.

Abb.5.3 zeigt den Aufbau des Rau-Detektors für den Einsatz im optischen Rastermikroskop. Dieser besteht aus einer zylinderförmigen Halterung, welche mit Hilfe von Imbusschrauben direkt am Objektiv fixiert wird (Abb.5.4). Daran ist über eine Dreipunktaufhängung mit drei Mikrometerschrauben ein weiterer Ring angebracht. Die Elektronik befindet sich in einem geerdeten Abschirmgehäuse, welches wiederum am frei beweglichen Ring befestigt ist. Der Draht ist im Innern des Abschirmgehäuses direkt mit dem invertierenden Eingang des Operationsverstärkers kontaktiert. Er wird durch eine Bohrung in der Abdeckung herausgeführt und mit einer Teflonhalterung stabilisiert. Somit kann er unter dem Objektiv positioniert und in der optischen Achse gehalten werden. Darüber hinaus ist er isoliert von der Erde des Gerätes. Da ein gewisser Abstand zwischen Präparat, Ring und Objektiv zur kontaktfreien Positionie-

ung benötigt wird, muß mit einer geringen Apertur von  $NA = 0,65$  gearbeitet werden, was die Auflösungsgrenze auf  $0,6 \mu\text{m}$  beschränkt (vgl. Glg.2.2). Da der Laserstrahl und der Ring während einer Messung feste Positionen zueinander haben, liegen bei einer glatten, zum Ring parallelen Objektoberfläche, konstante Meßbedingungen vor. Durch die Mikrometerschrauben der Dreipunktaufhängung ist eine stufenlose Höhenverstellung des Ringes über der Probenoberfläche möglich. Ebenfalls können leichte Kippwinkel eingestellt werden. Das Ausgangssignal und die  $\pm 15 \text{ V}$  Versorgungsspannung des Verstärkers werden über zwei geerdete Koaxialkabel durch eine weitere Bohrung aus dem Detektor geleitet. Das gesamte Objektiv mit dem daran befestigten Rau-Detektor ist vom restlichen SOM isoliert. Dadurch wird verhindert, daß der hochempfindliche Verstärker durch zusätzliche Erdschleifen gestört wird.



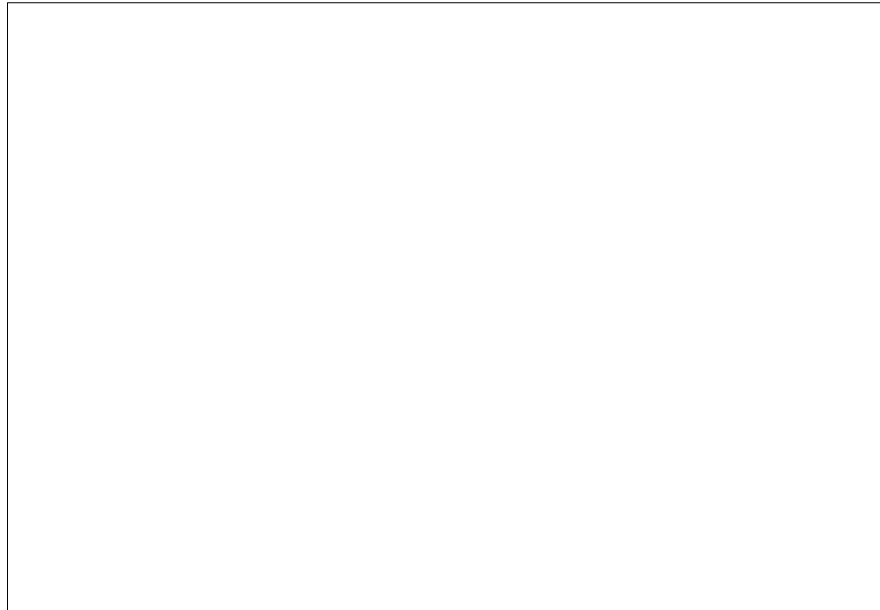
**Abb.5.4:** Einbau des Rau-Detektors im SOM. Der Halteringsring ist am Objektiv befestigt, das vom SOM isoliert ist. Die Elektronik befindet sich im Abschirmgehäuse. Am Probenstisch erkennt man die drei elektrodynamischen Wandler.

## 6 Das LVSEM

Die Untersuchungen mit dem Rau-Detektor in einem SEM wurden mit einem Hitachi S-4000 Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskop (LVSEM) durchgeführt. Das Gerät ist mit einer kalten Wolfram-Feldemissionskathode ausgestattet. Die Beschleunigungsspannung kann von 0,5-30 keV in 100 eV-Schritten variiert werden. Der Sondenstrom beträgt bei normalen Betriebsbedingungen zwischen  $10^{-10}$  A bei 0,5 keV und  $10^{-9}$  A bei 30 keV Primärenergie. Da die Ladungsträger in einer Diffusionswolke im Halbleiter entstehen, ist die maximale Auflösungsgrenze eines Rau-Bildes in der Größenordnung der Elektronenreichweite  $R$  (Abb.2.5), die, abhängig von der Beschleunigungsspannung, wenige  $\mu\text{m}$  beträgt [21]. Das Auflösungsvermögen der Rau-Aufnahmen im SEM ist also in der Größenordnung wie das der SOM Untersuchungen.

### 6.1 Aufbau des Rau-Detektors im LVSEM

Abb.6.1 zeigt den Gesamtaufbau des Rau-Detektors für den Einsatz im LVSEM. Der Rau-Detektor besteht neben dem Drahring aus der Verstärkerelektronik, die sich zum Schutz vor rückgestreuten Elektronen in einem Gehäuse befindet. Über eine Teflonscheibe und Keramikdurchführungen für die Verbindungsschrauben ist das Gehäuse an der Führungsstange isoliert vom LVSEM befestigt. Die Stange wird durch einen Flansch aus dem Vakuum herausgeführt. An dem Flansch sind außen Feintriebe angebracht, die den Ring in alle Richtungen bewegen können. Sie dienen zur genauen Positionierung des Drahringes in der optischen Achse unter dem Polschuh. Die Versorgungsspannung, die Erde und die Signalspannung werden durch Bohrungen im Schutzgehäuse und über Vakuumsteckverbindungen eines zweiten Flansches nach außen geführt. Dort werden sie von Koaxialkabeln weitergeleitet.



**Abb.6.1:** Gesamtaufbau des Rau-Detektors für den Einsatz im SEM.

Aufgrund von elastischen und unelastischen Wechselwirkungen der Primärelektronen mit dem Objekt werden durch Energieübertrag oder Rückstreuung Sekundär- und Rückstreuelektronen vom Objekt emittiert. SE und BSE, die in den Raumwinkelbereich des über der Probe positionierten Ringes gestreut werden, fallen auf diesen und verursachen dadurch zusätzliche Verschiebestrome, die vom Detektor als Spannungssignal ausgegeben werden. Die SE und BSE Signale überlagern also das Raubild. Zur Unterdrückung der Störungen durch die SE wird am Ring eine negative Spannung angelegt. Dadurch wirkt dieser als elektrostatischer Spiegel und reflektiert die einfallenden Elektronen, deren Energie nicht höher ist als die angelegte Spannung. Die BSE können nicht reflektiert werden. Das Anlegen von hohen Spannungen erfordert den Einsatz eines Trennverstärkers.

## **6.2 Der Trennverstärker**

Im Rau-Detektor ist ein Differenzverstärker eingesetzt, so daß es nahe liegt, beide Eingänge des OP's auf eine konstante Spannung zu legen. Das ist bei einer Gleichtaktunterdrückung von 118 dB nur bis zu Spannungen von  $\pm 10$  V möglich [14].

Da die Energie der SE bis zu 50 eV beträgt (vgl. Kap.2.3), reicht diese Spannung zum Schutz vor einfallenden SE nicht aus. Durch ein Floaten der Masse des Detektors können beliebige Spannungen am Ring angelegt werden. Da das gesamte LVSEM an der normalen Netz-Masse liegt, wird der Detektor vom Gerät galvanisch getrennt. Das geschieht durch den Einsatz eines Isolationsverstärkers ISO 100 der Firma Burr-Brown. Der Optokoppler bringt das gefloatete Ausgangssignal ohne weitere Verstärkung über eine Lichtbrücke auf die Gerätemasse. Es wurde der Optically-Coupled Linear Isolation Amplifier ISO 100 ausgewählt, da dieser eine Transitfrequenz von  $f_T = 60$  kHz bei einer Verstärkung von 1 besitzt, wodurch das Frequenzspektrum des Rau-Detektors (Abb.4.3) unverfälscht übertragen wird. Darüber hinaus ist die Kopplung über eine Lichtbrücke am wenigsten stör anfällig. Die gefloatete Masse kann maximal  $\pm 700$  V betragen. Abb.6.2 zeigt das Schaltbild des Optokopplers, wobei ein umfassendes L-C Netzwerk zur Unterdrückung von Rückkopplungen und hochfrequenten Störungen nicht eingezeichnet ist. Da die SE den Hauptteil der totalen Elektronenausbeute  $\sigma$  ausmachen (vgl. Kap.2.6.2), ist der Detektorring durch das Anlegen einer Spannung bis -50 V ausreichend geschützt. Der BSE-Anteil der Elektronen liegt im Spektrum bei Energien bis zur Primärenergie und kann daher nicht reflektiert werden, sondern überlagert immer das Rau-Bild. Da sich der Ring in der optischen Achse befindet, wirkt er als elektrostatische Linse auf den Primärelektronenstrahl. Ist die anliegende Spannung zu hoch, werden die PE abgelenkt und der Strahl defokussiert.

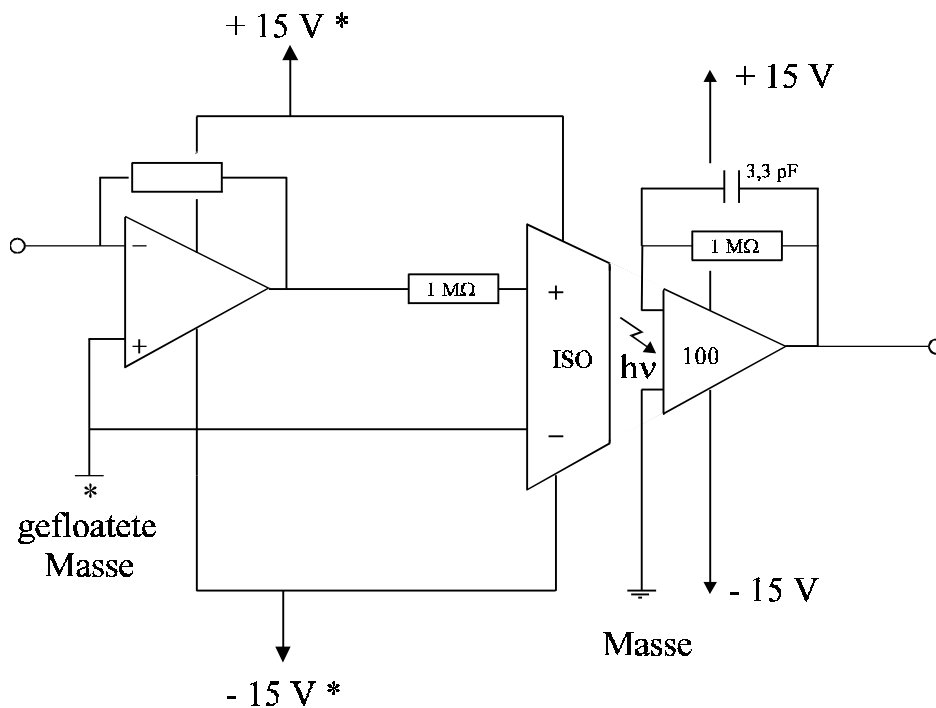


Abb.6.2: Schaltbild des Isolationsverstärkers zum Einsatz des Rau-Detektors im SEM.

## 6.3 Einsatzmöglichkeiten des Rau-Detektors im LVSEM

Durch die Möglichkeit, den Detektorring auf verschiedene Potentiale zu legen und den Ring im Vakuum in beliebiger Höhe (begrenzt von dem Abstand der Probe zum Polschuh) zu positionieren, ergeben sich 4 verschiedene Anwendungen:

### 1. Rau-Detektor.

Liegt eine negative Spannung am Detektorring, werden die SE reflektiert. In einer Höhe  $d = 0,2$  mm werden die Veränderungen der Oberflächenpotentiale kapazitiv in den Ring eingekoppelt. Ein in der Regel schwaches BSE-Signal überlagert diese Abbildung.

### 2. Top BSE-Detektor.

Der Ring befindet sich in einer Höhe  $d = 2-3$  mm, wodurch kein Rau-Signal mehr einkoppelt (vgl. Abb.4.5 (a)). Liegt weiterhin eine negative Spannung am Ring, so

daß die SE reflektiert werden, liefern nur in den Raumwinkelbereich des Ringes gestreute BSE ein Signal.

### 3. Top SE-Detektor.

Liegt eine positive Spannung an, so werden die SE von dem Detektorring angesaugt. Die Saugspannung sollte einige Volt betragen. Der Ring ist in einer Höhe von ca. 2-3 mm über der Oberfläche positioniert. Ein Top SE Detektor kann zur Linienbreitenmessung verwendet werden.

### 4. Kombiniertes RAU-SE-Detektor.

Ist der Ring in einer Höhe von  $d = 0,2$  mm und am Ring eine positive Saugspannung, so liefern sowohl die Oberflächenpotentiale ein Rau-Bild, als auch die SE ein Sekundärelektronen-Bild.

Darüber hinaus ist mit dem Rau-Detektor eine weitere Anwendung möglich:

### 5. Kelvin Sonde.

Für die Niederspannungs-Rasterelektronenmikroskopie ist die absolute Messung des Oberflächenpotentials und der Energie  $E_2$  interessant (vgl. Kap.2.6.2). Die Bestimmung kann nach der Idee von Lord Kelvin durchgeführt werden [22]. Dem Aufbau des Rau-Detektors wird eine Schwingspule, die den Ring über der Oberfläche oszillieren läßt, hinzugefügt (vgl. Abb.6.1). Liegt die Oberfläche aufgrund der Einstrahlung von PE auf einem negativen oder positiven Potential, wird ein Wechselstrom

$$I(t) = \frac{dQ(t)}{dt} = \Delta U \frac{dC}{dt} \quad (6.1)$$

in der Sonde erzeugt, da sich die Kapazität über der Oberfläche periodisch ändert [13]. Durch die Messung von  $I(t)$  wird das Oberflächenpotential  $\Delta U$  bestimmt. Durch die Variation der Primärenergie kann  $E_2$  bestimmt werden. Bei dieser Energie lädt sich die Probe nicht auf, weshalb kein Strom induziert wird.

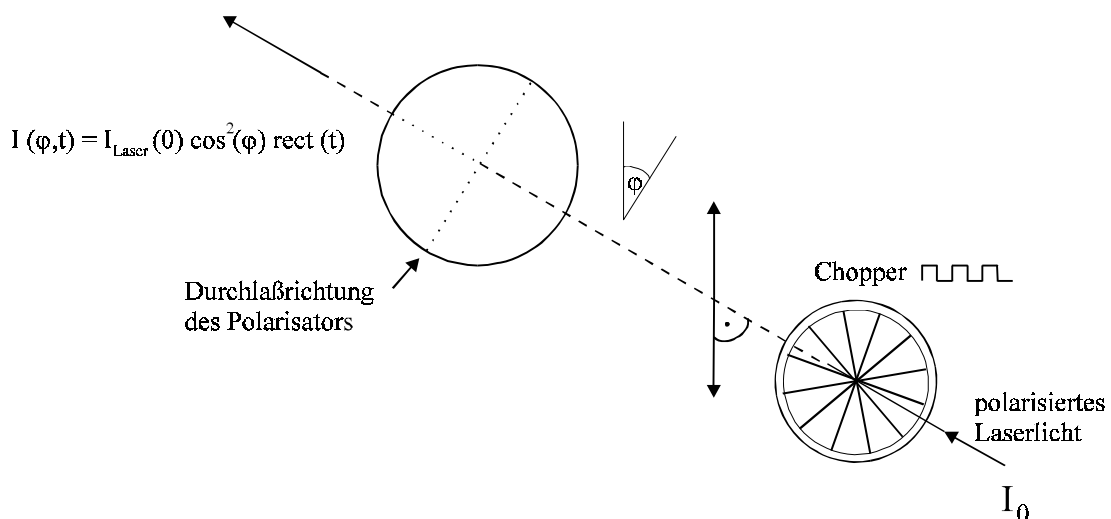


## 7 Kontrastentstehung

Zur Interpretation der mit Hilfe des Rau-Detektors aufgenommenen Bilder von pn-Übergängen ist es wichtig, die Kontrastmechanismen zu untersuchen. In diesem Zusammenhang wurde die Signalhöhe des Detektors in Abhängigkeit von der Einstrahlintensität des modulierten Lasers gemessen. Als Probe diente bei den verschiedenen Messungen ein handelsübliches Photoelement (BPY 63 P). Zur Variation der Strahlintensität wurde ein Linearpolarisator verwendet (Abb.7.1). Die zeitliche Modulation des Lasers erfolgt mit Hilfe eines mechanischen Choppers. Nachdem das polarisierte Licht des Lasers den Filter und den Chopper durchlaufen hat, gilt für die Intensität

$$I_{\text{Laser}}(\varphi, t) = I_{\text{Laser}}(0) \cos^2(\varphi) \text{rect}(t) \quad . \quad (7.1)$$

$\varphi$  beschreibt den Winkel zwischen der Polarisations Ebene des Lichtes und der Durchlaßrichtung des Polarisationsfilters,  $\text{rect}(t)$  ist die durch den Chopper erzeugte Rechteckfunktion.



**Abb.7.1:** Die Abschwächung des Laserstrahls erfolgt über einen um den Winkel  $\varphi$  von der Polarisations Ebene gedrehten Polarisator. Die Modulation des Strahles geschieht mit Hilfe eines mechanischen Choppers.

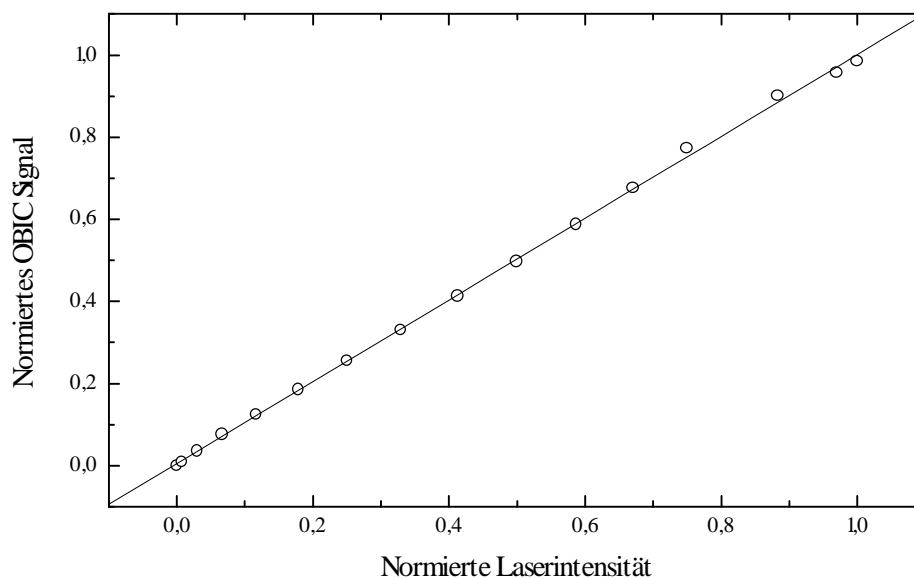
Streuung und Reflektion reduzieren die Laserleistung auf der Probenoberfläche auf ca. 2,7 mW, das sind 11% der insgesamt eingestrahlteten Leistung. Zusätzlich erfolgt eine Abschwächung durch den Chopper und den Polarisator, so daß bei einer Einstellung  $\varphi = 0^\circ$  die Leistung an der Probenoberfläche ca. 0,75mW beträgt. Bei  $\varphi = 90^\circ$  ist die Leistung ca. 0,002 mW. Zur Überprüfung der Meßanordnung und zum qualitativen Vergleich wurden der Kurzschlußstrom  $I_{SC}$  (OBIC) und die Photospannung  $U_0$  (OBIV) des offenen Stromkreislaufes mit unmoduliertem Laserstrahl gemessen. Dabei wurde ein linearer Zusammenhang zwischen dem induzierten Photostrom und der Laserintensität angenommen. Daher gilt mit Gleichung (3.2)

$$I_{SC} \propto I_{Laser}(\varphi) \quad (7.2)$$

und wegen Gleichung (3.3)

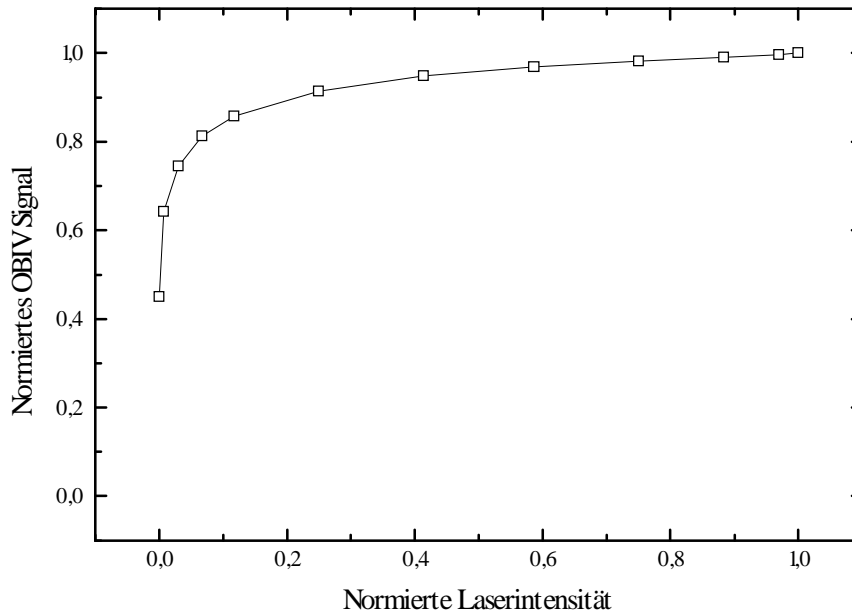
$$U_0 \propto \ln(I_{Laser}(\varphi)) \quad (7.3)$$

Die normierten gemessenen Werte des Kurzschlußstroms in Abhängigkeit von der mit Gleichung (7.1) bestimmten normierten Laserintensität liegen auf der erwarteten linearen Kennlinie für OBIC-Messungen, wie in Abb.7.2 dargestellt.



**Abb.7.2:** Normiertes OBIC-Signal als Funktion der Laserintensität. Die Ausgleichsgerade entspricht der Kennlinie.

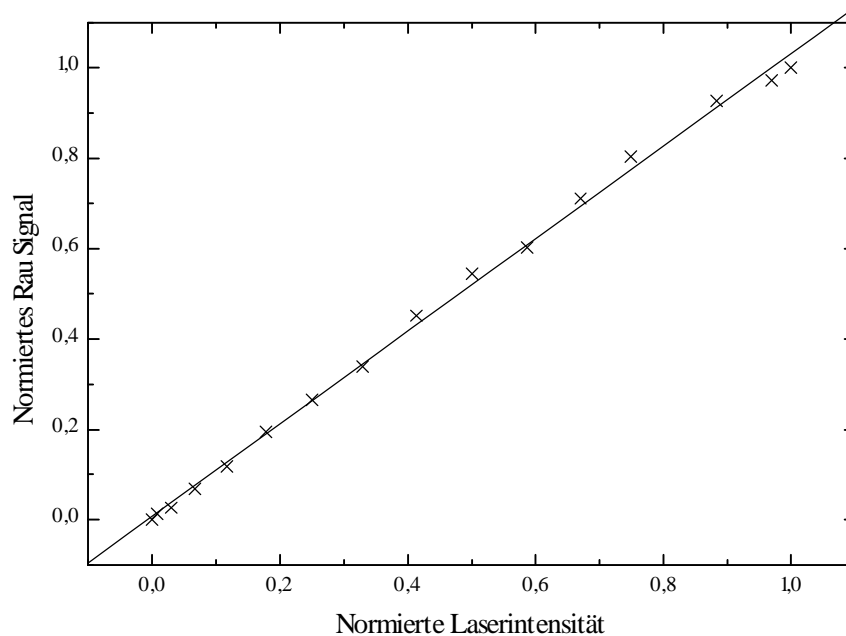
Die normierte gemessene Photospannung  $U_0$  ist in Abb.7.3 gegen die normierte Laserintensität aufgetragen. Man erkennt die logarithmische Kennlinie für OBIV Messungen.



**Abb.7.3:** Proportionalität zwischen der Photospannung und dem Logarithmus der Laserintensität.

Bei der Messung der Kennlinie des Rau-Detektors wurde zur Erzeugung eines periodisch veränderten Oberflächenpotentials der Laserstrahl mit einem Chopper moduliert. Die Höhe des Rau-Signals wurde am Oszilloskop bestimmt. Die Meßwerte sind in Abb.7.4 in Abhängigkeit von der Laserintensität abgebildet. Sie erweisen sich nach der Normierung als unabhängig von der Chopper-Frequenz, von der Größenordnung des Rückkoppelwiderstandes und von der Kapazität des Ringes und somit nach Gleichung (4.6) unabhängig von der eingestellten Verstärkung des Detektors. Die Kontakte des Photoelementes sind wie bei der Messung von  $I_{SC}$  kurzgeschlossen. In Abb.7.4 ist eine lineare Kennlinie zu sehen. Im Fall des von außen geschalteten Kurzschlusses fließt der Photostrom über den Bulk-Widerstand des Halbleiters ab. Es ergibt sich eine den OBIC- und EBIC-Messungen entsprechende Kennlinie, da das Oberflächenpotential vom abfließenden Photostrom  $I_F$  erzeugt wird. Da der Bulk-Widerstand klein ist, kommt es nur zu einer geringen Bandverbiegung bezüglich des Fermi-niveaus, auf-

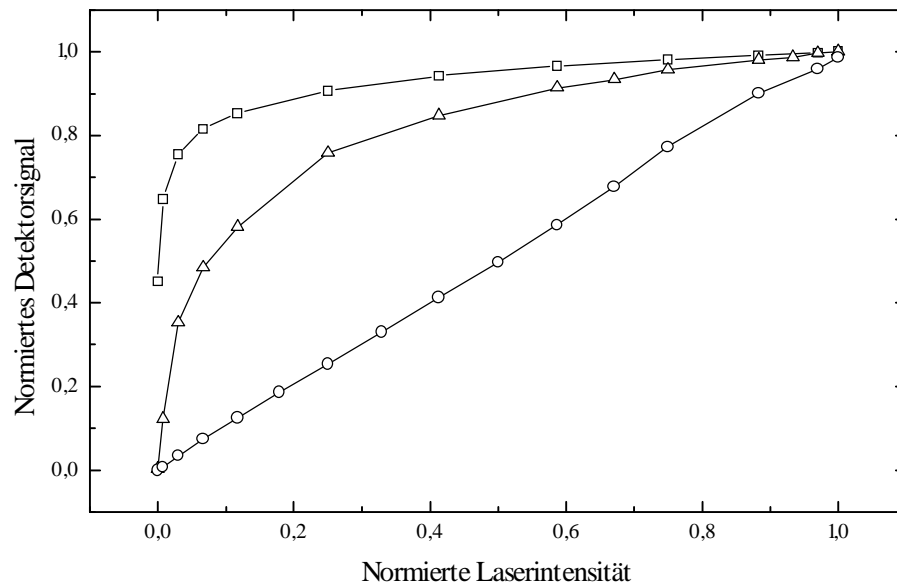
grund dessen die absolute Höhe des Oberflächenpotentials zu gering ist, um vom Rau-Detektor zu einem im Bild sichtbaren Signal verstärkt zu werden.



**Abb.7.4:** Normiertes Signal des Rau-Detektors (×) über einem kurzgeschlossenen pn-Übergang in Abhängigkeit von der Laserintensität. Die Ausgleichsgerade entspricht der Kennlinie.

Weiterhin wurde die Signalhöhe des Rau-Detektors über dem offenen Photoelement untersucht (Abb.7.5). Zum qualitativen Vergleich ist die OBIC- und die OBIV-Kennlinie hinzugefügt. Dabei erkennt man, daß die Kennlinie des Rau-Detektors zwischen den Kennlinien des OBIC- und des OBIV-Signales liegt. Die Meßwerte eines Rau-Detektors über einem offenen pn-Übergang stimmen also weder mit OBIC- noch mit OBIV-Messungen überein. Die absolute Höhe des gemessenen Signals für  $\varphi = 0^\circ$  beträgt das 10-fache des Wertes vom Detektor über dem kurzgeschlossenen pn-Übergang.

Anhand der gemessenen Kennlinien wird deutlich, daß zur Interpretation von Rau-Bildern eine Berücksichtigung der Beschaltung des Präparates notwendig ist.



**Abb.7.5:** Vergleich der Kennlinien des OBIV- (□), des OBIC- (○) und des Rau-Signales (Δ).

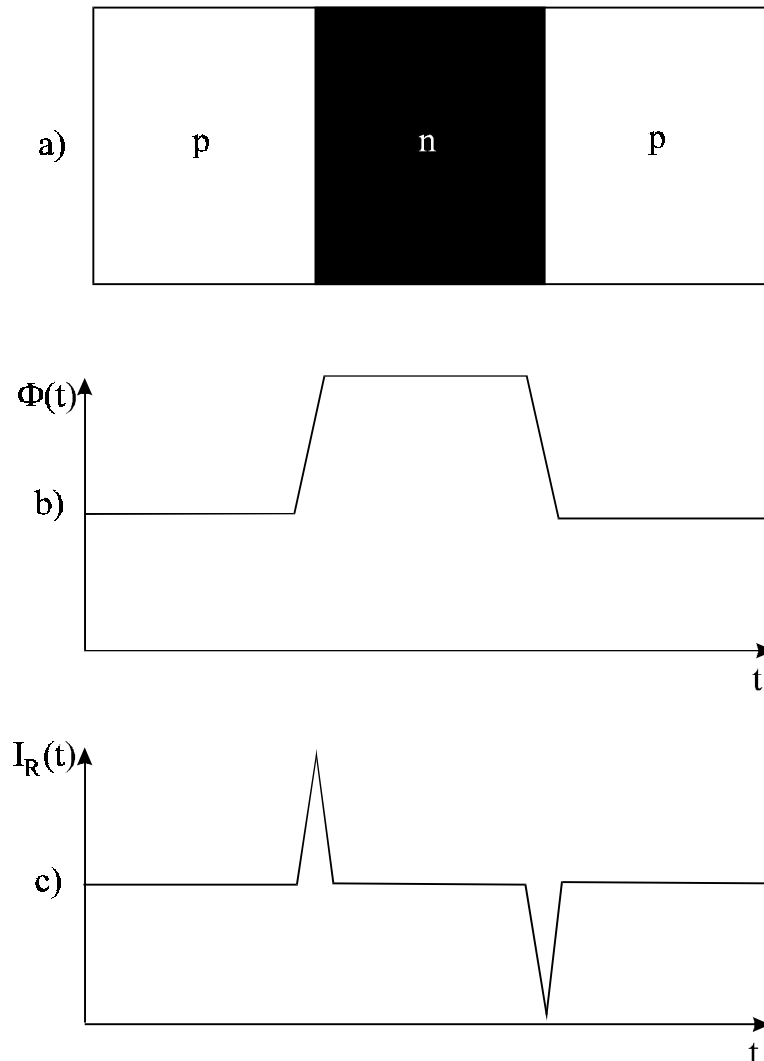
## 7.1 Differenzierte Bilder

Nach Gleichung (4.2) kann der Detektor nur zeitliche Veränderungen des Oberflächenpotentials messen.

$$I_R = \frac{dQ(t)}{dt} = C_{ges} \frac{d\Phi(t)}{dt} \quad (4.2)$$

Diese Zeitabhängigkeit wird durch das Abrastern der Probenoberfläche mit dem Sondenstrahl erreicht. Durch diesen Zusammenhang ist die Darstellung des Kontrastes als differenziertes Bild zu interpretieren. Die Mechanismen zur Änderung des Oberflächenpotentials im SEM und SOM wurden in Kapitel 2.6 diskutiert. Eine einfache Geometrie eines pnp-Transistors, an dem die Signalentstehung beschrieben wird [23], ist in Abb.7.6(a) dargestellt. Die Scanrichtung verläuft von links nach rechts und senkrecht zum Übergang. In Abb. 7.6(b) ist das gesamte Oberflächenpotential  $\Phi(t)$ , als Folge der Verschiebung des Fermi-niveaus vereinfacht gezeigt. Wird ein Präparat mit einer solchen Geometrie von einem Strahl abgerastert, ändert sich das Potential innerhalb eines Gebietes gleicher Dotierung nicht. Beim ersten pn-Übergang kommt es zu einem sprunghaften Anstieg des Oberflächenpotentials und somit zu einem kapazitiv

eingekoppelten Meßstrom im Rau-Detektor (Abb.7.6(c)). Innerhalb des n-dotierten Gebietes ist  $\Phi(t)$  wieder konstant. Beim Übergang vom n- in das p-dotierte Gebiet fällt das Potential plötzlich ab. Mit dem Rau-Detektor wird ein Verschiebestrom mit umgekehrtem Vorzeichen gemessen. Wird das Rau-Signal zur Bildaufzeichnung verwendet, erhält man die differenzierte Abbildung des pn-Überganges.



**Abb.7.6:** Signalform des Rau-Detektors bei kapazitiver Einkopplung.

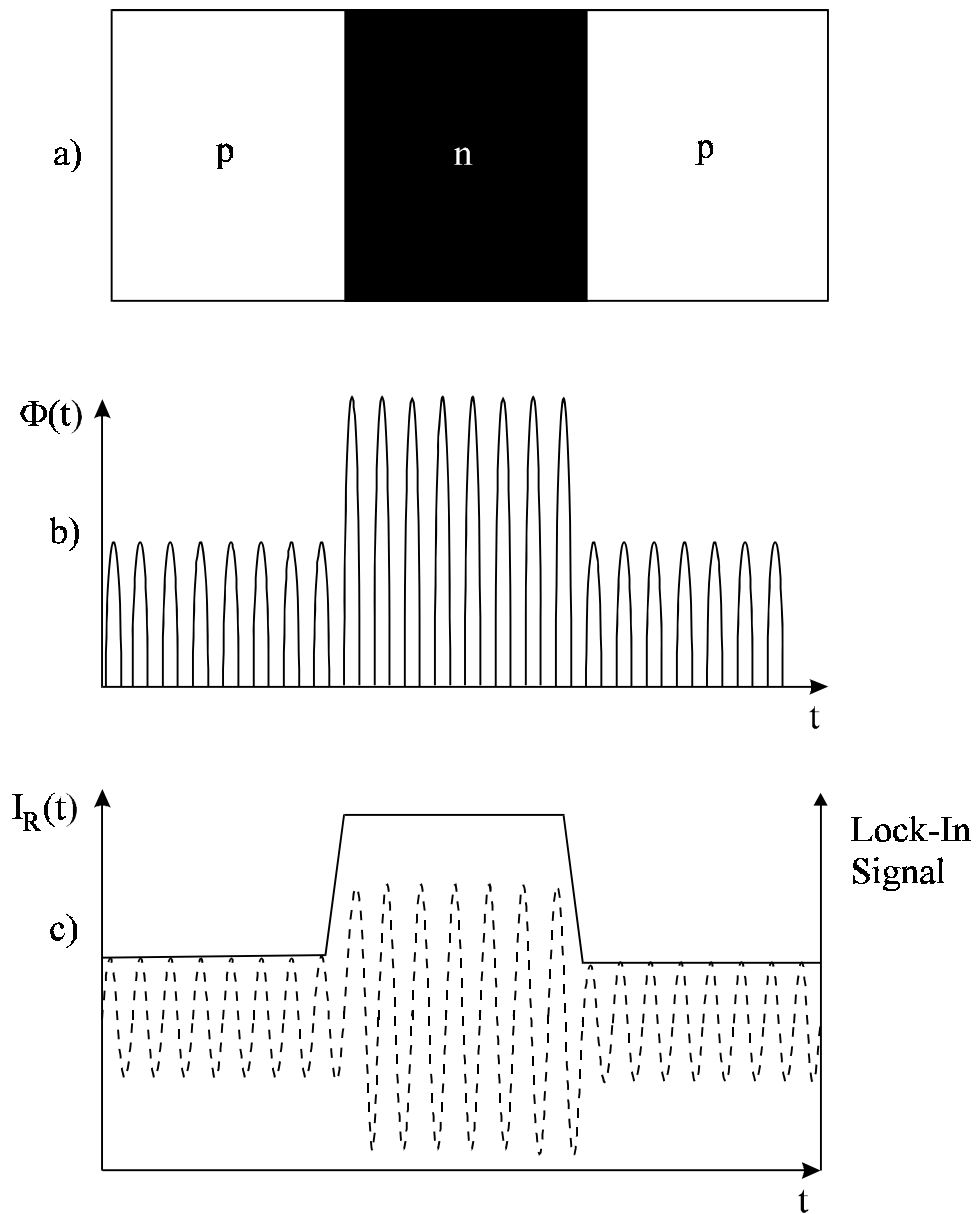
- a) Geometrische Anordnung eines pn-Überganges.
- b) Mit kontinuierlichem Sondenstrahl erzeugtes Oberflächenpotential in Abhängigkeit von der Zeit  $t$ .
- c) Kapazitiv eingekoppelter Verschiebestrom in Abhängigkeit von der Zeit  $t$ .

### 7.1.1 Einfluß der Rasterrichtung

Aufgrund der differenzierten Darstellung einer Probenstruktur ist der Kontrast eines Bildes abhängig vom Weg des Strahles über die Oberfläche. In Abb.7.6(c) wird die Entstehung des Kontrastes bei einer Scanrichtung von links nach rechts beschrieben. Der linke pn-Übergang erscheint im Bild hell, der rechte erscheint dunkel. Nach einer Drehung der Scanrichtung um  $180^\circ$  ist der Verlauf des Oberflächenpotentials spiegel-symmetrisch identisch, es kommt jedoch zur Kontrastumkehr. Der rechte pn-Übergang erscheint nun hell, der linke dunkel. Daher ist zur Interpretation der differenzierten Rau-Bilder die Angabe der Scanrichtung wichtig.

## 7.2 Kontinuierliche Bilder

Auch die kontinuierliche Abbildung von Halbleiterstrukturen ist mit dem Rau-Detektor durch den Einsatz eines Lock-In Verstärkers möglich. Wird der rasternde Laserstrahl mit einer Frequenz  $f_{Ref}$  periodisch moduliert, wird das Oberflächenpotential ebenfalls periodisch verändert. Durch den Einsatz eines Choppers, der dem Laserstrahl in erster Näherung eine Rechteckfunktion aufmoduliert, verschwindet das Potential bzw. wird es bis zur maximalen Höhe aufgebaut (Abb.7.7(b)). Als Chopper wurde ein HMS Light Beam Chopper mit einer maximalen Frequenz von  $f_{Ref} = 3,6$  kHz eingesetzt. Die Modulation erzeugt eine dem Oberflächenpotential proportionale modulierte Signalspannung des Rau-Detektors. Mit Hilfe des Lock-In Verstärkers wird das Rau-Signal mit der Referenzfrequenz  $f_{Ref}$  des Choppers kreuzkorreliert. Das Ergebnis der Kreuzkorrelation ist die Amplitude der mit  $f_{Ref}$  modulierten Signalspannung (Abb.7.7(c)). Durch diese Frequenzfilterung werden darüber hinaus alle Störsignale anderer Frequenzen unterdrückt. Die Abbildung des so erhaltenen Signals entspricht einer homogenen Darstellung der induzierten Potentiale, entsprechend den Kennlinien in Abb.7.5, je nach äußerer Beschaltung. Der für die Messungen verwendete Lock-In Verstärker Dynatrac 393 der Firma HMS benötigt eine minimale Integrationszeit der Kreuzkorrelation von 1,25 ms. Somit ist eine minimale Verweildauer des Spot auf einem abzubildenden Punkt der Probe von 1,25 ms notwendig. Die Bildaufbauzeit verlängert sich dementsprechend auf ca. 15 min.



**Abb.7.7:** Entstehung des kontinuierlichen Signals durch den Einsatz eines Lock-In Verstärkers.

- a) Geometrische Anordnung eines pn-Überganges.
- b) Durch modulierten Sondenstrahl erzeugtes Oberflächenpotential.
- c) - - - Kapazitiv eingekoppelter Verschiebestrom.  
 — Das Lock-In Signal ist die dem Oberflächenpotential proportionale Amplitude des Verschiebestroms



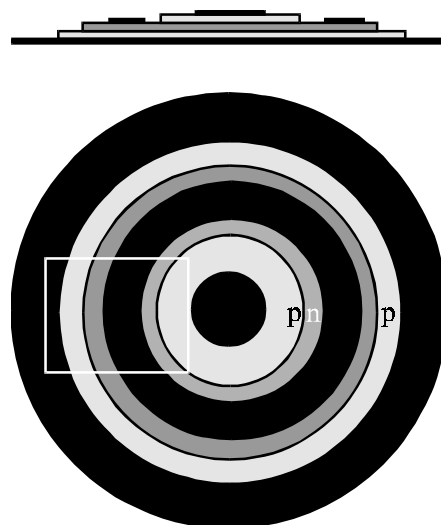
## 8 Experimentelle Ergebnisse

Die Aufnahmen wurden an dem in Kapitel 5 und 6 erläuterten SOM beziehungsweise Hitachi S-4000 LVSEM durchgeführt.

### 8.1 Rau-Abbildungen im SOM

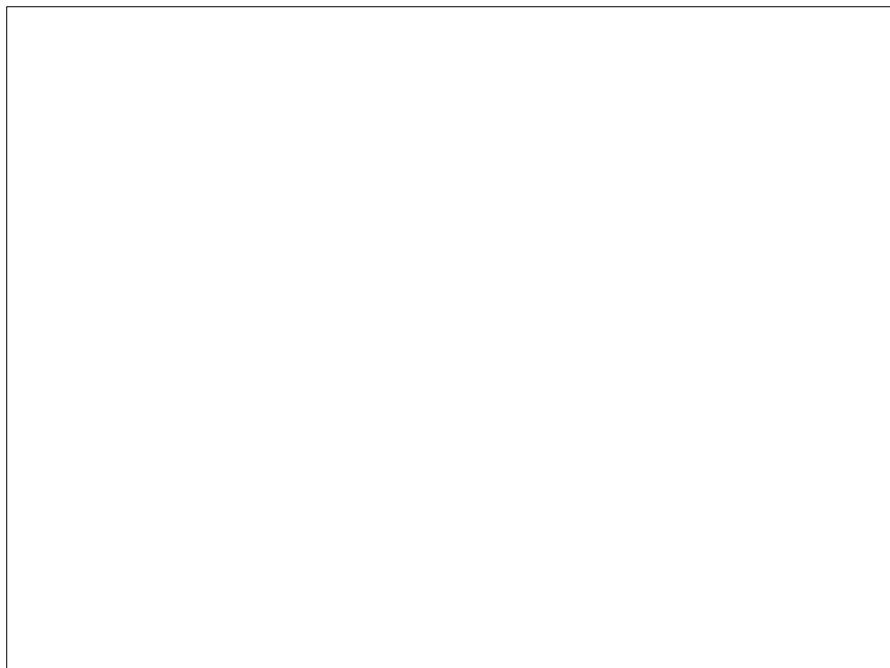
Es fanden mit Hilfe des SOM Untersuchungen verschiedener Halbleiterpräparate unter Verwendung des Rau-Detektors statt. Die Bilder wurden in der differenzierenden und kontinuierlich abbildenden Betriebsart mittels eines Lock-In Verstärkers erstellt. Um die Aussagekraft der Rau-Bilder beurteilen zu können, wurden alle Objekte darüber hinaus mit dem OBIC-Verfahren untersucht.

Als erstes wurde ein p-n-p-Transistor, der aus drei übereinander liegenden Halbleiterschichten besteht, untersucht. Die Schichten sind teilweise von Kontaktflächen für den Abgriff der Basis, des Kollektors und des Emitters überdeckt, die den Laserstrahl absorbieren und somit die Generation von Elektron-Loch-Paaren, also die Höhe des induzierten Potentials, im darunter liegenden Halbleiter vermindern (Abb.8.1).



**Abb.8.1:** Schematische Darstellung des p-n-p-Transistors. Die Kontaktflächen sind schwarz dargestellt. Der weiße Rahmen zeigt den Bildausschnitt der folgenden Abbildungen.

Abb.8.2 zeigt mit einer Bildweite von 125  $\mu\text{m}$  einen Ausschnitt des mit dem Rau-Detektor abgebildeten p-n-p-Transistors. Die Höhe des Ringes über der Oberfläche ist 0,2 mm. Die Rasterrichtung verläuft im Bild von links nach rechts, wobei jede Zeile einmal abgerastert wurde. Die äußeren Kontakte des Transistors sind offen, um ein möglichst hohes Signal zu erhalten. Durch die Verwendung eines konstanten Laserstrahls sind die Strukturen des Transistors differenziert abgebildet. Man erkennt deutlich die Übergänge der verschiedenen laserstrahlinduzierten Oberflächenpotentiale.

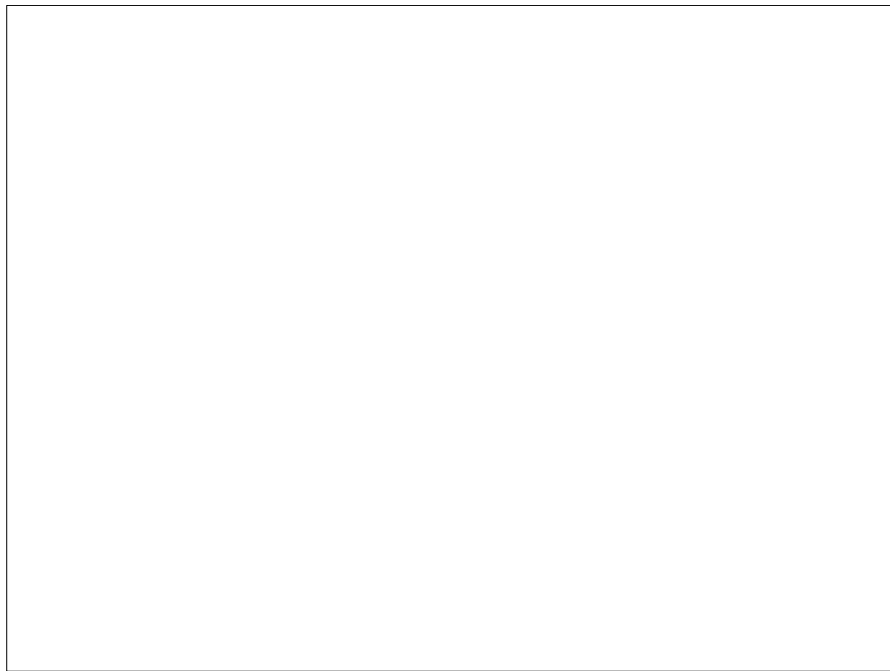


**Abb.8.2:** Differenzierte Rau-Aufnahme eines p-n-p-Transistors mit konstantem Laserstrahl. Die Bildweite beträgt 125  $\mu\text{m}$  bei einer Rasterrichtung von links nach rechts.

Man sieht im Bild von links nach rechts den Übergang von der äußeren Kontaktfläche zum p-dotierten Halbleiter. Dann folgt der Übergang vom p-Halbleiter zur n-dotierten Basis und auf die mittlere Kontaktfläche. Anschließend erkennt man die Übergänge von der Kontaktfläche zurück auf den n-Halbleiter und vom n- zum p-dotierten Halbleiter. Darüber hinaus sieht man deutlich Schwankungen des Potentials, hervorgerufen durch Verunreinigungen auf, beziehungsweise in dem Objekt. Die Übergänge von einem hohen zu einem niedrigerem Potential sind hell, während Übergänge von nied-

rigen zu hohen Potentialen dunkel abgebildet sind. Da nur die relativen Änderungen abgebildet werden, ist das Rau-Signal unabhängig von der absoluten Höhe des Potentials. Darum erkennt man sowohl auf dem Halbleitermaterial, als auch auf den absorbierenden Kontaktschichten Übergänge von Verunreinigungen des Halbleiters.

Ferner wurde das Objekt mit einem modulierten Laserstrahl abgerastert und das Rau-Signal mit Hilfe eines Lock-In Verstärkers registriert. Da der Verstärker eine der Höhe des Rau-Signals proportionale Spannung liefert, wird das Oberflächenpotential kontinuierlich abgebildet (vgl. Kap.7.2). Abb.8.3 zeigt das Bild des Transistors, das mit moduliertem Laserstrahl aufgezeichnet wurde. Man sieht die Höhe der induzierten Oberflächenpotentiale, deren Übergänge im differenzierten Bild zu sehen sind.



**Abb.8.3:** Kontinuierliche Rau-Abbildung des p-n-p-Transistors mit moduliertem Laserstrahl. Die Bildweite beträgt 125  $\mu\text{m}$ .

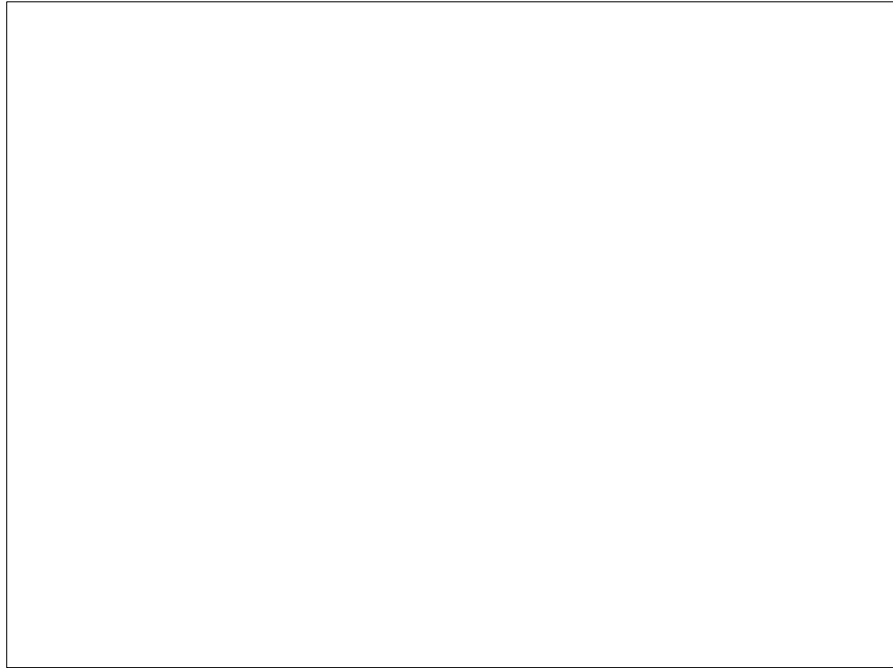
Es sind deutlich die Kontaktierungsflächen als schwarze Streifen zu erkennen, da das Oberflächenpotential im Halbleiter darunter durch die Absorption des Laserstrahls geringer ist. Ebenfalls beobachtet man die Verunreinigungen des Halbleiters.

Zum qualitativen Vergleich zeigt Abb.8.4 ein OBIC-Bild des gleichen Transistors. Man sieht die große Ähnlichkeit des OBIC-Bildes mit dem kontinuierlichen Rau-Bild, trotz der unterschiedlichen Kennlinien der zwei Abbildungsverfahren (vgl. Kap.7).



**Abb.8.4 :** OBIC-Bild des p-n-p-Transistors. Die Bildweite beträgt 125  $\mu\text{m}$ .

Des weiteren wurde eine polykristalline Solarzelle aus amorphem Silizium mit Hilfe des Rau-Detektors untersucht (Abb.8.5). Die Oberfläche der Zelle wurde angeätzt, wodurch die einzelnen Kristallite des n-dotierten Siliziums aus der Oberfläche hervortreten. Die Bildweite beträgt 100  $\mu\text{m}$  bei einer Rasterrichtung von links nach rechts. Jede Zeile wurde einmal abgerastert. Die Kontakte der Solarzelle sind offen, um wiederum ein möglichst hohes Signal zu erhalten.

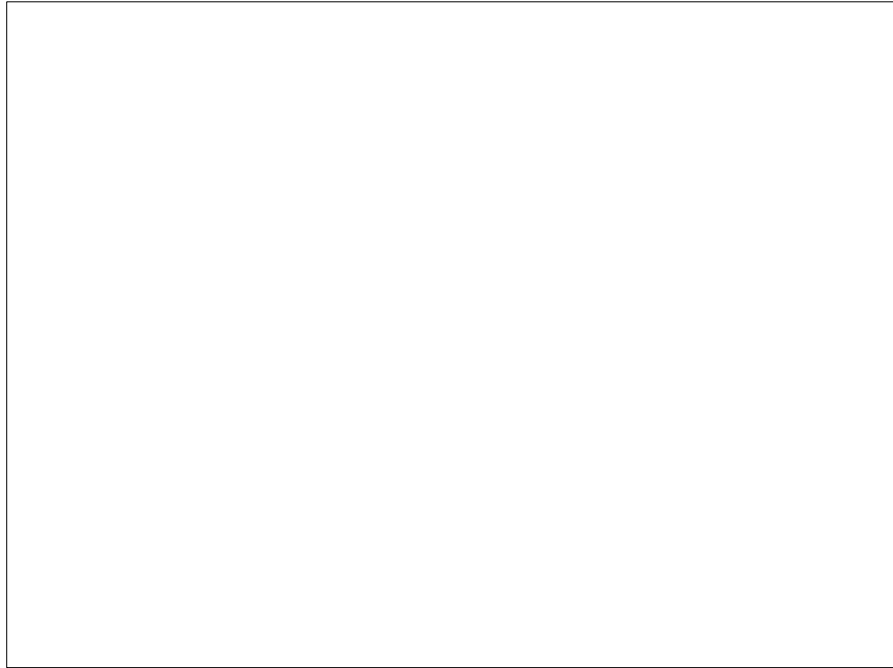


**Abb.8.5:** Rau-Abbildung einer polykristallinen Solarzelle aus amorphem Silizium mit konstantem Laserstrahl. Die Bildweite beträgt 100  $\mu\text{m}$ . Die Rasterrichtung ist im Bild von links nach rechts.

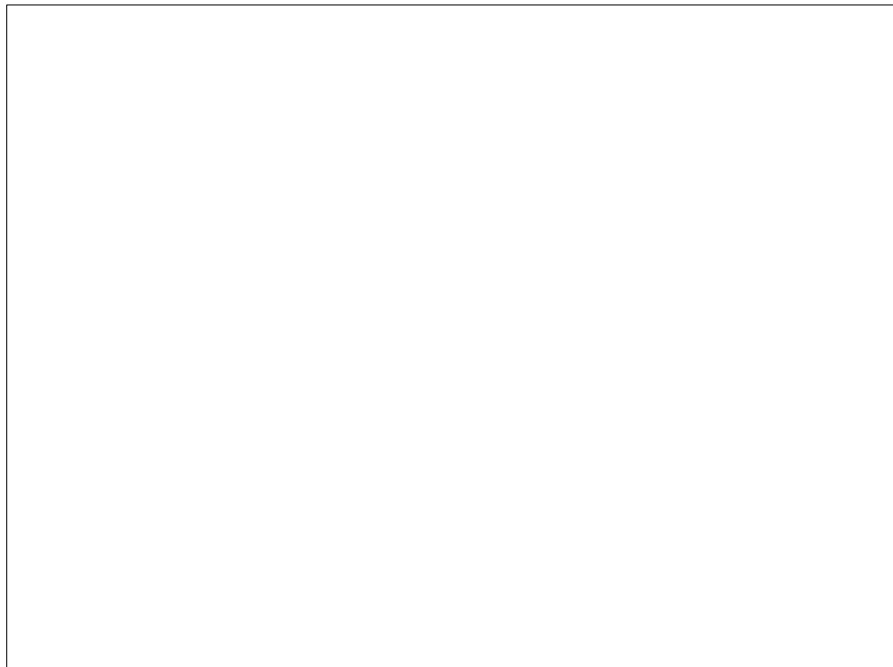
Am linken Bildrand erkennt man die Struktur einer Leiterbahn, deren Kante nicht zu sehen ist, jedoch ist das Rau Signal unter der Leiterbahn weniger stark. Rechts davon sind die Ränder der einzelnen Kristallite deutlich zu beobachten, da die Lichtabsorption an den Rändern besonders hoch ist, wodurch dort ein höheres Potential erzeugt wird. Ebenfalls sind in der Mitte des Bildes zwei durch Defekte der Solarzelle hervorgerufene steile Übergänge zu sehen.

Abb.8.6 zeigt das entsprechende kontinuierliche Rau-Bild mit moduliertem Laserstrahl. Am linken Bildrand sieht man wiederum die Leiterbahn als dunklen Streifen. Die Defekte der Solarzelle werden als schwarze Flecken dargestellt. Die einzelnen Kristallite sind durch die stark lichtabsorbierenden Ränder zu unterscheiden. Darüber hinaus kann beobachtet werden, daß die einzelnen Kristallite unterschiedlich hohe Oberflächenpotentiale erzeugen.

Abb.8.7 zeigt ein OBIC-Bild der gleichen Probenstelle. Es ist eine große Ähnlichkeit der Abb.8.6 und Abb.8.7 zu sehen.



**Abb.8.6:** Rau-Abbildung einer polykristallinen Solarzelle aus amorphem Silizium mit moduliertem Laserstrahl. Die Bildweite beträgt 100  $\mu\text{m}$ .

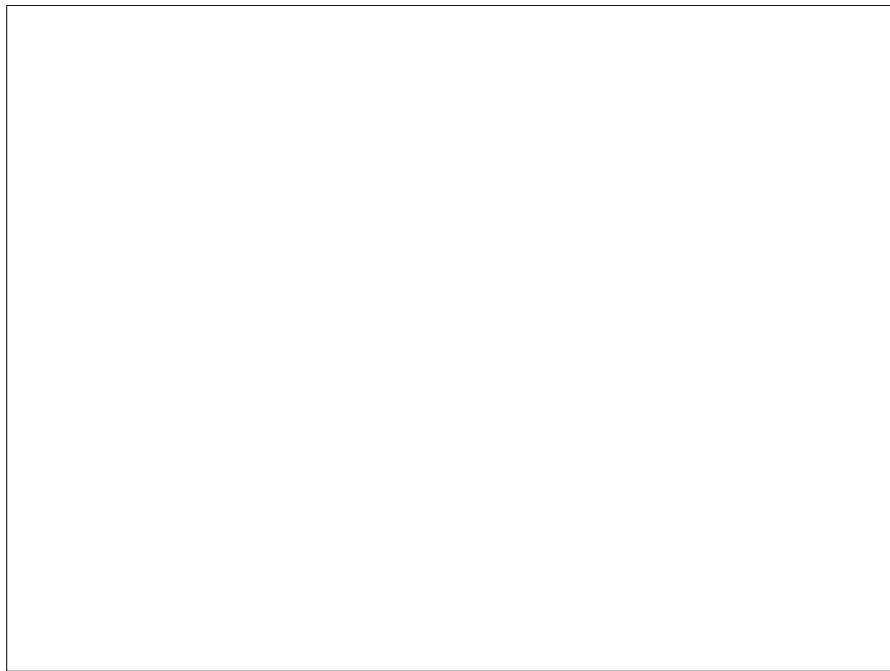


**Abb.8.7:** OBIC-Abbildung einer polykristallinen Solarzelle aus amorphem Silizium. Die Bildweite beträgt 100  $\mu\text{m}$ .

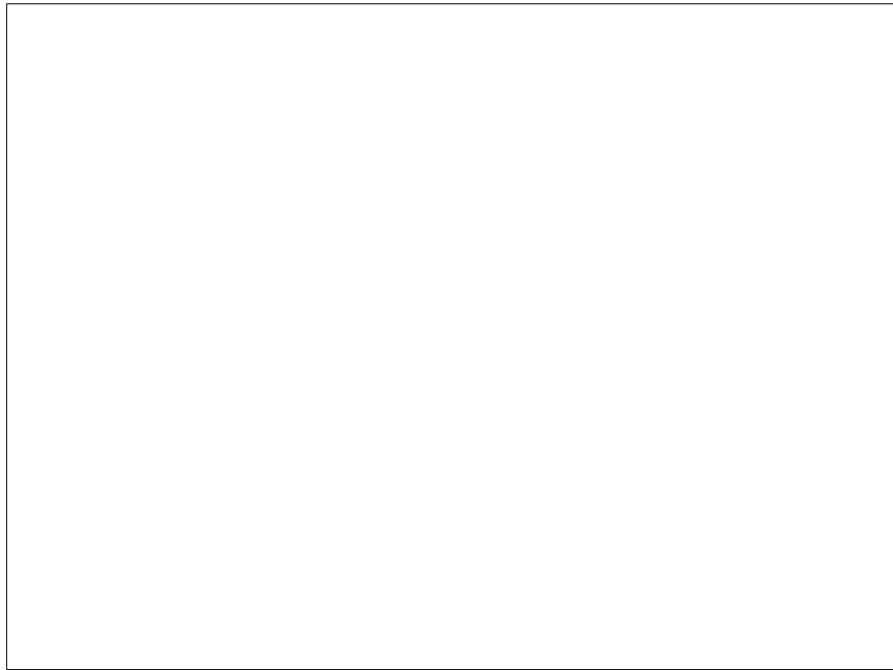
Halbleiterstrukturen ohne pn-Übergang können mit Hilfe des Rau-Detektors ebenso abgebildet werden, da die Erzeugung eines Oberflächenpotentials nicht zwingend die Anwesenheit einer Raumladungszone erfordert. Abb.8.8 zeigt das differenzierte Rau-Bild eines Ausschnitts eines OPA 128 auf dem sich nur Leiterbahnen befinden, deren Kanten aufgrund der Potentialübergänge abgebildet werden.

In Abb.8.9 ist derselbe Probenausschnitt mittels des Rau-Detektors und des Lock-In Verstärkers kontinuierlich abgebildet. Man erkennt die erhöhten Potentiale an den Metall-Halbleiter-Kontakten, beziehungsweise Unebenheiten des Silizium Wafers.

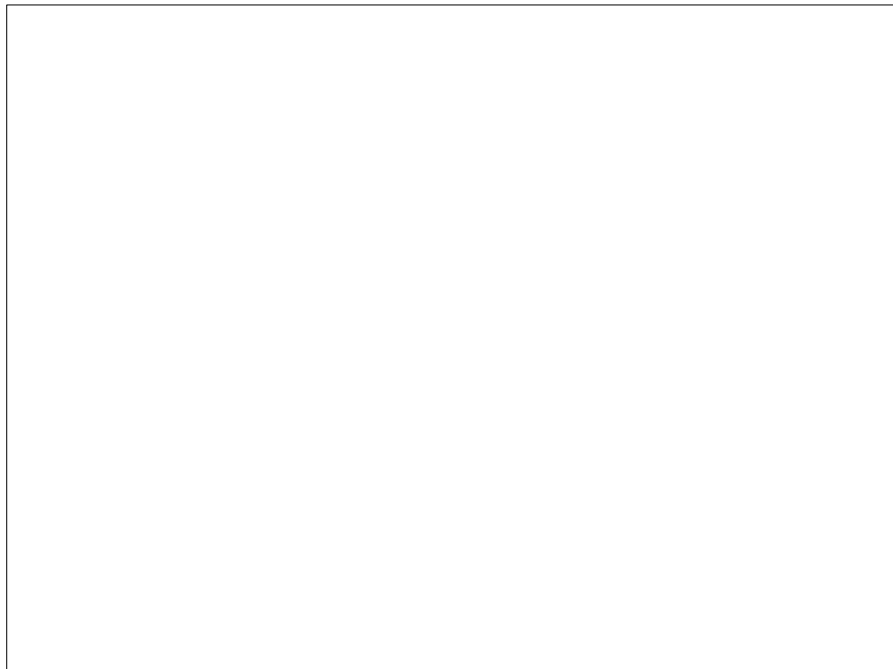
Abb.8.10 zeigt das praktisch identische OBIC-Bild, das die Orte einer durch die Ladungsträgergeneration veränderten Leitfähigkeit zeigt (vgl. Kap.3.1).



**Abb.8.8:** Differenziertes Rau-Bild einer Leiterbahn auf einem Silizium Wafer. Die Rasterrichtung ist von links nach rechts. Die Bildweite beträgt 100  $\mu\text{m}$ .



**Abb.8.9:** Kontinuierliches Rau-Bild einer Leiterbahn auf einem Silizium Wafer. Die Bildweite beträgt 100  $\mu\text{m}$ .



**Abb.8.10 :** OBIC-Bild einer Leiterbahn auf einem Silizium Wafer. Die Bildweite beträgt 100  $\mu\text{m}$ .



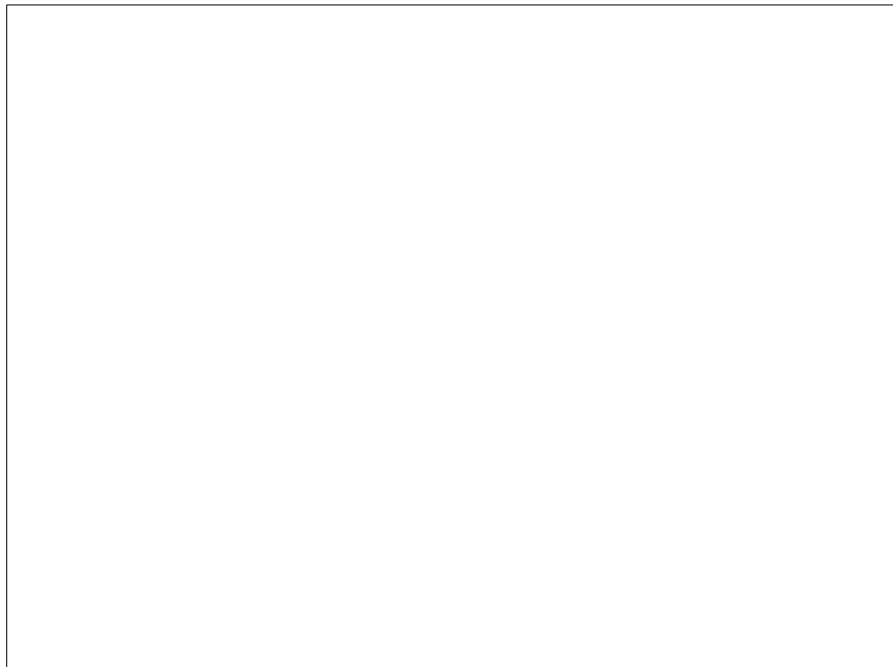
## 8.2 Einfluß der Rasterrichtung im SOM

Zur Veranschaulichung der Abhängigkeit des Kontrastes von der Rasterrichtung (vgl. Kap.7.1.1) wurde als Modellpräparat eine Silizium-Solarzelle, auf der eine Leiterbahn aufgebracht ist, abgebildet. Die zum Rau-Signal führenden unterschiedlichen Oberflächenpotentiale werden durch die Absorption des Lichtes an der Leiterbahn und somit durch verringerte Generation von Elektron-Loch-Paaren erzeugt. Abb.8.11 zeigt die Solarzelle mit einer Rasterrichtung im Bild von links nach rechts. Man beobachtet einen dunklen Saum beim linken Übergang von der Solarzelle auf die Leiterbahn, also vom hohen zum niedrigen Potential. Daneben ist ein heller Saum beim Übergang vom niedrigen zum hohen Potential, also von der Leiterbahn zum Halbleitermaterial zu erkennen.

Eine Abbildung derselben Probenstelle mit Rasterrichtung von rechts nach links ist Abb.8.12 . Der Übergang vom hohen zum niedrigen Potential ist nun auf der rechten Seite des Bildes, vom niedrigen zum hohen auf der linken Seite. Die Kontrastentstehung bei den einzelnen Übergängen ist gleich geblieben, wodurch sich jedoch aufgrund der Umkehrung der Rasterrichtung auch der Kontrast umgekehrt hat. Es erscheint nun der rechte Rand der Leiterbahn dunkel und der linke hell. Aufgrund dieser Abhängigkeit der Kontrastentstehung von der Rasterrichtung, ist zur Interpretation der differenzierten Rau-Bilder die Angabe dieser Richtung wichtig.



**Abb.8.11:** Differenziertes Rau-Bild einer Leiterbahn auf einer Solarzelle. Die Rasterrichtung ist von links nach rechts. Die Bildweite beträgt 120  $\mu\text{m}$ .

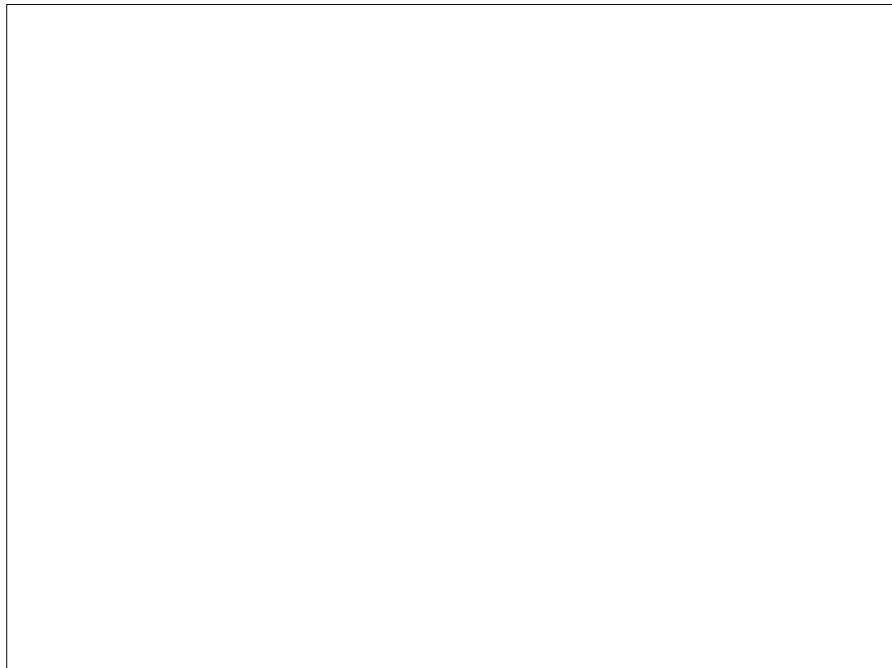


**Abb.8.12:** Differenziertes Rau-Bild einer Leiterbahn auf einer Solarzelle. Die Rasterrichtung ist von rechts nach links. Die Bildweite beträgt 120  $\mu\text{m}$ .

### 8.3 Einfluß der Mittelwertbildung im SOM

Aufgrund der Einkopplung von störender Strahlung über den Detektor-Ring, sind die differenzierten Rau-Bilder häufig von Rauschen und Streifenmustern überlagert. Zur Verbesserung des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses wurde dem Steuerungsprogramm des SOM die Aufnahmeoption *Rauaufnahme* hinzugefügt (vgl. Kap.5.3). Darin werden die mehrfach gemessenen Signale eines Pixels zur Mittelwertbildung herangezogen. Abb.8.8 zeigt einen Ausschnitt eines OPA 128 mit einer Bildweite von 100  $\mu\text{m}$  mit der Rasterrichtung von links nach rechts. Jede Zeile des Bildes wurde einmal abgerastert. Man erkennt deutlich ein Streifenmuster und starkes Rauschen, das das Rau-Bild überlagert.

In Abb.8.13 wurde jede Zeile des gleichen Probenausschnitts 10-fach abgerastert. Durch die Mittelwertbildung eines jeden Pixels sind die Streifen herausgemittelt und das Rauschen vermindert. Darüber hinaus erscheinen die Kontraste verstärkt.



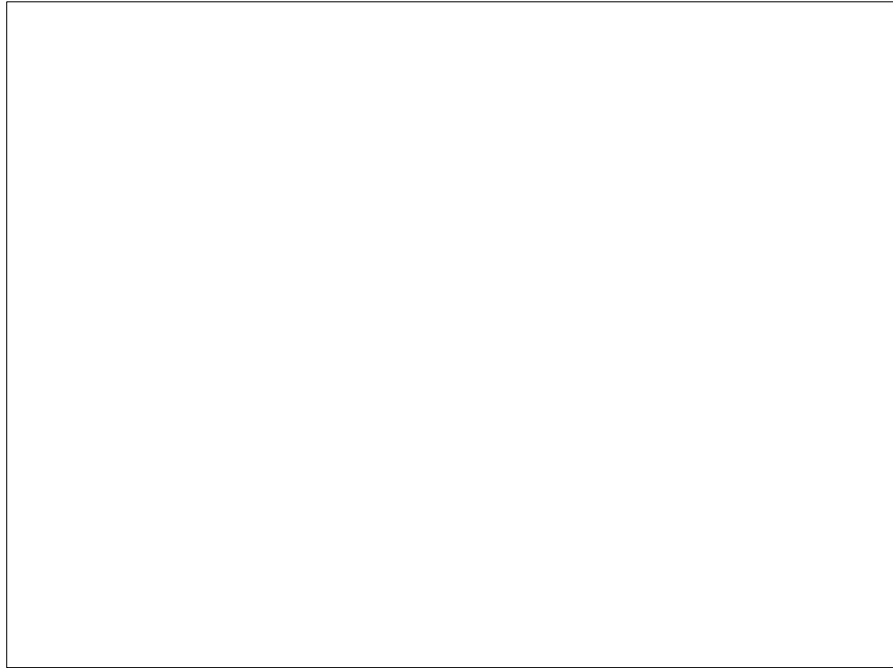
**Abb.8.13:** Rau-Bild einer OP-Struktur mit 10-facher Zeilenabrasterung. Die Bildweite beträgt 100  $\mu\text{m}$ .

## 8.4 Differenzierte Rau-Abbildung im SEM

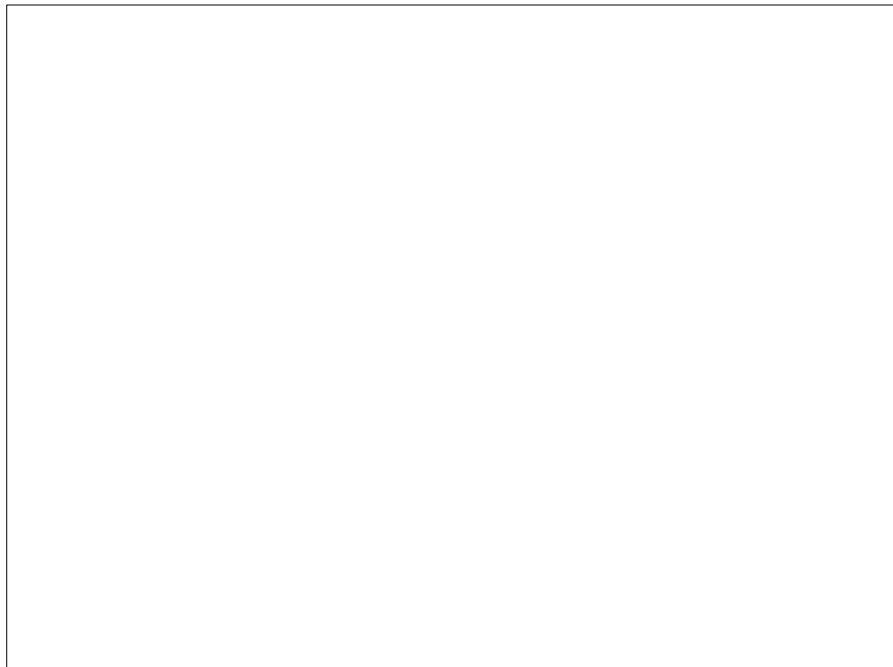
Beim Einsatz des Rau-Detektors im SEM wurde als erstes eine einfache Silizium Diode, deren pn-Übergang parallel zur Einstrahlrichtung steht, untersucht. In Abb.8.14 ist eine bei 20 keV Beschleunigungsspannung mittels Everhardt-Thornley-Detektor aufgenommene SE-Abbildung der Diode zu sehen, über der sich der Ring befindet. Zwischen den hell erscheinenden Metallkontakten erkennt man das dunkel abgebildete Silizium, dessen p- beziehungsweise n-Dotierung nicht zu unterscheiden ist. Die Bildweite beträgt 668  $\mu\text{m}$ .

Abb.8.15 zeigt einen etwas größeren Probenausschnitt bei 20 keV Beschleunigungsspannung, jedoch entstand dieses Bild mit Hilfe des Rau-Detektors, der sich in einer Höhe von  $d = 0,2 \text{ mm}$  über der Objektoberfläche befindet. Weiterhin ist der Ring mit einer Spannung von  $U = -50 \text{ V}$  vor den SE geschützt. Aufgrund dessen liefern nur rückgestreute BSE und kapazitiv eingekoppelte Veränderungen des Oberflächenpotentials ein Signal im Detektor und somit Kontraste im Bild. Die unterschiedlichen elektronenstrahlinduzierten Oberflächenpotentiale am pn-Übergang der Diode liefern also ein Rau-Signal, das im Silizium der Probe als dunkler Streifen zu erkennen ist. Weiterhin ist das BSE-Signal der Kupferkontakte links und rechts im Bild zu erkennen. Darüber hinaus beobachtet man, daß der Ring homogen weiß abgebildet ist, da die direkt auf den Ring treffenden Primärelektronen als Strom gemessen werden, der wesentlich größer ist als die anderen Signale. Die Rasterrichtung ist im Bild von links nach rechts. Alle Abbildungen, die mit Hilfe des Rau-Detektors im SEM erstellt wurden, sind von senkrechten Störstreifen überlagert.

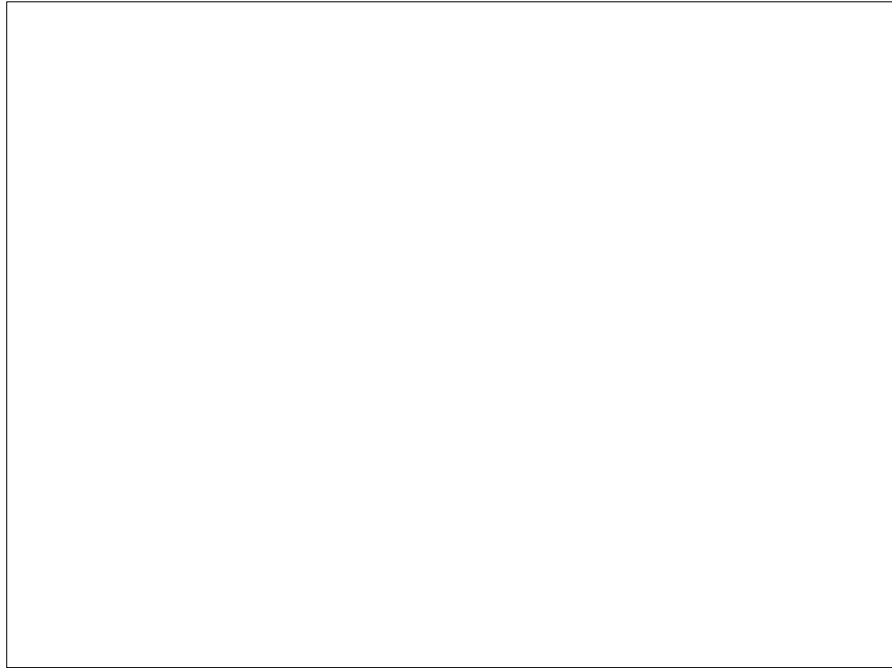
Für einen weiteren Vergleich wurde von dieser Probenstelle in doppelter Vergrößerung ein EBIC-Bild aufgenommen (Abb.8.16). Man sieht den Verlauf der Generation des gesammelten Stromes im pn-Übergang. Dieser ist identisch mit dem Verlauf der Änderung des Oberflächenpotentials im Rau-Bild.



**Abb.8.14:** Mittels Everhardt-Thornley-Detektor aufgenommenes SE-Bild der Silizium-Diode mit darüber in der optischen Achse positioniertem Ring. Die Bildweite beträgt  $668\ \mu\text{m}$ . Die Beschleunigungsspannung ist  $E = 20\ \text{keV}$ .

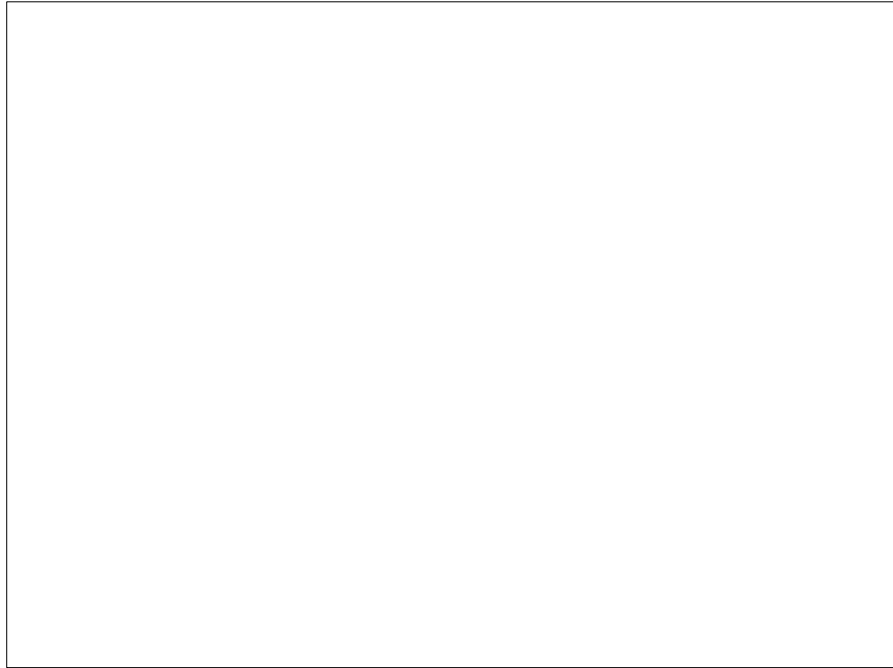


**Abb.8.15:** Mittels Rau-Detektor aufgenommene Abbildung der Silizium-Diode mit darüber in der optischen Achse positioniertem Ring. Die Bildweite beträgt  $800\ \mu\text{m}$ . Die Beschleunigungsspannung ist  $E = 20\ \text{keV}$ .

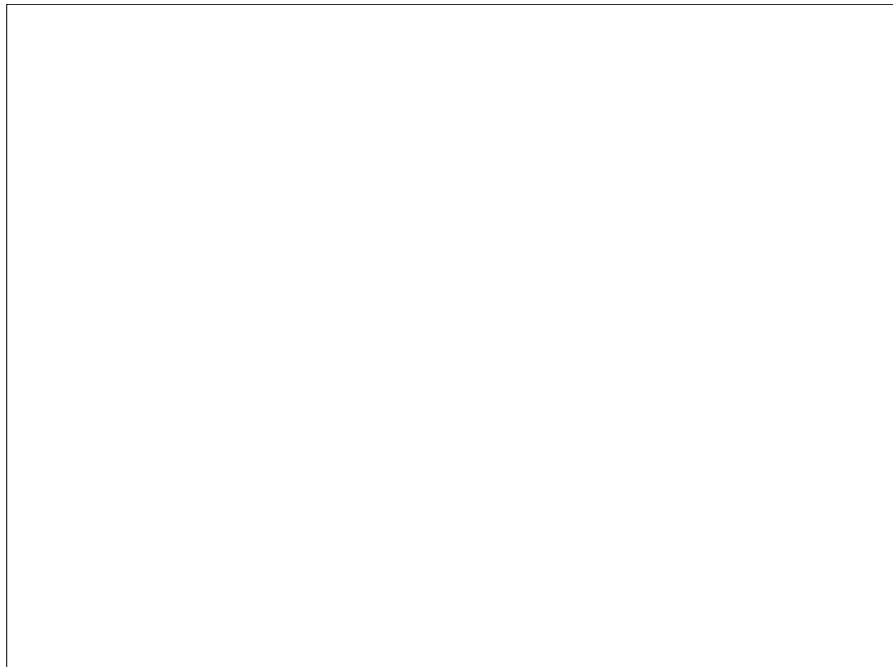


**Abb.8.16:** EBIC-Abbildung der Silizium-Diode. Die Bildweite beträgt 400  $\mu\text{m}$ . Die Beschleunigungsspannung ist  $E = 20 \text{ keV}$ .

Außerdem wurde ein OPA 128 im SEM untersucht. Das Bild eines Ausschnittes des OP, der mit Hilfe des Rau-Detektors untersucht wurde, zeigt Abb.8.17. Der Abstand des Ringes zur Probe beträgt 0,2 mm. Die am Ring anliegende Spannung ist  $-50 \text{ V}$ . Zum Vergleich zeigt Abb.8.18 das entsprechende EBIC-Bild des gleichen Probenausschnittes. Die Bildweite beträgt jeweils 343  $\mu\text{m}$ , die Beschleunigungsspannung ist 20 keV bei einer Rasterrichtung in der Abbildung von links nach rechts. Man beobachtet, daß in dem Rau-Bild (Abb.8.17) mehrere Übergänge von verschiedenen Potentialen abgebildet sind. Eine Identifizierung, ob diese Übergänge von Leiterbahnen oder pn-Übergängen hervorgerufen werden, ist an Hand dieses Rau-Bildes nicht möglich. Im Unterschied dazu zeigt das EBIC-Bild (Abb.8.18) ausschließlich den im pn-Übergang gesammelten Strom. Dadurch ist ein integrierter Transistor eindeutig im Bild zu lokalisieren. Man kann also im Rau-Bild nicht unterscheiden, ob eine Oberflächenpotentialänderung von einem pn-Übergang oder einer Leiterbahn hervorgerufen wird. Für weitere Informationen in Bezug auf pn-Übergänge müssen dementsprechend EBIC-Untersuchungen durchgeführt werden.



**Abb.8.17:** Rau-Abbildung einer Struktur eines OP. Die Bildweite beträgt 343  $\mu\text{m}$ . Die Beschleunigungsspannung ist  $E = 20 \text{ keV}$ .



**Abb.8.18:** EBIC-Abbildung eines im OP integrierten Transistors. Die Bildweite beträgt 343  $\mu\text{m}$ . Die Beschleunigungsspannung ist  $E = 20 \text{ keV}$ .

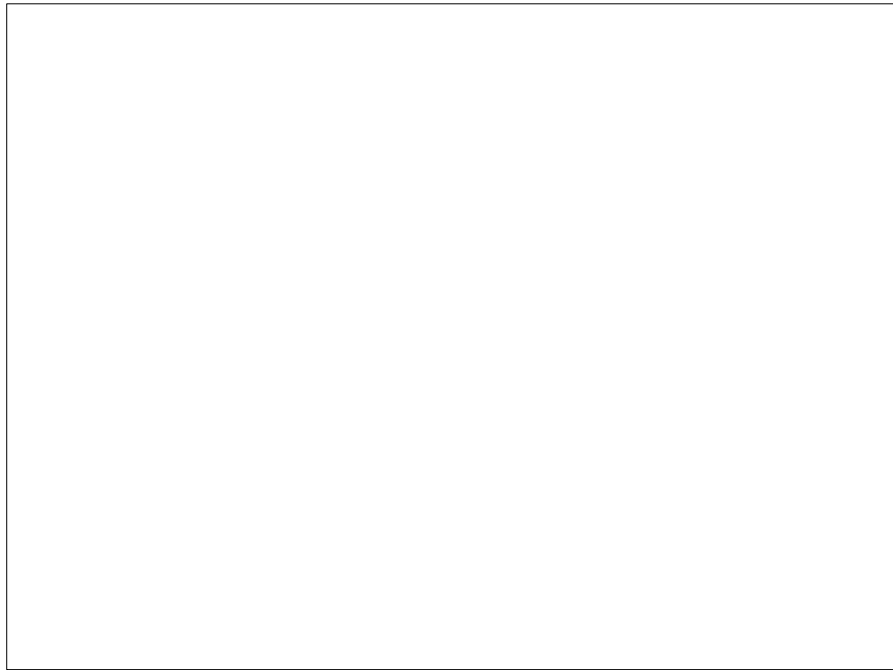
## 8.5 Einfluß der Rasterrichtung im SEM

Die Darstellung der Struktur des OP wird beim Einsatz des Rau-Detektors im SEM ebenfalls durch die Rasterrichtung bestimmt (vgl. Kap.7.1.1). Die Rasterrichtung des Strahles in den Abbildungen ist immer von links nach rechts. Abb.8.19 zeigt ein um  $135^\circ$  gedrehtes Bild des OP von Abb.8.17. Man beobachtet, daß die Strukturen, die vorher zu sehen waren, nun aber in der Rasterrichtung liegen, nur noch schwer zu erkennen sind. Strukturen senkrecht zur Rasterrichtung treten nun stärker hervor. Abb.8.20 zeigt ein um  $180^\circ$  gedrehtes Bild. Die Kontraste haben sich umgekehrt, da immer die Übergänge von hohen zu niedrigen Potentialen hell erscheinen, die Rasterrichtung aber gedreht wurde.



**Abb.8.19:** Rau-Abbildung einer Struktur des OP, um  $135^\circ$  gedreht. Die Bildweite beträgt  $343 \mu\text{m}$ .  
Die Beschleunigungsspannung ist  $E = 20 \text{ keV}$ .

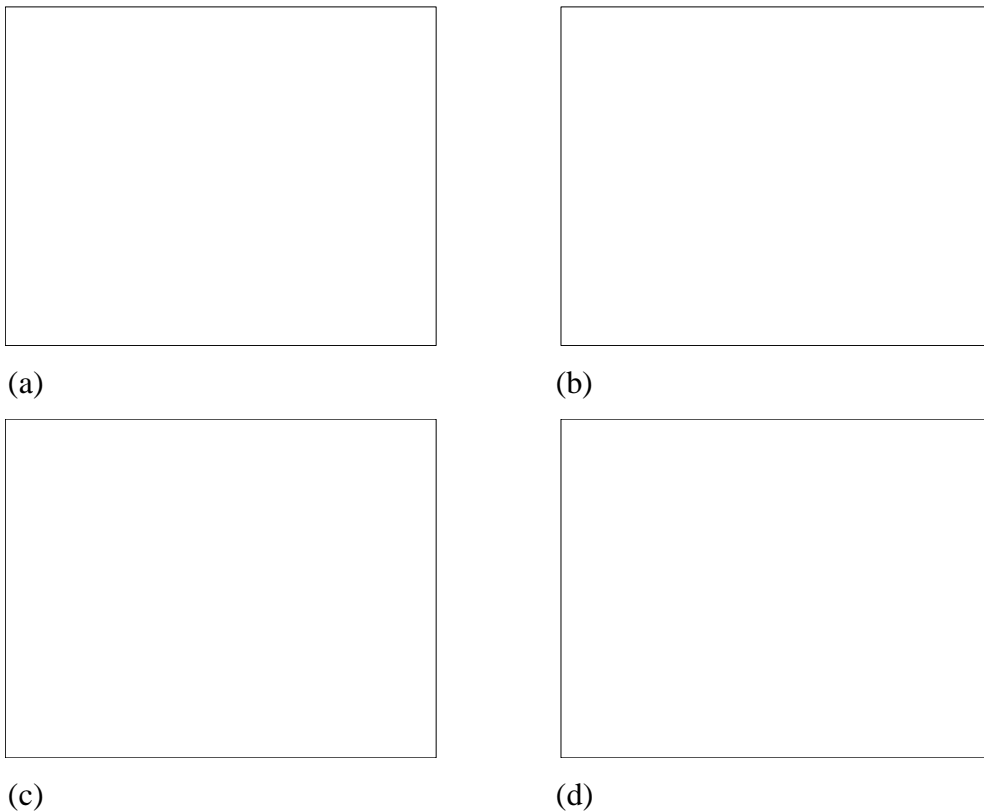




**Abb.8.20:** Rau-Abbildung einer Struktur des OP, um  $180^\circ$  gedreht. Die Bildweite beträgt  $343\ \mu\text{m}$ .  
Die Beschleunigungsspannung ist  $E = 20\ \text{keV}$ .

## 8.6 Einfluß der Bildweite

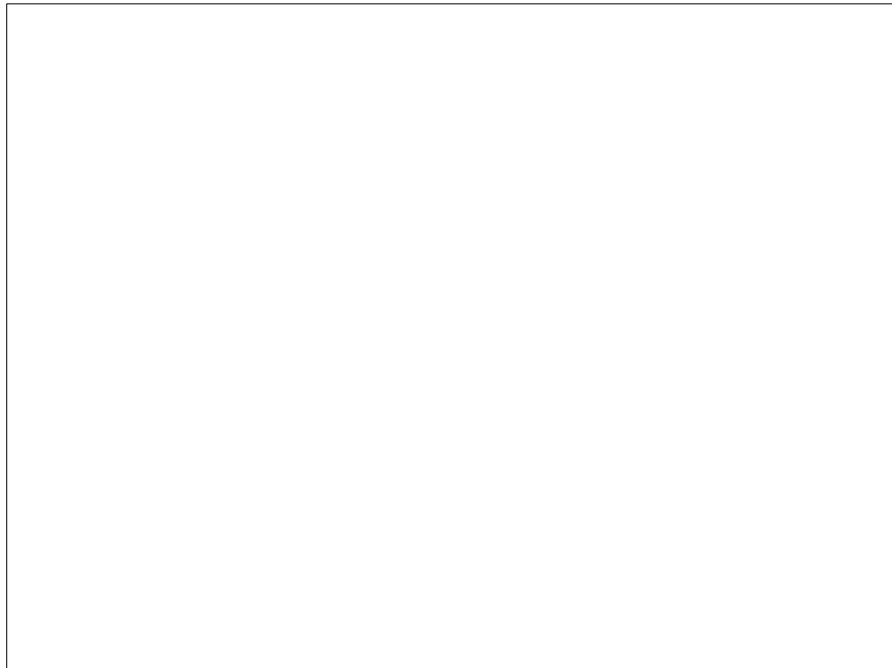
Ein weiterer Faktor, der die Entstehung des Rau-Signals beeinflusst, ist die Rastergeschwindigkeit (vgl. Kap.7.1). Da im SEM die Bildaufbauzeit konstant ist, verringert sich die Geschwindigkeit des Elektronenstrahls relativ zur Oberfläche mit steigender Vergrößerung, also kleiner werdender Bildweite. Das hat eine Verringerung des Rau-Signals zur Folge. Abb.8.21 (a)-(d) zeigen Rau-Bilder des pn-Übergangs mit den Bildweiten 1716  $\mu\text{m}$ , 924  $\mu\text{m}$ , 240  $\mu\text{m}$  und 120  $\mu\text{m}$  bei gleichbleibender minimal einstellbarer Bildaufbauzeit von 40 s. Die Nachverstärkung des Rau-Signals durch den Videoverstärker ist in den Abbildungen ebenfalls konstant. Es ist eine deutliche Abnahme des Kontrastes, der durch die Oberflächenpotentialänderungen hervorgerufen wird, zu beobachten. Bei einer Bildweite von 120  $\mu\text{m}$  ist nur noch das BSE-Signal des Siliziums eindeutig zu erkennen.



**Abb.8.21:** Rau-Abbildungen des pn-Übergangs. Die Beschleunigungsspannung ist jeweils  $E = 20 \text{ keV}$ . Die Bildweiten betragen: (a) 1716  $\mu\text{m}$ , (b) 924  $\mu\text{m}$ , (c) 240  $\mu\text{m}$ , (d) 120  $\mu\text{m}$ .

## 8.7 Einsatz als Top SE-Detektor

Durch die Möglichkeit, an den Ring des Detektors eine positive Saugspannung anzulegen und ihn in einem Abstand zur Probenoberfläche zu positionieren, in dem kein Rau-Signal mehr eingekoppelt wird, kann der Rau-Detektor als Top SE-Detektor eingesetzt werden. Dieser zeichnet sich durch seine Zylindersymmetrie oberhalb der Probe aus. Abb.8.22 zeigt ein SE-Bild eines Kreuzungspunktes von Leiterbahnen auf einer Solarzelle, welches mit dem Rau-Detektor aufgenommen wurde. Die Höhe des Ringes über der Oberfläche beträgt  $d = 3$  mm, während eine Spannung von  $U = +5$  V am Ring anliegt. Man erkennt die für ein SE-Bild typischen Merkmale, wie die extreme Abbildung von Oberflächenverunreinigungen, Kanteneffekten und einem geringen Materialkontrast.

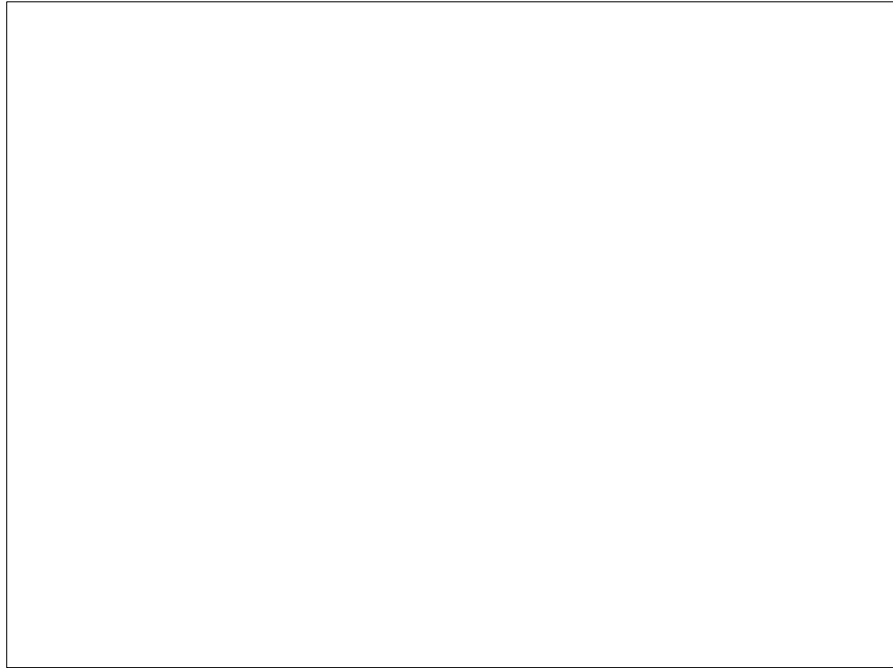


**Abb.8.22:** Mittels Rau-Detektor aufgenommenes Top SE-Bild einer Leiterbahn. Beschleunigungsspannung:  $E = 20$  keV, Höhe des Ringes über der Probenoberfläche:  $d = 3$  mm, Saugspannung:  $U = +5$  V. Die Bildweite beträgt  $240 \mu\text{m}$ .

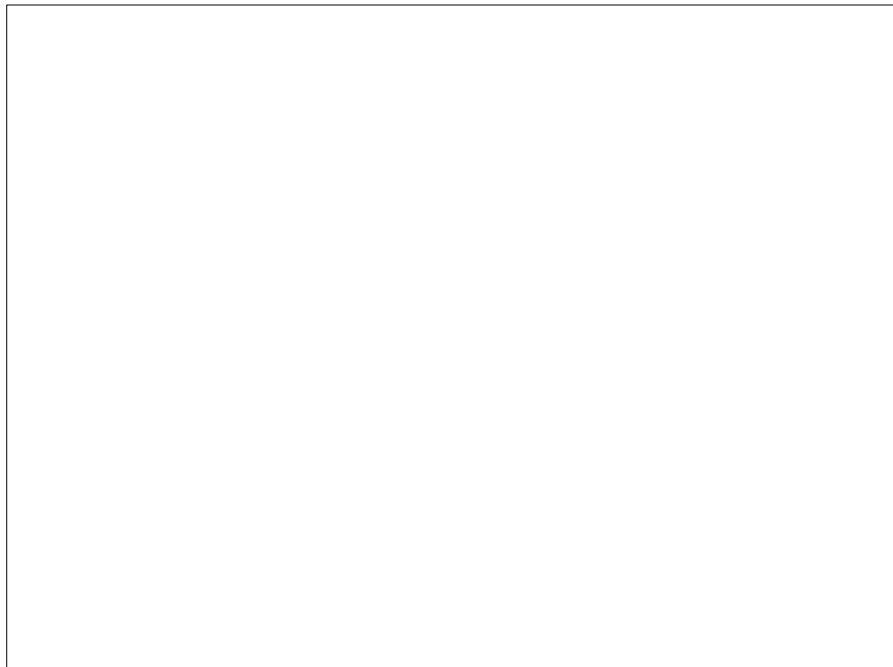
## 8.8 Einsatz als Top BSE-Detektor

Durch das Anlegen einer negativen Spannung von  $-50\text{ V}$  an den Ring, wodurch die einfallenden SE reflektiert werden und dieser sich darüber hinaus in einer Höhe befindet, in der kein Rau-Signal mehr eingekoppelt wird, arbeitet der Rau-Detektor als Top BSE-Detektor, da nur in den Raumwinkelbereich des Ringes gestreute BSE ein Signal liefern. Abb.8.24 ist ein BSE-Bild einer IC-Struktur, das mittels des Rau-Detektors aufgezeichnet wurde.

Abb.8.25 zeigt ein SE-Bild des ETD derselben Probenstelle. Im Gegensatz zum SE-Bild, das hauptsächlich Informationen über die Oberflächentopographie liefert, kommen die BSE aus der Tiefe des Objektes (vgl. Kap.2.3). Darüber hinaus sind beim BSE-Bild Aufladungseffekte unterdrückt.



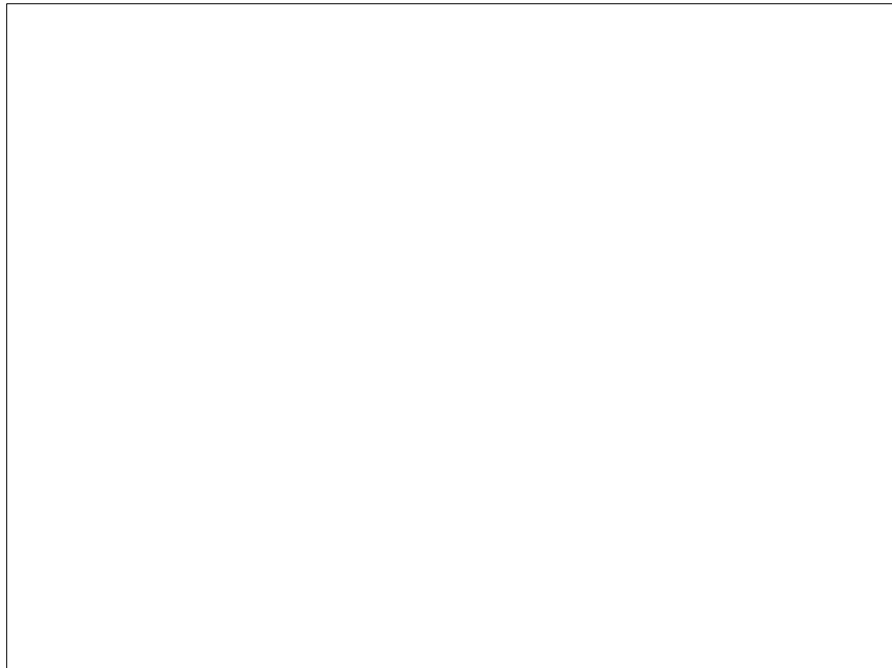
**Abb.8.24:** Mittels Rau-Detektor aufgenommenes Top BSE-Bild einer IC-Struktur. Beschleunigungsspannung:  $E = 1 \text{ keV}$ , Höhe des Ringes über der Probenoberfläche:  $d = 2 \text{ mm}$ , am Detektorring anliegende Spannung:  $U = -50 \text{ V}$ .



**Abb.8.25:** Mittels Everhardt-Thornley-Detektor aufgenommenes SE-Bild einer IC-Struktur. Beschleunigungsspannung:  $E = 1 \text{ keV}$ .

## 8.9 Überlagerte Rau-SE-Abbildung

Zur genauen Einordnung der Potentialübergänge in die Objekttopographie kann der Rau-Detektor als kombinierter Rau-SE-Detektor eingesetzt werden. Dazu befindet sich der Ring in einer Höhe von 0,2 mm über der Probenoberfläche, während am Ring +5 V Saugspannung anliegen. Dadurch werden sowohl die Potentialänderungen kapazitiv eingekoppelt, als auch die SE registriert. In Abb.8.26 ist ein überlagertes Rau-SE-Bild der Silizium-Diode zu sehen. Die Oberflächentopographie der Diode tritt nun deutlicher hervor, während die Lage des pn-Überganges im Silizium weiterhin zu erkennen ist.



**Abb.8.26:** Mittels Rau-Detektor aufgenommenes überlagertes Rau-SE-Bild einer Silizium-Diode.  
Beschleunigungsspannung:  $E = 20 \text{ keV}$ , Höhe des Ringes über der Probenoberfläche:  
 $d = 0,2 \text{ mm}$ , Saugspannung:  $U = +5 \text{ V}$ .

## 9 Diskussion und Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Rau-Detektor für den Einsatz im vorhandenen optischen Rastermikroskop und Rasterelektronenmikroskop konzipiert und aufgebaut. Die dargestellten Meßergebnisse zeigen die vielfältige Einsetzbarkeit des Rau-Detektors. Die Funktionsweise des Detektors basiert auf der kontaktfreien kapazitiven Einkopplung von Veränderungen des laser- oder elektronenstrahlinduzierten Oberflächenpotentials eines Halbleiters. Daher sind Rau-Abbildungen im SOM, welche mit einem kontinuierlichen Laserstrahl aufgezeichnet werden, differenzierte Darstellungen der Oberflächenpotentialverteilung eines Halbleiterobjektes. Diese wird ausschließlich durch das Verhältnis von Generation und Rekombination der Ladungsträger im Halbleiter bestimmt. Somit geben diese Abbildungen Aufschluß über Änderungen der Ladungsträgerkonzentration, z.B. durch pn-Übergänge, Rekombinationszentren, und Strukturen auf der Oberfläche des Präparates. Die verschiedenen Strukturen können jedoch nicht voneinander getrennt werden. Aufgrund der differenzierten Darstellung der Potentialverteilung ist die Höhe des Rau-Signales sowohl von der Rasterrichtung, der Bildaufbauzeit und der Vergrößerung des Mikroskops als auch von der Oberflächenstruktur des Präparates abhängig, weshalb eine quantitative Auswertung der Meßergebnisse schwierig ist. Dieses Abbildungsverfahren zeichnet sich jedoch durch eine schnelle Bildaufbauzeit von 100 s aus.

Ferner ist es durch den Einsatz eines Lock-In Verstärkers zur Auswertung der durch einen modulierten Laserstrahl erzeugten Rau-Signale möglich, kontinuierliche Abbildungen der induzierten Oberflächenpotentialverteilung zu erhalten. Sind keine Raumladungszonen im Halbleiter integriert, liefern kontinuierliche Rau-Abbildungen ähnliche Ergebnisse wie OBIC-Messungen, die die lokale Leitfähigkeit eines Objektes zeigen. Die Leitfähigkeit ist von denselben Faktoren abhängig wie die Erzeugung des Oberflächenpotentials. Jedoch zeigen quantitative Untersuchungen, daß die Kennlinie des Rau-Detektors nicht mit der Kennlinie des OBIC-Verfahrens übereinstimmt. Bei

der Abbildung von Halbleitern mit integrierten pn-Übergängen und Leiterbahnen, bzw. verschiedenen Halbleitereigenschaften, beeinflussen diese jeweils das Potential und sind somit auch in kontinuierlichen Rau-Bildern nicht zu trennen. OBIC-Untersuchungen, die in diesem Fall den im pn-Übergang gesammelten Photostrom abbilden, können Aufschluß über vorhandene Raumladungszonen liefern. Die maximale Auflösungsgrenze der Rau-Abbildungen kann aufgrund des benötigten Abstandes zwischen dem Objektiv und dem Präparat nicht mehr wesentlich verbessert werden und beträgt  $d = 0,6 \mu\text{m}$  im verwendeten SOM. Bei OBIC-Bildern ist eine Senkung dieser Grenze durch die Verwendung von Objektiven mit höherer Apertur möglich. Die Bildaufbauzeit beim Einsatz des Rau-Detektors beträgt aufgrund der Integrationszeit des Lock-In Verstärkers ca. 15 min., während verzerrungsfreie OBIC-Abbildungen nur 100 s benötigen. Der Vorteil des Rau-Detektors liegt jedoch in der kontaktfreien Signalaufnahme, die darüber hinaus keine Erdung des Objektes benötigt, während für OBIC-Messungen der Halbleiter kontaktiert werden muß.

Bei dem Einsatz des Rau-Detektors im SEM gelten in Bezug auf die Ladungsträgergeneration und -rekombination die gleichen Abbildungsmechanismen wie im SOM. Jedoch haben im SEM darüber hinaus die durch eingestrahelte Elektronen hervorgerufenen Potentiale, die spezifischen Leitfähigkeit des Objektes und Rückstreuungseffekte Einfluß auf die Oberflächenpotentialverteilung. Außerdem ist das Signal des Rau-Detektors im SEM von SE-Signalen, die durch das Anlegen einer negativen Spannung an den Detektorring unterdrückt werden können, und von BSE-Signalen überlagert. Zur Identifizierung von pn-Übergängen können EBIC-Abbildungen herangezogen werden, die wie OBIC-Abbildungen eine Kontaktierung des pn-Überganges voraussetzen. Für den Einsatz des Rau-Detektors muß das Präparat zur Vermeidung von Aufladungseffekten durch den Primärelektronenstrahl nur geerdet werden. Die Auflösungsgrenzen der Rau- und EBIC-Abbildungen werden im SEM durch die Größe der Anregungswolke im Halbleiter bestimmt, die für beide Verfahren in der Größenordnung weniger  $\mu\text{m}$  liegt.

Der Einsatz des Trennverstärkers bietet zusätzlich die Möglichkeit, den Rau-Detektor im SEM als Top SE- und Top BSE-Detektor zu verwenden. Diese Bilder liefern durchaus vergleichbare Ergebnisse wie konventionell erstellte SE- und BSE-



Abbildungen. Darüber hinaus ist die Nutzung des Detektors als Kelvin-Sonde zur quantitativen Bestimmung der Oberflächenpotentiale möglich.

Der Einsatz eines Rau-Detektors ist also ein ergänzendes Verfahren zur Untersuchung von Halbleitereigenschaften im SOM und SEM, das gegenüber den bekannten OBIC- und EBIC-Verfahren den Vorteil der kontaktfreien Signalaufnahme bietet und sich durch eine vielseitige Einsetzbarkeit in verschiedenen Betriebsmodi auszeichnet.

## 10 Literaturverzeichnis

- [1] H.R. Haynes, W. Shockley: Investigation of Hole Injection in Transistor Action.  
*Phys. Rev.* **75**, 691, (1949)
- [2] D.V. Lang: Deep-Level Transient Spectroscopy: A new Method to characterize Traps in Semiconductors.  
*J. Appl. Phys.* **45**, 3023, (1974)
- [3] H. Lefevre, M. Schulz: Double Correlation Technique (DDLTS) for the Analysis of Deep Level Profiles in Semiconductors.  
*Appl. Phys.* **12**, 45, (1977)
- [4] K.V. Ravi, C.J. Varker: In Semiconductor Silicon 1973.  
*The Electrochemical Society, Inc.*, 136, 670, 724, (1973)
- [5] O. Breitenstein, J. Heidenreich: Combined Electron microscopical and DLTS (esp. SDLTS) Investigations in Semiconductors.  
*J. Phys. Collqu.* **44 C4**, 207, (1983)
- [6] L.A. Kasprzak: High Resolution System for Photoresponse Mapping of Semiconductor Devices.  
*Rev. Sci. Inst.* **46**, 17, (1975)
- [7] J.W. Philbrink, T.H. DiStefano: Scanning Surface Photovoltage Study of Defects in Silicon.  
*Reliability Physics New York, NY* **13**, 159, (1975)

- [8] V.V. Aristov, O.V. Kononchuk, E.I. Rau, E.B. Yakimov: SEM Investigation of Semiconductors by the capacitance Techniques.  
*Microelectronic Engineering* **12**, 179, (1990)
- [9] R. Müller: *Grundlagen der Halbleiterelektronik*.  
6. Auflage, Springer, (1991)
- [10] J. Quincke: Der Einfluß von Nachbarschaftseffekten auf das Latch-up Verhalten von hochintegrierten CMOS-Schaltungen.  
Dissertation Univ. Köln, (1989)
- [11] L. Reimer: *Scanning Electron Microscopy, Physics of Image Formation and Microanalysis*.  
Springer, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo (1985)
- [12] W. Czaja: Response of Si and GaP pn-junctions to a 5 to 40 keV Electron Beam.  
*J. Appl. Phys.* **37**, 4236, (1966)
- [13] R. Rettig, M. Kässens, L. Reimer: Measurement of Specimen Charging in Scanning Electron Microscopy.  
*Scanning* **16**, 221, (1994)
- [14] Burr-Brown: *IC Data Book Linear Products*.  
USA (1994)
- [15] U. Tietze, Ch. Schenk: *Halbleiterschaltungstechnik*.  
6. Auflage, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, Tokyo (1983)
- [16] H.G. Unger, W. Schultz: *Elektronische Bauelemente und Netzwerke I*.  
Vieweg, Braunschweig (1971)

- [17] M. Wolff, A.E. Guille, D.J. Bell: Measurement of localized Surface Potential Difference.  
*J. Phys.* **E2**, 922, (1969)
- [18] S. Egelkamp: Abbildung ferromagnetischer Domänen mit einem optischen Rastermikroskop.  
Dissertation WWU Münster, (1990)
- [19] B. Palma: Untersuchungen magnetischer Domänen mit einem optischen Rastermikroskop.  
Diplomarbeit WWU Münster, (1993)
- [20] P. Büscher: Quantitative Kerr-Mikroskopie mit einem optischen Rastermikroskop.  
Dissertation WWU Münster, (1993)
- [21] M. Kolbe: Untersuchung der elektrischen Eigenschaften dünner Schichten großer Versetzungsdichte in Silizium mit einem Rasterelektronenmikroskop.  
Dissertation Univ. Köln, (1990)
- [22] Lord Kelvin: Contact Electricity of Metals.  
*Phil. Mag.* **46**, 82, (1898)
- [23] M. Kienle, J. Neumann, J. Otto, E. Plies: Design and Testing of a Rau-Detector.  
*Poster presented at the 11th European Congress on Electron Microscopy, (EUREM), Dublin, (1996).*

Diese Diplomarbeit wurde in der elektronenmikroskopischen Abteilung des physikalischen Institutes der Westfälischen Wilhelms-Universität angefertigt.

Herrn Prof. Dr. Helmut Kohl danke ich für die interessante Aufgabenstellung, die Förderung meiner Arbeit und seine ständige Ansprechbarkeit.

Bei allen Mitgliedern der elektronenmikroskopischen Abteilung bedanke ich mich herzlich für das gute Arbeitsklima und die hilfreiche Unterstützung.

Besonderer Dank gebührt Frau Birgit Palma für die vielen interessanten Diskussionen und die Hilfe bei der Lösung meiner Probleme.

Bei den Herren Bernd Schindler und Erik Essers bedanke ich mich, daß sie es mir ermöglichten, am Rasterelektronenmikroskop zu arbeiten.

Herrn J. Coellen danke ich für die tatkräftige Unterstützung bei der Entwicklung der Elektronik des Trennverstärkers.

Der Feinmechanischen Werkstatt danke ich für die präzise Herstellung der benötigten Hardware.

Nicht zuletzt gilt mein Dank Herrn Markus Silder für die schnelle Anfertigung der Fotos.

Ich danke meiner Mutter, die mich immer in meinen Taten unterstützt hat.

Ich versichere, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Münster, April 1997