

3 Experimentelles Vorgehen

3.1 Meßaufbau

Um die innere Quantenausbeute $Y(h\nu)$ exakt zu bestimmen, müssen optische und elektrische Messungen möglichst simultan und am selben Probenbereich durchgeführt werden. Dadurch werden Fehlereinflüsse minimiert, die auf Schichtdicken - und Barriereninhomogenitäten der Probe zurückgehen. Das Reflexions - $R(h\nu)$ und Transmissionsvermögen $Tr(h\nu)$, sowie der eingestrahlte Photonenfluß $\Phi(h\nu)$ und der photogenerierte Strom $I_{ph}(h\nu)$ im beleuchteten Teilbereich der Probe, werden gleichzeitig gemessen. Aus diesen Größen wird das Absorptionsvermögen $A(h\nu)$ der Probe und die innere photoelektrische Quantenausbeute $Y(h\nu)$ bestimmt (siehe Gl. 2.8 bzw. Gl. 2.9). Der Aufbau für die $Y(h\nu)$ Messung ist schematisch in Abb. 3.2 dargestellt.

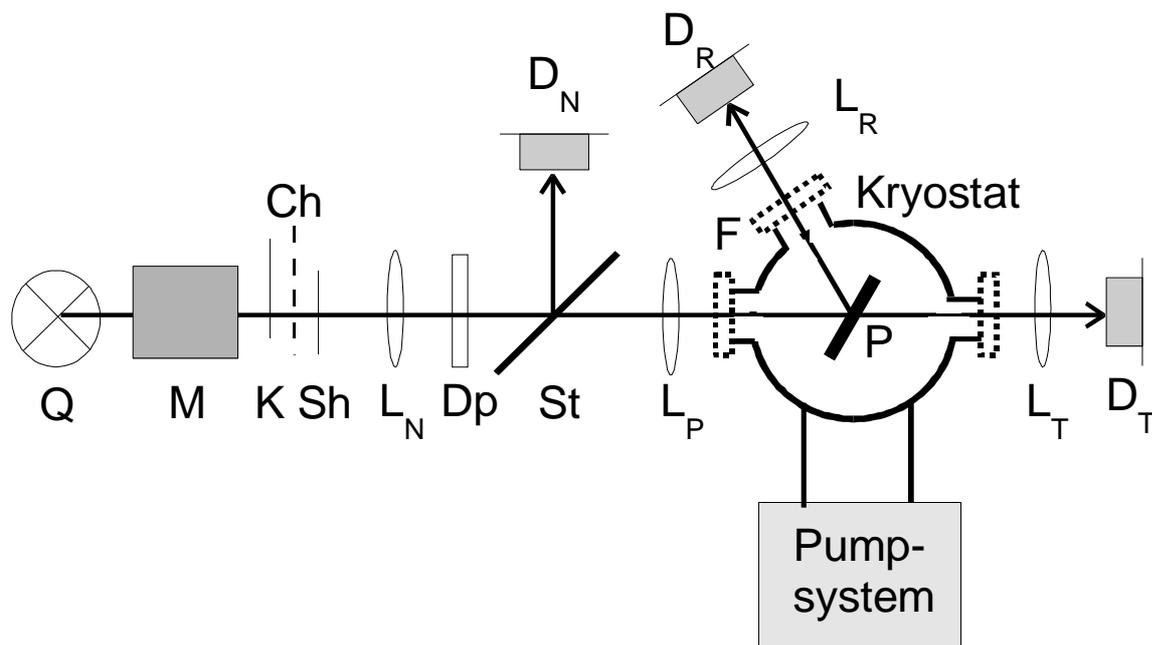


Abb.3.2 : Schematische Darstellung des photoelektrischen Messaufbaus. Die Symbole bedeuten: Probe (P), Lichtquelle (Q), Monochromator (M), Kantenfilter (K), Chopper (Ch), Shutter (Sh), Depolarisator (Dp), Strahlteiler (St), Detektoren für den Photonenfluß (D_N), Reflexion (D_R) und Transmission (D_T), abbildende Linsen ($L_{N,P,R,T}$) und Fenster (F).

Die Probe (P) ist in einem Kryostaten fixiert, der eine Temperaturvariation zwischen 95 K und 295 K ermöglicht. Der Kryostat ist mit CaF_2 - Fenstern (F) bestückt: zwei in der optischen Achse und eins im 60° Winkel für den reflektierten Strahl. Der Kryostat wird über ein Pumpsystem evakuiert, das aus einer Turbo-Molekular-Pumpe zum Vorpumpen und einer Kryopumpe für den stationären Meßbetrieb bei einem Druck von etwa 10^5 mbar besteht.

Die Probe wird je nach dem Wellenlängenbereich mit einer 150 W Xenon-Lampe (250 - 700 nm) oder einer 250 W Halogen-Lampe (400 - 3000 nm) bestrahlt (Q). Das Licht wird in einem Gitter-Monochromator (M) Spex H250 zerlegt. Bei fünf festen Wellenlängen werden Kantenfilter (K) eingefahren, die das Licht der höheren Ordnungen ausblenden.

Ein Teil des Lichts wird als Referenzstrahl an einer CaF_2 Scheibe (St) reflektiert, die im 45° Winkel im Strahlengang fixiert ist. Aus dem Signal des Referenzsensors (D_N) wird in Bezug auf die Eichung des Meßplatzes (siehe Kap. 3.2) der eingestrahlte Photonenfluß am Probenort bestimmt. Der durchgelassene Strahl trifft auf einen Ausschnitt der Probe im Winkel von $\gamma = 30^\circ$ zum Einfallslot und wird dort teilweise reflektiert, absorbiert und/oder transmittiert. Ein System von zwei CaF_2 - Linsen (L_N und L_P) und zwei Quarz - Linsen (L_R und L_T) bildet den Austrittspalt des Monochromators auf den Detektor für den Referenzstrahl (D_N), die Probe und die beiden Detektoren für Reflexion (D_R) und Transmission (D_T) ab. Die Quarzlinsen für die Reflexions- und Transmissionsmessung sind zur besseren Übersicht in Abb. 3.2 außerhalb des Kryostaten dargestellt, sie befinden sich jedoch innerhalb des Kryostaten, um noch möglichst viel des Lichts zu sammeln, daß von der Probe diffus gestreut wird.

Die aktive Fläche der Detektoren (Hamamatsu) wird nicht überstrahlt, damit die Größe der beleuchteten Fläche und Inhomogenitäten des Lichtstrahls nicht berücksichtigt werden müssen. Für den Referenzstrahl wird ein Si/PbS-Tandemsensor verwendet (D_N), mit einer aktiven Fläche von $2 \times 2 \text{ mm}^2$. Die Detektoren für Reflexion (D_R) und Transmission (D_T) sind jeweils $10 \times 10 \text{ mm}^2$ Si-Photodioden für den Wellenlängenbereich $250 \text{ nm} < \lambda < 1030 \text{ nm}$ und $5 \times 6 \text{ mm}^2$ PbS-Photoleiter für den Bereich $1040 \text{ nm} < \lambda < 3000 \text{ nm}$.

Das Licht eines Gitter-Monochromators ist bei bestimmten Wellenlängen stark polarisiert. Bei einem Einfallswinkel von 45° am Strahlteiler hat die Polarisationsrichtung des Lichts bereits Einfluß auf das Reflexionsvermögen und damit auf die Bestimmung des Photonenflusses am Probenort. Vor dem Strahlteiler befindet sich deshalb ein Depolarisator (Dp) der Firma Vision, um Fehler zu minimieren, die mit einer Vorzugspolarisation des Strahls zusammenhängen. Je nachdem wo das Licht in den Depolarisator eindringt, wird die Polarisationsrichtung

unterschiedlich stark gedreht, so daß beim Austritt des Lichts alle Polarisationsrichtungen vorhanden sind. In der optimalen Einstellung wird ein maximaler Unterschied von 16 % für die verschiedenen Polarisationsrichtungen am Si- Sensor für die Transmission (\mathcal{D}) detektiert.

Die Proben bestehen aus etwa $20 \times 20 \text{ mm}^2$ Stücken beidseitig polierter Si-Wafer, auf die durch eine Maske mehrere Filmsegmente aufgedampft sind. Diese Dünnschicht - Strukturen haben Abmessungen zwischen $1 \times 4 \text{ mm}^2$ und $6 \times 6 \text{ mm}^2$. Zur Kontaktierung ist jede Struktur durch eine zweite Maske am Rand mit einer 250 nm dicken Metallschicht verstärkt, auf die eine Goldspitze mit einer Spiralfeder aufgedrückt wird. Auf der Rückseite ist das Si-Substrat an zwei Streifen am Rand mit ohmschen Kontakten versehen (siehe Abb. 3.2).

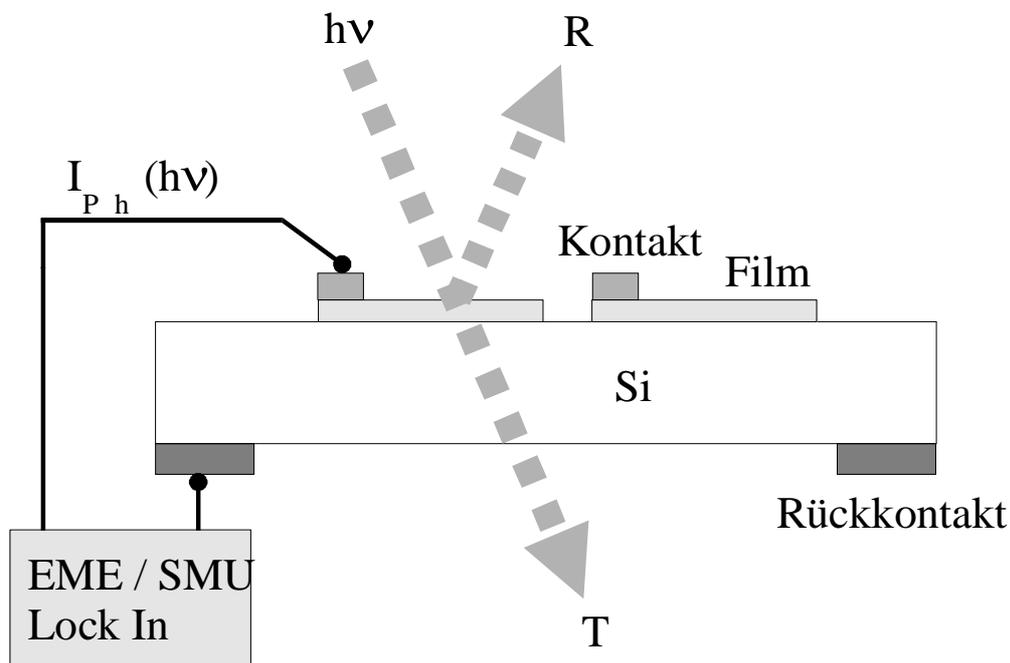


Abb. 3.2 : Schematische Darstellung der Meßstruktur unter Beleuchtung. Der photogenerierte Kurzschlußstrom $I_{Ph}(h\nu)$ der Probe wird mit einem Elektrometer (EME), einer Source Measure Unit (SMU) oder einem Lock - In Verstärker gemessen, ebenso wie das Reflexions - $R(h\nu)$ und Transmissionsvermögen $T(h\nu)$.

Für die Messung der inneren Quantenausbeute $Y(h\nu)$ wird ein Ausschnitt ($1 \times 1 \text{ mm}^2$) eines Metallfilms ($2 \times 3 \text{ mm}^2$) mit monochromatischem Licht unter einem Einfallswinkel von $\gamma = 30^\circ$ beleuchtet. Der photogenerierte Strom $I_{Ph}(h\nu, T, U)$ kann je nach Versuchsbedingungen mit einem EME 617 Keithley, einem SMU 236 Keithley oder einem „Lock In“ - Verstärker SR 530 Stanford Research gemessen werden. Im Gleichlichtmodus wird der Strahlengang mit

einem elektrisch ansteuerbaren optischen Schalter (siehe (Sh) in Abb.3.2) unterbrochen und wieder fortgesetzt. Die Zeiten mit und ohne Beleuchtung können dadurch der elektrischen Relaxationszeit der Probe angepaßt werden. Im unbeleuchteten (Dunkel)zustand ist ein Strom I_D meßbar, der seine Ursache in einem Spannungsoffset der Meßgeräte hat. Der Photostrom ist die Differenz zwischen Hellstrom $I_H(h\nu)$ und Dunkelstrom der Probe $I_{ph}(h\nu) = I_H(h\nu) - I_D$. Am geeignetsten für die Messung des Kurzschlußstroms ist das EME 617 mit einer Empfindlichkeit von 10^{-14} A und dem geringeren Spannungsoffset von etwa 60 μ V. Der SMU 236 ist eine Spannungsquelle und ein Strommeßgerät, die intern in Serie geschaltet sind. Damit kann man eine variable Spannung an die Probe anlegen, um den Potentialverlauf in der Meßstruktur gezielt zu verändern. Bei hohem Rauschanteil kann mit dem „Lock In“ - Verstärker im Wechsellichtmodus gemessen werden, bei dem der Lichtstrahl mit einem Chopper (siehe (Ch) in Abb. 3.1) zerhackt wurde. Die verwendete Chopperfrequenz (40 Hz) ist niedrig genug für die Ansprechzeiten der Si - und PbS - Detektoren, die im Millisekunden Bereich liegen. Die Relaxationszeiten der Proben können jedoch erheblich länger sein, wenn die Umbesetzung tiefer Gapzustände eine Rolle spielt.

3.2 Kalibrierung

Zur Bestimmung des absoluten Photonenflusses Φ_{ph} am Ort der Probe wurde je ein Si-Sensor und ein PbS-Sensor bei der Physikalisch Technischen Bundesanstalt (PTB) spektral geeicht. Die spektrale Empfindlichkeit wurde beim Si-Sensor zwischen 250 nm und 1200 nm mit 0.5 % Genauigkeit angegeben und beim PbS-Sensor zwischen 900 nm und 3000 nm mit 1 % bzw. 3 %. Mit den geeichten Sensoren als Proben (P) kann aus dem Signal des Referenzsensors (D_N) auf den absoluten Photonenfluß am Probenort geschlossen werden (siehe Abb. 3.1).

Das Transmissionsvermögen $Tr(h\nu)$ der Probe ergibt sich aus dem Verhältnis der Transmissions-Sensorsignale (D_T) mit und ohne Probe (imVakuum ist $Tr=1$). Das Reflexionsvermögen $R(h\nu)$ der Probe wird entsprechend bestimmt, nämlich durch Bezug auf die Reflexion einer 300 nm dicken Goldschicht auf Quarz. Dieser Referenzspiegel wurde mit einem kommerziellen Spektrometer (Perkin Elmer, Lambda 19) vermessen, das das diffus gesteuerte Licht ebenfalls detektiert, basierend auf dem Prinzip der integrierenden Ulbrichtkugel

[Hen 94]. Das gemessene Reflexionsvermögen stimmt mit den berechneten Werten für eine 300 nm dicke Au Schicht überein, mit Werten über 99 % für Wellenlängen $\lambda > 900$ nm.

In der Definition der inneren Quantenausbeute $Y(h\nu)$ steht das Absorptionsvermögen der Probe $A(h\nu)$ im Nenner (siehe Gl.2.9). Dies kann bei Metallfilmen, wegen des hohen Reflexionsvermögens, sehr niedrig sein ($<5\%$). Die Fehlerquellen in der Absorptionsmessung müssen deshalb besonders genau berücksichtigt werden. Bei der verwendeten Meßanordnung wird jeweils nur der gerichtete Anteil der Reflexion und Transmission gemessen. Damit entsteht durch die diffuse Transmission der Probe ein systematischer Fehler, ebenso wie der unterschiedliche Anteil diffuser Reflexion von Probe und Goldspiegel. Sowohl der Referenzspiegel, als auch die Dünnschichtproben auf beiseitig polierten Substraten sind optisch glatt (Rauhtiefe $\Delta d \ll \lambda$). Dann ist dieser Fehler klein, solange es keine Vielfachreflexion in der Probe gibt, die den Einfluß der vorhandenen Rauhgigkeit auf die Lichtstreuung verstärkt. Licht, das von der Probe reflektiert oder durchgelassen wird, ist anders polarisiert, als bei den Eichmessungen am 300 nm Au-Spiegel bzw. ohne Probe. Dies wirkt sich auf die effektive Empfindlichkeit des polaren Halbleiters PbS für Reflexion und Transmission aus, und geht dadurch ebenfalls als systematischer Fehler in die Messung mit ein.

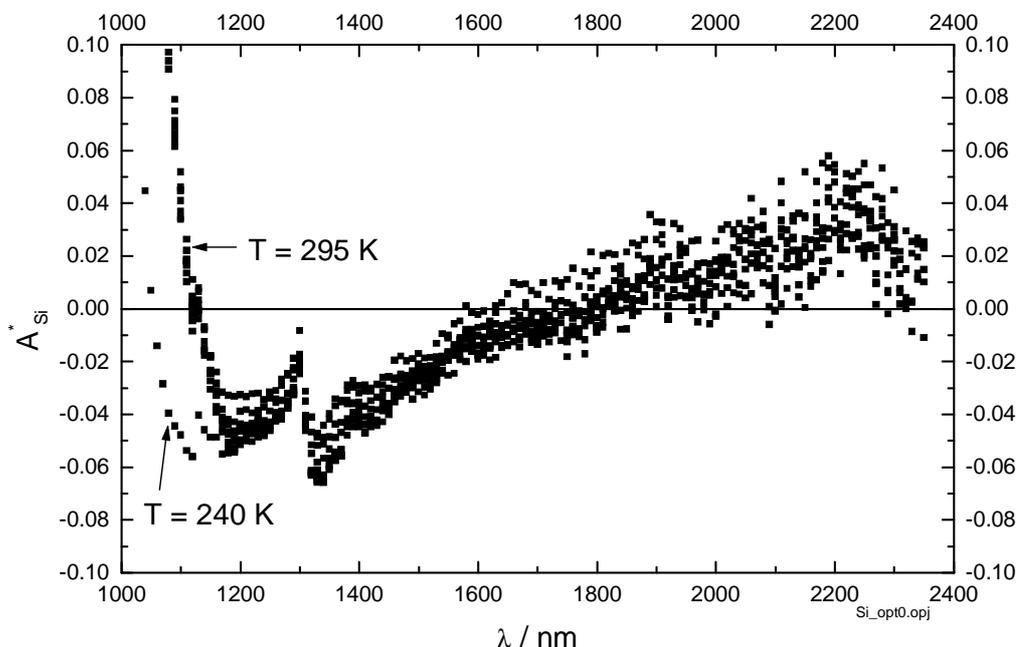


Abb. 3.3 : Scheinbarer spektraler Verlauf des gemessenen Absorptionsvermögens A_{Si}^* von beidseitig polierten Si-Wafern.

An beidseitig polierten Si-Wafern lassen sich beide Fehler am scheinbaren Absorptionsvermögen $A_{Si}^*(h\nu)$ erkennen, daß sich aus dem gemessenen Reflexions- und Transmissionsvermögen zusammensetzt. Bei Wellenlängen $\lambda > 1200$ nm ist das Absorptionsvermögen A_{Si} in kristallinem Si kleiner als 1% [Kee95]. Im Wellenlängenbereich $1100 \text{ nm} < \lambda < 2500 \text{ nm}$ zeigt $A_{Si}^*(h\nu)$ jedoch einen charakteristischen spektralen Verlauf, der an verschiedenen Si Wafern gemessen wurde (siehe Abb. 3.3). $A_{Si}^*(h\nu)$ wird oberhalb von $\lambda = 1100$ nm kleiner als Null, durchläuft zwischen 1200 und 1400 nm ein Minimum von etwa - 5 % und steigt dann monoton auf etwa + 5 % bei 2500 nm an. Die Struktur zwischen 1250 und 1400 nm hängt mit dem verwendeten Gitter im Monochromator zusammen und ist auch im spektralen Verlauf des eingestrahnten Photonenflusses erkennbar. Dieser Kurvenverlauf kann an verschiedenen Si-Wafern, mit unterschiedlicher Substratorientierung und auch bei begrenzter optischer Dejustierung reproduziert werden. Eine Temperaturänderung der Si-Probe hat nur in dem Energiebereich einen Einfluß auf den Kurvenverlauf, in dem sich auch die Bandlücke $E_G(T)$ mit der Temperatur verschiebt (vergl. Messungen bei 240 K und 295 K in Abb. 3.3).

Beim Wechsel vom Si - auf den PbS-Sensor bei $\lambda = 1040$ nm kommt es zu einem systematischen Sprung des gemessenen Reflexions- und Transmissionsvermögens, das den Versatz von $A_{Si}^*(h\nu)$ um etwa -5 % bewirkt (siehe Abb.3.3). Die Korrektur des jeweiligen Sprungs in $R(h\nu)$ und $Tr(h\nu)$ wird aus den Steigungen der Meßkurve vor und nach dem Sensorwechsel ermittelt. Die Werte des PbS-Sensors werden um einen konstanten Betrag verschoben, so daß die jeweilige Meßkurve im Bereich des Sensorwechsels zwischen $1030 \text{ nm} < \lambda < 1040 \text{ nm}$ mit der gemittelten Steigung verläuft.

Der Anstieg von $A_{Si}^*(h\nu)$ um 10 % zwischen 1200 und 2500 nm kann mit der diffusen Lichtstreuung an den nicht perfekt glatten Si Oberflächen erklärt werden, die sich durch die Vielfachreflexionen mit zunehmender Wellenlänge verstärkt. Der relative Anteil des nicht detektierten Lichts ergibt sich rechnerisch aus der Forderung für das Absorptionsvermögen im Si $A_{Si}(\lambda > 1200 \text{ nm}) = 0$. Für die Korrektur der diffusen Streuung wird als Näherung das fehlende Licht allein der Transmissionsmessung zugeordnet. Da die Proben von der Metallseite bestrahlt werden, nimmt nur das Licht an den Vielfachreflexionen im Si teil, das den dünnen Metallfilm durchdringt. Die diffuse Streuung wirkt sich dadurch stärker auf die Transmission, als auf die Reflexion aus. Rechnerisch wird die diffuse Streuung für Wellenlängen > 1200 nm

nach Gl. (3.3) berücksichtigt, indem das gemessene Transmissionsvermögen der Probe $Tr_P^M(h\nu)$ mit einer spektralen Korrekturfunktion multipliziert wird, die aus der Mittelung mehrerer Absorptionsmessungen $A_{Si}^M(h\nu)$ an verschiedenen Si-Substraten bestimmt wurde.

$$Tr_P^K(h\nu) = Tr_P^M(h\nu) \cdot \left(1 + \frac{\langle A_{Si}^M \rangle}{\langle T_{Si}^M \rangle} \right) \quad ; \quad R^K = R^M$$

(3.3)

Die Indizes K und M beziehen sich jeweils auf die korrigierten bzw. auf die gemessenen Größen, die Indizes P und Si stehen für Probe bzw. Si-Wafer. Wird die Korrekturfunktion auf eine Messung am Si-Wafern angewendet, verläuft die entsprechende korrigierte Absorption für Wellenlängen > 1200 nm nahezu konstant beim Wert 0 (siehe Abb. 4.5).

Die Kurven in Abb. 3.3 sind in Richtung der Absorptionsachse in einer Breite von etwa ± 0.02 gegeneinander verschoben. Diese Verschiebung stellt die statistische Abweichung der Meßreihen untereinander dar. Nach der Korrektur der o.g. systematischen Fehler kann das Absorptionsvermögen deshalb mit einer absoluten Genauigkeit von $\Delta A = \pm 0.02$ angegeben werden.

Die Genauigkeit, mit der die innere Quantenausbeute $Y(h\nu)$ bzw. der Emissionskoeffizient C_0 (siehe Gl. 2. 12) bestimmt werden kann, hängt nach Gl. 3.4 empfindlich vom Absorptionsvermögen der Probe ab, wenn diese in die Größenordnung des Absorptionsfehlers ΔA kommt.

$$\frac{Y^{\min, \max}}{Y} = \frac{C_0^{\min, \max}}{C_0} = \frac{A}{A \pm \Delta A} \quad (3.4)$$

Die Indices min und max stehen für die untere bzw. obere Fehlergrenze von Y bzw. C_0 .

3.3 Probenherstellung

Der Transport angeregter Ladungsträger über die Schottky-Barriere wurde an zwei verschiedenen Dünnschicht-Metall-Halbleiter Systemen untersucht: Au/Si und $CoSi_2/Si$. Dafür

wurden jeweils mehrere Probenserien in unserer Arbeitsgruppe hergestellt [Rab96]. Die Filmdicken d variierten zwischen $4.5 \text{ nm} < d < 40 \text{ nm}$ bei Hochvakuum (HV)-präparierten Au/Si Schichten und $3.5 \text{ nm} < d < 20 \text{ nm}$ bei Ultrahochvakuum(UHV)-präpariertem CoSi_2/Si . Das System Au/Si eignet sich besonders gut für die Untersuchung der Streuprozesse angeregter Ladungsträger, weil bei diesen Materialien die entsprechenden Parameter bekannt sind (optische Konstanten, mittlere freie Weglängen für Elektron-Elektron - und Elektron - Phonon-Stöße, Fermi-Energie, effektive Massen). Au zeichnet sich auch durch seine hohe Stabilität an Luft gegen Oxidation aus, was die Probenhandhabung erheblich vereinfacht. Allerdings wächst Au bei Zimmertemperatur polykristallin auf Si (siehe Abb. 3.4) wodurch bei diesem System zusätzlich der Einfluß der Korngrenzen und der rauhen Goldoberfläche auf den Ladungstransport berücksichtigt werden muß. Bei der Hochvakuum-Präparation werden auch Fremdatome in den Film eingebaut, die als Streuzentren für elastische Stöße wirksam werden. Im UHV hergestellte $\text{CoSi}_2/\text{Si}(111)$ Schichten können sowohl epitaktisch monokristallin als auch polykristallin gewachsen werden (siehe Abb. 3.5). Sie haben den Vorteil einer homogenen Schichtdicke, einer abrupten Grenzfläche ohne Verunreinigungen und vernachlässigbarer Störstellenstreuung. Zudem kann an diesem Materialsystem der Einfluß der Korngrenzenstreuung untersucht werden [Roc96]. CoSi_2 ist ebenso wie Au an Luft stabil, die oben genannten Materialparameter sind jedoch nicht so genau vermessen, wie bei Au.

3.3.1 Substrate

Als Substrate wurden Silizium-Wafer (Czochralski (CZ) - Material) verwendet, die zwischen $230 \mu\text{m}$ und $320 \mu\text{m}$ dick waren. Diese wurden für die optischen Messungen beidseitig poliert. Die Serien unterscheiden sich durch die Orientierung der Substrate, den Leitungstyp und die Dotierung (siehe Tab. 3.1).

Für die Au/Si Proben wurden als Substrate $20 \times 20 \text{ mm}^2$ Stücke der Si-Wafer verwendet. Diese wurden zunächst einem RCA - Prozeß (Kern - Reinigung) [Ker70] unterzogen, um organische und metallische Adsorbate, sowie Partikel zu entfernen. Unmittelbar vor der Filmdeposition wurde das SiO_2 mit einem " HF-Dip " (1-5 % HF) entfernt. Die freien Bindungen auf der Siliziumoberfläche sind dann mit Wasserstoff abgesättigt, der eine erneute Oxidation der Substratoberfläche an Luft, während des Einbaus in die HV - Anlage (einige Minuten), verhindert [Ang97].

Leitungstyp	Orientierung	spez. Widerstand/ Ωcm	Dotierung / cm^{-3}
n	(100)	10 - 20	$3 \cdot 10^{14}$
n	(111)	10 - 20	$3 \cdot 10^{14}$
n	(111)	4 - 8	$8 \cdot 10^{14}$
n	(111)	75 - 125	$5 \cdot 10^{13}$
p	(111)	75 - 125	$1.5 \cdot 10^{14}$

Tab. 3.1: Charakteristika der Si - Substrate (beidseitig polierte Wafer aus Czochralski (CZ) - Material).

Für die CoSi_2/Si Proben wurden n-Si(111) Substrate, mit einem spezifischen Widerstand von $\rho = 5 \Omega\text{cm}$ bzw. $N_d = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ verwendet. Nach der Kern - Reinigung erfolgte die Entfernung des SiO_2 von den Substraten in situ in der MBE Anlage.

3.3.2 Filmdeposition

Unmittelbar nach der Substratreinigung wurden die Goldfilme im Hochvakuum ($3 \cdot 10^{-6}$ mbar Basisdruck) mit der gewünschten Schichtdicke durch eine Maske strukturiert aufgedampft. Die Schichtdicke wurde in situ mit einem Schwingquarz kontrolliert. Die Verstimmung des Schwingquarzes ist ein Maß für die Schichtdicke. Um die Korrelation zwischen Quarzverstimmung und Aufdampfrate herzustellen, wurde zu Beginn der Depositionsserie eine etwa 250 nm dicke Au Schicht auf Si aufgedampft und die Schichtdicke mit einem Profilometer (alpha-step) bestimmt.

Die Substrate wurden während der Filmabscheidung nicht geheizt, weil bei Substrattemperaturen $T_s > 400 \text{ K}$ die Bildung von Goldsilizid einsetzt [Sum97]. In einem zweiten Depositionsschritt wurden die einzelnen Probenstrukturen durch eine weitere Maske in situ mit 300 nm Au kontaktiert (siehe Fig. 3.2). Auf einem Substrat erhält man 9 Proben mit Flächen zwischen $1 \times 3 \text{ mm}^2$ und $6 \times 6 \text{ mm}^2$.

AFM - Messungen zeigen, daß die Au Filme polykristallin auf Si wachsen (siehe Abb. 3.4) [Wüz98].

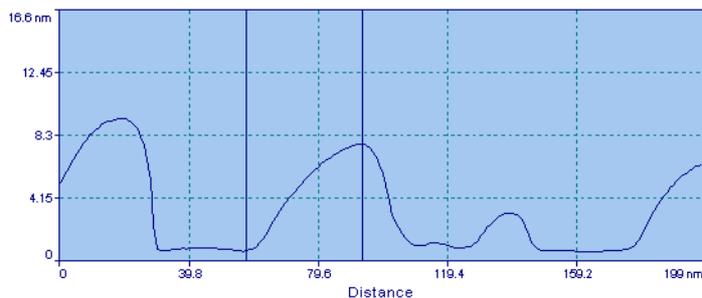
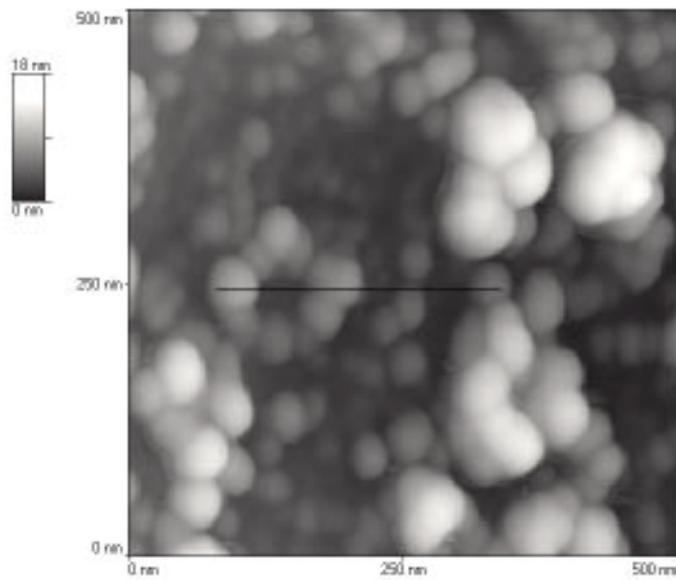


Abb. 3.4: AFM - Bild eines durchschnittlich 7 nm dicken Au/Si Films ($500 \times 500 \text{ nm}^2$). Der „linescan“ entspricht der schwarzen Linie in der Aufsichtdarstellung [Wüz98].

Der Kristallitdurchmesser beträgt bei den dünnsten Filmen ($d \approx 5 \text{ nm}$) etwa 35 - 60 nm und vergrößert sich auf 50 - 80 nm bei Schichtdicken $d \approx 40 \text{ nm}$. Die durchschnittliche Rauigkeit der Filme (Höhenunterschied zwischen Kristallitmaximum und Korngrenze) steigt ebenfalls mit zunehmender Schichtdicke von etwa 1 - 7 nm bei mittleren Filmdicken $d \approx 5 \text{ nm}$ auf 10 - 20 nm bei $d \approx 40 \text{ nm}$. Bei dieser Rauigkeit ist anzunehmen, daß auch 5 nm dicke Filme bereits zusammenhängend, möglicherweise aber noch nicht vollständig geschlossen sind.

CoSi_2 Schichten wurden in unserer Arbeitsgruppe [Sta97] im Ultrahochvakuum (UHV) durch Molekularstrahl Epitaxie (MBE) auf n-Si(111) Substraten abgeschieden. Die beidseitig polierten Wafer (2 Zoll Durchmesser) wurden zunächst bei 1150 K mit 3 nm Si bedampft, um SiO_2 auf der Oberfläche zu SiO zu reduzieren, welches schon bei dieser relativ niedrigen

Temperatur abdampft. Auf die so entstandene Si Oberfläche mit einer 7x7 Überstruktur wurde eine 10 nm dicke Si - Zwischenschicht bei 1000 K aufgedampft, um eventuell verbleibende Verunreinigungen zu vergraben.

Auf diese reine Si Oberfläche wurden Co und Si im stöchiometrischen Verhältnis bei Raumtemperatur aufgedampft. Die Aufdampfraten wurden mit "Centinels" kontrolliert. Bei dieser Methode wird der jeweilige Atomstrahl optisch angeregt und die Intensität einer charakteristischen Wellenlänge mit einem geeichten Wert verglichen. Zuerst wurde eine 4 nm dicke Schicht aus Co und Si aufgedampft. Diese wurde 5 min bei 620 K getempert, um dabei zu CoSi_2 durchzureagieren. Auf diese „template“-Schicht wurden bei Raumtemperatur wieder 4 nm Co und Si aufgedampft und bei 620 K getempert. Diese Schrittfolge wurde wiederholt, bis die gewünschte Schichtdicke erreicht war. Bei 620 K Temperung wächst CoSi_2 in der polykristallinen Modifikation, mit 10-20 nm Kristallitdurchmesser (siehe Abb. 3.5a).

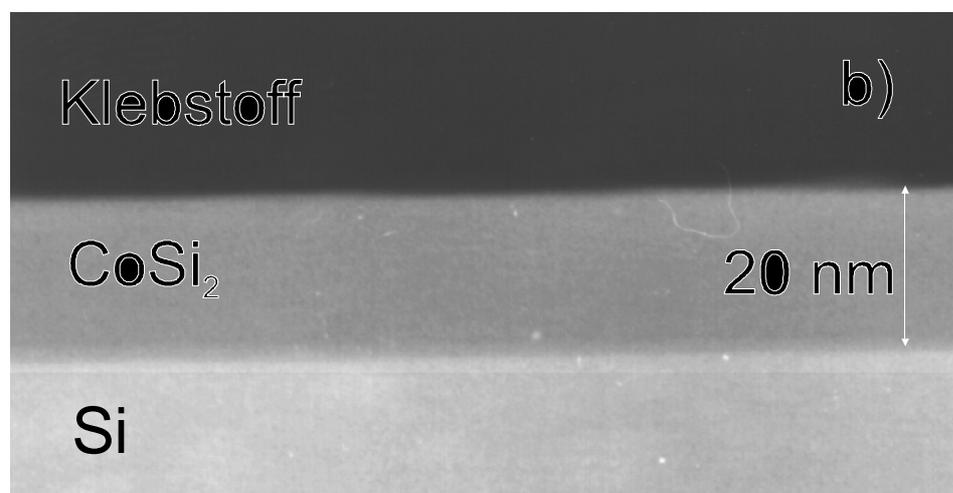
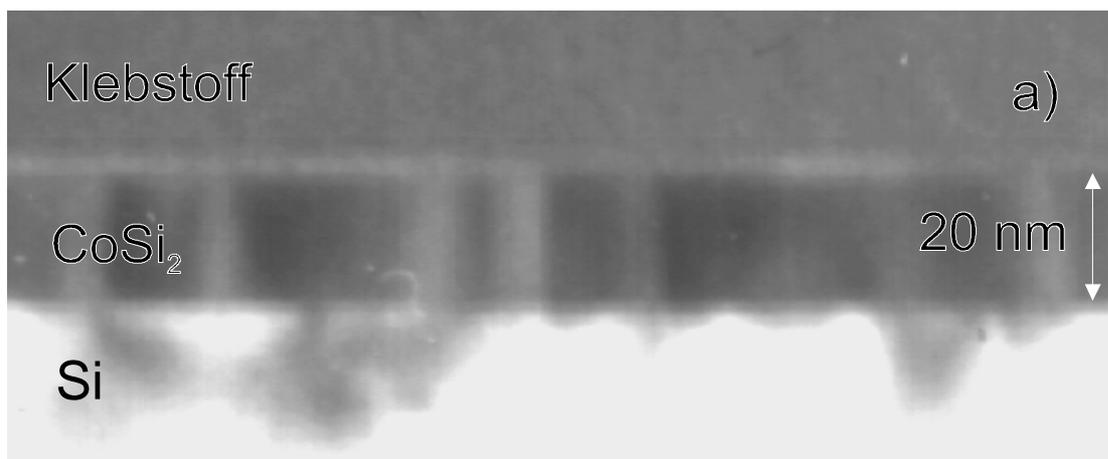


Abb. 3.5: TEM - Bilder von 20 nm dicken polykristallinen (a) und einkristallinen (b) $\text{CoSi}_2/\text{n-Si}(111)$ Heterostrukturen [TEM97].

Um einkristalline Schichten zu erhalten (siehe Abb. 3.5b), wurde die Abschlußtemperatur bei 890 K durchgeführt. Das Filmwachstum sowie die Ausbildung der 7×7 Si Überstruktur am reinen Si-Substrat wurden in situ mit RHEED überprüft.

3.3.3 Rückkontakte

Für die elektrischen Messungen sind ohmsche Rückkontakte erforderlich, die die Charakteristik des Dünnschicht-Silizium Heteroübergangs nicht verfälschen. Eine InGa-Legierung (etwa 50 % In und 50 % Ga), die bei Raumtemperatur flüssig ist, bildet auf Si einen ohmschen Kontakt. Diese Legierung wurde mit einer Nadel auf der Rückseite ins Si eingekratzt, allerdings nur auf zwei schmalen Streifen am Rand des Substrats, so daß die Rückseite der Probenstrukturen nicht verdeckt wurde (siehe Abb. 3.2). Der ohmsche Charakter des InGa-Kontakts auf Si wurde durch Strom-Spannungs-Kennlinien überprüft, wobei die Spannung zwischen zwei getrennten InGa-Kontakten auf demselben Substrat anlag.