

4 Optische Eigenschaften

Die Bestimmung der inneren photoelektrischen Quantenausbeute $Y(h\nu)$ setzt die Kenntnis des Absorptionsvermögens der Metallschicht $A_{\text{Metall}}(h\nu, d)$ voraus. Experimentell hat man Zugang zum gesamten Absorptionsvermögen der Probe

$$A(h\nu, d) = 1 - R(h\nu, d) - \text{Tr}(h\nu, d) = A_{\text{Au}}(h\nu, d) + A_{\text{Si}}(h\nu, d) \quad (4.1)$$

durch die Messung des Reflexions - $R(h\nu, d)$ und Transmissionsvermögens $\text{Tr}(h\nu, d)$. Im Energiebereich unterhalb der Bandlücke des Halbleiters $h\nu < E_G$ findet Absorption nur noch im Metall statt.

Theoretisch hat man ebenfalls Zugang zum Absorptionsvermögen des Metallfilms $A_{\text{Metall}}(h\nu, d)$, wenn die optischen Konstanten $n(h\nu)$ und $k(h\nu)$ der beiden massiven Materialien bekannt sind. Für Au [Wea90] und Si [Pal85] ist dies der Fall. Dadurch können am System Au/Si gemessene und berechnete optische Spektren verglichen werden.

In diesem Kapitel wird zunächst eine kurze Einführung in die Grundlagen der Optik an einem Vielschichtsystem gegeben, die im Rahmen der klassischen Elektrodynamik beschrieben werden kann. Anschließend werden optische Ergebnisse an den Systemen Au/Si und CoSi_2/Si im Bereich $3.1 \text{ eV} > h\nu > 0.73 \text{ eV}$ dargestellt.

Aus dem Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Reflexionsspektren $R(h\nu, d)$ von Au/Si wird die mittlere Schichtdicke der Au Filme mit $\pm 5\%$ Genauigkeit bestimmt (siehe Abb. 4.5). Im Widerspruch zum theoretischen Modell, steigt das gemessene Absorptionsvermögen $A_{\text{Au}}(d)$ der Au Schichten ($4.5 \text{ nm} < d < 20 \text{ nm}$) im Energiebereich $h\nu < 1 \text{ eV}$ mit abnehmender Schichtdicke d um etwa einen Faktor 7 an (siehe Abb. 4.7). Daran zeigt sich, daß die optischen Konstanten $n(h\nu, d)$ und $k(h\nu, d)$ von dünnen Au Filmen schichtdickenabhängig sind. Dieser Punkt wird in Kap.6.1 diskutiert.

4.1 Theoretische Grundlagen

Die optischen Eigenschaften eines Materials lassen sich im Rahmen der klassischen Elektrodynamik vollständig beschreiben, wenn seine komplexe dielektrische Funktion $\epsilon(\omega)$ bzw. die optischen Konstanten $n(\omega)$ und $k(\omega)$ bekannt sind. Sie hängen über die Beziehung

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_1 + i \epsilon_2 = (n + i k)^2 = \bar{n}^2(\omega) \quad (4.2)$$

zusammen, wobei $\bar{n}^2(\omega)$ der komplexe Brechungsindex ist. Die dielektrische Funktion $\epsilon(h\nu)$ ist eine makroskopische Größe, die die Ausbreitung des Lichts in dem jeweiligen Medium beschreibt. Sie enthält die Information über die mikroskopische Reaktion der Ladungen im Medium auf die Störung durch ein zusätzliches elektrische Feld $\overset{p}{E}$.

Wenn Licht aus dem Medium (1) auf die Grenzfläche zum Medium (2) trifft, wird ein Teil des Lichts der Energie $h\nu$ bzw. $\eta\omega$ reflektiert, wenn sich die optischen Konstanten beider Medien unterscheiden. Theoretische Grundlage für die Berechnung der reflektierten und der durchgelassenen elektromagnetischen Welle ist die Lösung der Maxwell-Gleichungen Gl. (4.3) am Ort der Grenzfläche $\overset{p}{x}_0$ zu einem festen Zeitpunkt t_0 .

$$\epsilon_0 \cdot \epsilon(\omega) \cdot \text{div} \overset{p}{E}(\overset{p}{x}_0, t_0, \omega) = 0 \quad (4.3 \text{ a})$$

$$\text{rot} \overset{p}{E}(\overset{p}{x}_0, t_0, \omega) = 0 \quad (4.3 \text{ b})$$

ϵ_0 ist die elektrische Feldkonstante. Das Gleichungssystem (4.3 a, b) lässt sich mit dem Ansatz einer ebenen Welle

$$\overset{p}{E}(\overset{p}{x}, t) = \overset{p}{E}_0 \cdot e^{-i(k \cdot \overset{p}{x} - \omega t)} \quad (4.3)$$

c)

lösen, die unter dem Winkel γ auf die Grenzfläche zwischen beiden Medien einfällt. ω ist die Kreisfrequenz und k^p der Wellenzahlvektor der ebenen Welle mit der Amplitude E_0^p .

In einem Vielschichtsystem (siehe Abb. 4.1) kann ein Strahl an den inneren Grenzflächen mehrfach reflektieren, wenn die optische Eindringtiefe des Lichts (Skintiefe) $\delta = \frac{\lambda}{4\pi \cdot k}$ größer als die jeweiligen Schichtdicken $\delta > d$ ist.

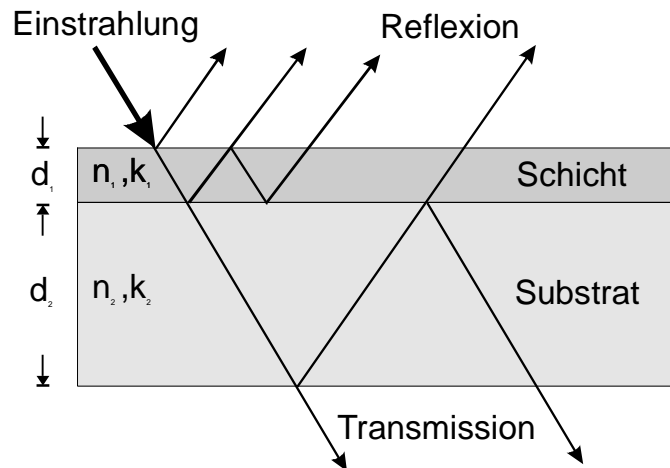


Abb. 4.1 : Strahlengang in einem Zweischichtsystem (Schichtdicken d_1 und d_2 und optische Konstanten n_1, k_1 bzw. n_2, k_2).

Diese Vielfachreflexionen bzw. -brechungen lassen sich iterativ für das Schichtsystem berechnen [EIA90]. Wenn die optischen Konstanten der beteiligten Schichten bekannt sind, erhält man das theoretische Reflexions- $R(h\nu, d)$ und Transmissionsvermögen $T(h\nu, d)$ des Vielschichtsystems, in Abhängigkeit der Photonenenergie und der Schichtdicken.

Für Au und Si sind die optischen Konstanten $n(h\nu)$ und $k(h\nu)$ des massiven Materials bekannt [Wea90] bzw. [Pal85]. Der charakteristische Verlauf der gemessenen optischen Spektren (siehe Kap. 4.2) wird durch die optischen Konstanten bestimmt. Der niedrigste Interbandübergang bei Au ist der direkte Übergang $L_{32} \rightarrow L_2$ bei etwa $h\nu = 2.45$ eV bzw. $\lambda \approx 500$ nm [Coo65]. Er ist am steilen Anstieg von $n(h\nu)$ in Abb. 4.2 zu erkennen. Bei kleineren Photonenenergien verhält sich Au wie ein freies Elektronengas im Festkörper (Drude Modell). Die Elektronen folgen dem Anregungsfeld und schirmen es ab, was zu einem hohen Reflexionsvermögen $R(h\nu)$ nahe 1 führt. Die Bewegung der Elektronen wird durch Stöße mit

Elektronen und Phononen im Metallgitter gedämpft. Dem entspricht eine charakteristische Intradbandrelaxationszeit $\tau_{Au}(h\nu) = \frac{\epsilon_1}{\omega \cdot \epsilon_2}$, die im allgemeinen eine Funktion der Anregungsenergie ist.

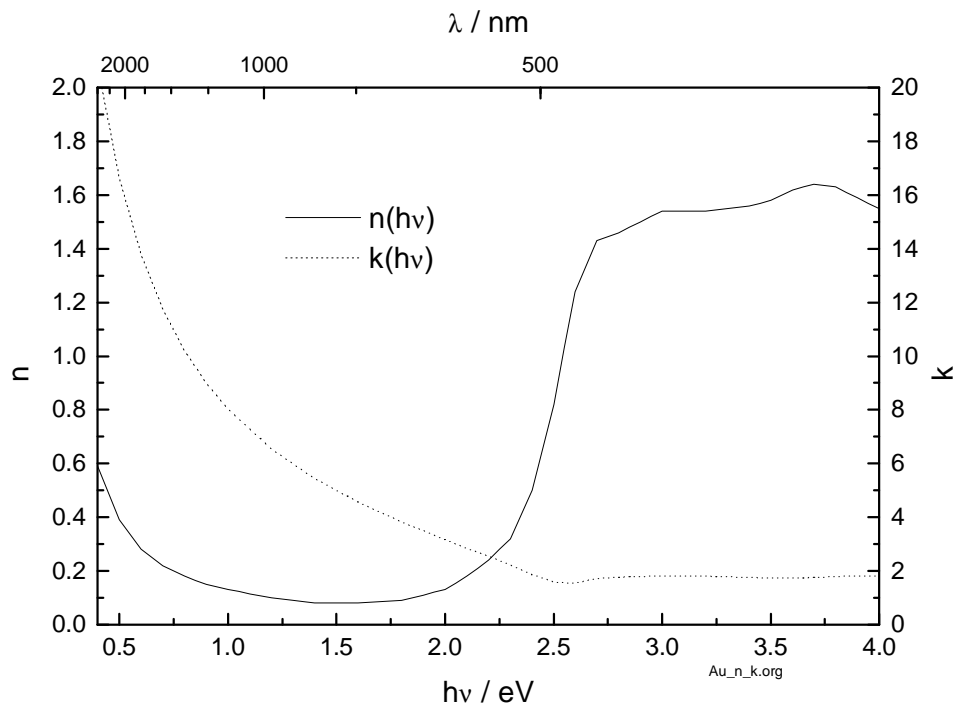


Abb. 4.2 : Spektrale Abhängigkeit der optischen Konstanten $n_{Au}(h\nu)$ und $k_{Au}(h\nu)$ von Au [Wea90].

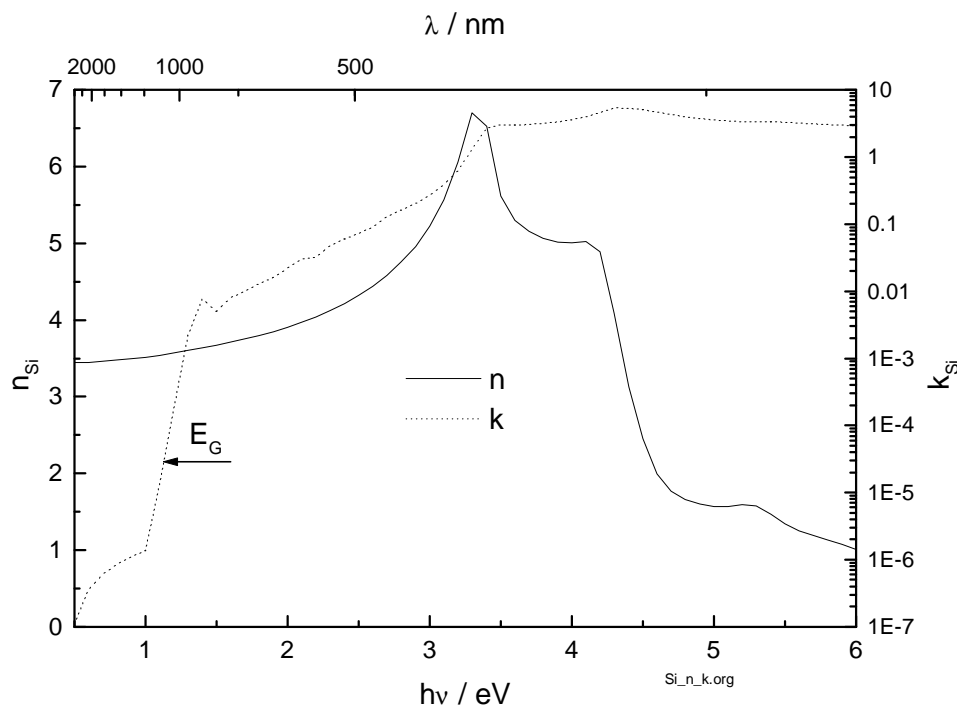


Abb. 4.3: Optische Konstanten $n(h\nu)$ und $k(h\nu)$ von massivem Si [Pal85].

Im Bereich zwischen $1 \text{ eV} < h\nu < 1.4 \text{ eV}$ steigt $k(h\nu)$ um 4 Größenordnungen an. Dies entspricht dem Einsatz der Absorption im Si, wenn Elektronen über die indirekte Bandlücke ($E_G(300\text{K})=1.12 \text{ eV}$ [Sze81]) angeregt werden können. Wenn die Photonenenergie $h\nu < 1 \text{ eV}$ ist, werden bereits mindestens zwei Phononen benötigt, um noch Elektronen anzuregen. Der charakteristische spektrale Verlauf von $k(h\nu)$ beim 1 - Phonon Prozeß ($1 \text{ eV} < h\nu < 3.3 \text{ eV}$) wiederholt sich in ähnlicher Weise bei den Mehr - Phononen Prozessen [Kee95]. Die direkten Übergänge im Si, sind an den Strukturen von $n(h\nu)$ und $k(h\nu)$ $h\nu > 3.3 \text{ eV}$, bei zu erkennen. Zu niedriger Energie hin nähert sich der Brechungsindex dem statischen Wert $n(\omega=0) = 3.4$.

4.2 Optische Ergebnisse an Au/Si

4.2.1 Reflexionsspektrum $R(h\nu, d)$ und Schichtdickenbestimmung

Während der Filmdeposition von Au/Si wurde die Aufdampftrate mit einem Schwingquarz kontrolliert, der simultan mitbedampft wurde (siehe Kap. 3.3.2.1). Vergleicht man das Reflexionsvermögen $R(h\nu)$ von Proben mit derselben vorgegebenen Filmdicke, so sind diese deutlich unterscheidbar, was auf eine ungenaue Bestimmung der Schichtdicke aus der Schwingquarzverstimmung schließen läßt.

Die Schichtdickenabhängigkeit des Reflexionsspektrums kann bei Au/Si ebenfalls dazu genutzt werden, die mittlere Filmdicke zu bestimmen. Aber der Fehler, der aus den numerischen Rechengenauigkeit und den z.T. nur ungenau bekannten optischen Konstanten und Schichtdicken resultiert, wächst mit der Anzahl und der Transparenz der beteiligten Schichten. Für die Dickenbestimmung des Films aus dem gemessenen Reflexionsvermögen $R(\lambda, d)$ ist es deshalb zweckmäßig, einen Wellenlängenbereich zu wählen, der im Substrat vollständig absorbiert werden kann. Dann finden Vielfachreflexionen nur im dünnen Film statt, und die Abhängigkeit von der Substratdicke entfällt. Dies ist bei Si Substraten für $\lambda < 900 \text{ nm}$ der Fall (vgl. Abb.4.6). Der spektrale Verlauf des gemessenen Reflexionsvermögens $R(\lambda, d)$ von Au/Si wurde unter Verwendung der optischen Konstanten von massivem Au [Wea90] und Si [Pal85], in Zusammenarbeit mit M. Poschenrieder, mit Hilfe des kommerziellen Programms „Scout“ simuliert (siehe Abb. 4.4).

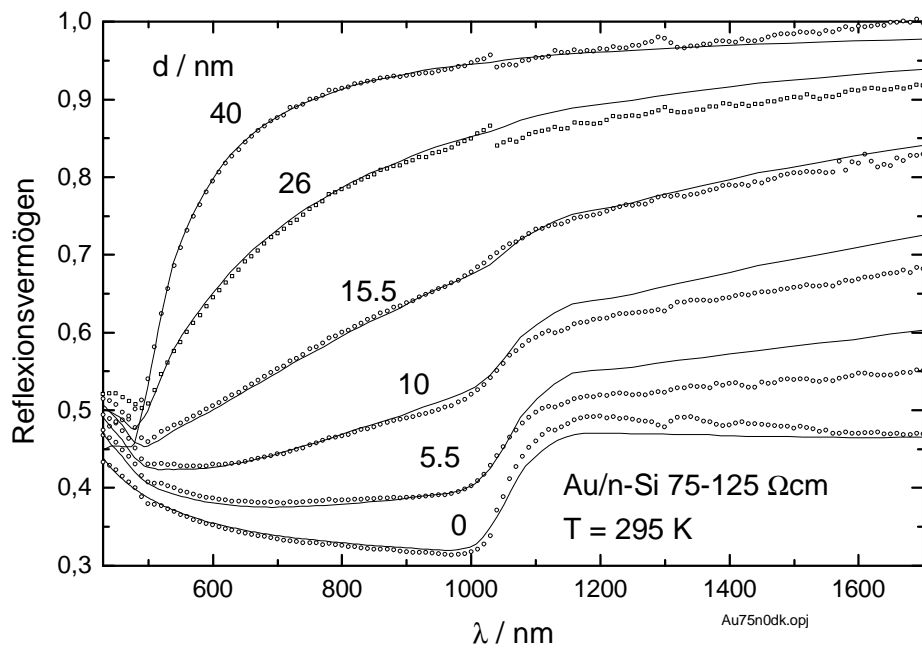


Abb. 4.4 : Spektraler Vergleich zwischen gemessenem (•) und berechnetem (durchgezogene Linien) Reflexionsvermögen $R(\lambda, d)$ einer Au/Si(111) Schichtdickenserie ($\rho_{Si}=75-125\Omega\text{cm}$) bei 295 K.

Die angenommenen Au Schichtdicken wurden dabei so variiert, daß die berechneten Spektren im Bereich $500\text{ nm} < \lambda < 1000\text{ nm}$ mit dem gemessenen Reflexionsvermögen $R(\lambda, d)$ möglichst gut übereinstimmen. Die gemessenen Kurven sind nach dem Verfahren, das in Kap 3.3 vorgestellt wurde, näherungsweise um dem diffus gestreuten Anteil des Lichts korrigiert.

Das Reflexionsspektrum des Systems Au/Si zeigt mit wachsender Au Schichtdicke einen stetigen Übergang von dem Spektrum des reinen Si zu dem des massiven Au. Im Bereich zwischen 500 und 1000 nm hat das Reflexionsvermögen von Au/Si bei mittleren Schichtdicken größer als 15 nm eine negative Krümmung, bei dünneren Schichten eine positive. Die Steigung der Meßkurven ist bei den dünneren Schichten etwas geringer, als berechnet. Dies korreliert in der Tendenz mit Schichtdickenfluktuationen, die bei den untersuchten Au - Filmen typisch 10 nm betragen (siehe Abb. 3.4). Aus der guten spektralen Übereinstimmung zwischen gemessenem und simuliertem Reflexionsvermögen $R(\lambda, d)$ für $500\text{ nm} < \lambda < 1000\text{ nm}$ läßt sich die mittlere Au Schichtdicke mit einer relativen Genauigkeit von $\pm 5\%$ bestimmen.

Im Bereich zwischen 1000 und 1100 nm steigt das Reflexionsvermögen sprunghaft an, was auf die Rückseitenreflexion des nun transparent werdenden Si-Substrats zurückzuführen ist (vgl.

Abb. 4.6). Dieser Beitrag wirkt sich um so stärker aus, je dünner die Schicht ist. Das gemessene Reflexionsvermögen ist in diesem Bereich bei den dünnsten Filmen bis zu 8 % geringer als berechnet. Dies wird in Kap. 6.1 mit dem „optical - size effect“ diskutiert.

Die optisch erhaltenen Schichtdicken d sind im Vergleich mit der Schwingquarzmethode für verschiedene Probenserien in Abb. 4.5 dargestellt.

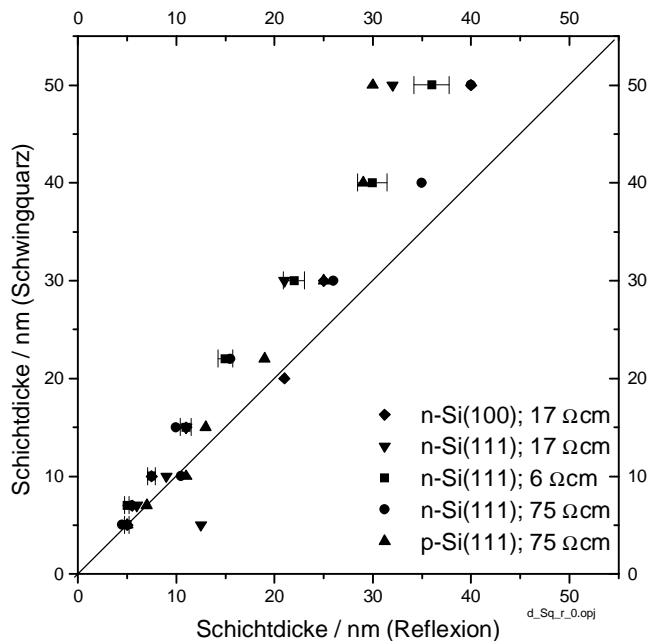


Abb. 4.5 : Vergleich der Schichtdickenbestimmung über das Reflexionsvermögen $R(h\nu, d)$ und die Schwingquarzmethode für verschiedene Au/Si Probenserien.

Die Schwingquarzmethode ergibt Schichtdicken, die systematisch um etwa einen Faktor 1.3 höher liegen, als die optisch bestimmten. Dies kann mit der Bezugsmessung für die Schwingquarzverstimmung zusammenhängen, weil die Referenzschichtdicke von 250 nm für das verwendete Profilometer (alpha step) an der unteren Grenze des Arbeitsbereichs liegt.

Proben, die nach der Schwingquarzvorgabe identische Schichtdicken haben sollten, können mit der Reflexionsmessung deutlich unterschieden werden. Von einigen Ausreißern abgesehen, kann demnach der statistische Fehler der Schwingquarzmessung mit $\pm 15\%$ angenommen werden. Im Folgenden werden für das System Au/Si die mittleren Schichtdicken verwendet, die aus der Reflexionsmessung mit $\pm 5\%$ Fehler abgeleitet wurden.

4.2.2 Transmissionsvermögen $Tr(h\nu, d)$

Die Transmissionsspektren $Tr(\lambda, d)$ der Au- Serie auf Si(111) Substraten ($\rho_{Si} = 4-8 \Omega\text{cm}$) sind in Abb. 4.6 dargestellt. Sie wurden bei 295 K gemessen.

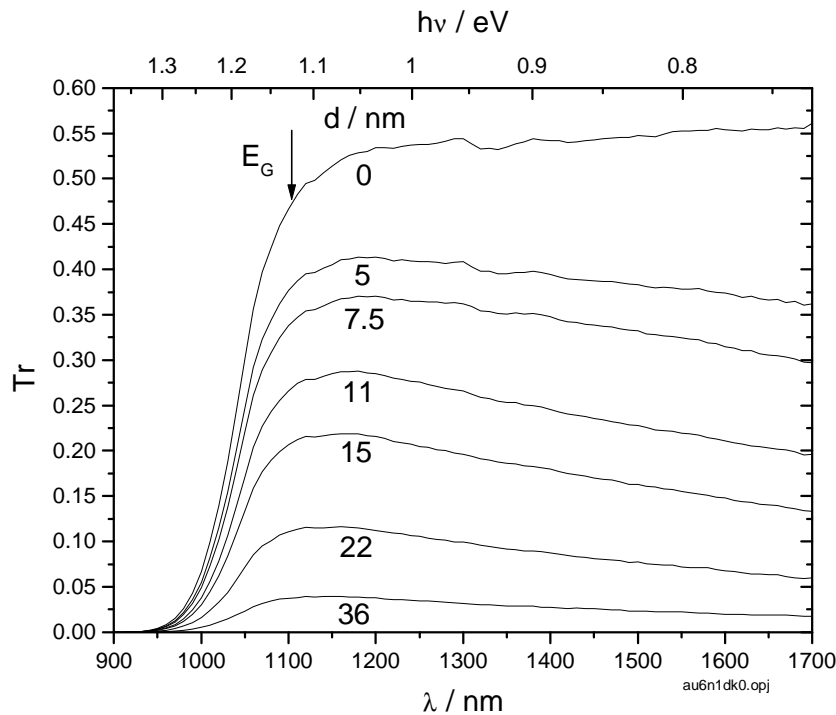


Abb. 4.6 : Transmissionsspektrum von Au/n-Si(111) Proben ($\rho_{Si} = 4-8 \Omega\text{cm}$) bei 295 K, mit Au- Schichtdicken d zwischen 36 nm (unterste Kurve) und 0 nm (oberste Kurve), die dem unbedampften Si Substrat entspricht.

Das Transmissionsvermögen des Systems Au/Si ist im Wellenlängenbereich unterhalb 900 nm $Tr(\lambda < 900 \text{ nm}) < 10^{-5}$. Licht, das durch die dünne Au-Schicht ins etwa 300 μm dicke Si - Substrat eindringt, wird dort nahezu vollständig absorbiert. Mit zunehmender Wellenlänge steigt das Transmissionsvermögen der Proben, weil die Photonenenergie $h\nu$ in den Bereich des indirekten Interbandübergangs von Si ($E_G=1.12 \text{ eV}$ bei 295 K) kommt (vgl. Abb. 4.3) und dieses durchsichtig wird. Für $h\nu < 1 \text{ eV}$ verläuft das Transmissionsvermögen $Tr(h\nu)$ des unbedampften Si- Substrats nahezu konstant bei $55 \pm 1 \%$.

Au Filme auf Si verringern das Transmissionsvermögen $Tr(h\nu, d)$ der Proben mit zunehmender Schichtdicke. Im Bereich $1.35 \text{ eV} > h\nu > 1.05 \text{ eV}$ steigt $Tr(h\nu)$ von nahezu 0 auf einen Maximalwert und fällt mit abnehmender Energie bis $h\nu = 0.73 \text{ eV}$ monoton um 2-9% ab. Dieser Abfall korreliert in etwa mit dem monotonen Anstieg des Reflexionsvermögens $R(h\nu, d)$ mit abnehmender Photonenenergie (vgl. Abb.4.4). $Tr(h\nu, d)$ sinkt mit steigender Au-Schichtdicke von etwa 41% im Maximum bei $d = 5 \text{ nm}$ auf 4% bei einer 36 nm dicken Schicht. Dies ist hauptsächlich durch das höhere Reflexionsvermögen bei dickeren Au Filmen bedingt (siehe Abb. 4.4).

4.2.3 Absorptionsvermögen $A(h\nu, d)$

In Abb. 4.7 ist der spektrale Verlauf des Absorptionsvermögens $A(h\nu, d)$ der Schichtdickenserie Au/n-Si(111) mit $\rho_{Si} = 4-8 \Omega\text{cm}$ Substraten dargestellt.

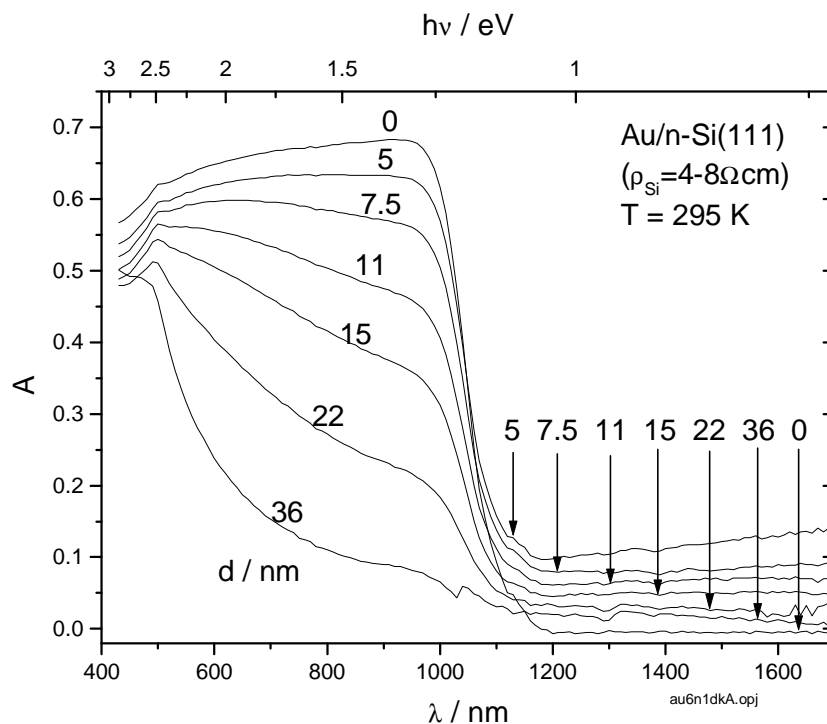


Abb. 4.7 : Spektraler Verlauf des Absorptionsvermögens $A(h\nu, d)$ im System Au/n-Si(111) ($\rho_{Si} = 4-8 \Omega\text{cm}$) bei 295 K mit Au-Schichtdicken $5 \text{ nm} < d < 36 \text{ nm}$. Die Kurve mit $d = 0 \text{ nm}$ stellt die Messung am unbeschichteten Si Substrat dar.

Bei Photonenenergien $1.25 \text{ eV} < h\nu < 2.5 \text{ eV}$ steigt das Absorptionsvermögen $A(d)$ der Au/Si Strukturen mit abnehmender Au Schichtdicke monoton an, bis zum Wert der unbeschichteten Si-Oberfläche ($d=0\text{nm}$). Das Absorptionsvermögen ist in dem Bereich die Differenz des Reflexionsvermögens zu 100% (vgl. Abb. 4.4), da kein Licht durch das $300 \mu\text{m}$ dicke Substrat dringt. Für Photonenenergien $h\nu < 1.35 \text{ eV}$, beginnen die Si-Substrate transparent zu werden, entsprechend der Energielücke von Si $E_G = 1.12 \text{ eV}$ ($T=295 \text{ K}$). Das Absorptionsvermögen der Probe, das bei $h\nu < 1 \text{ eV}$ gemessen wird, ist deshalb allein der Au- Schicht zuzuordnen $A(h\nu < 1\text{eV}, d) = A_{\text{Au}}(h\nu, d)$.

Der gemessene spektrale Verlauf des Absorptionsvermögens $A(h\nu < 1\text{eV})$ ist für alle Au Schichtdicken nahezu konstant. Bei den dünnsten Filmen zeigt sich allerdings ein leichter Anstieg von $A_{\text{Au}}(h\nu)$ mit abnehmender Photonenenergie, der sich bei den dickeren Filmen in einen schwach abfallenden Verlauf umkehrt.

Vergleicht man das Absorptionsvermögen $A_{\text{Au}}(d)$ der unterschiedlich dicken Au Filme, so zeigt sich ein deutlicher Anstieg von $A_{\text{Au}}(d)$ mit sinkender Schichtdicke d . Für die quantitative

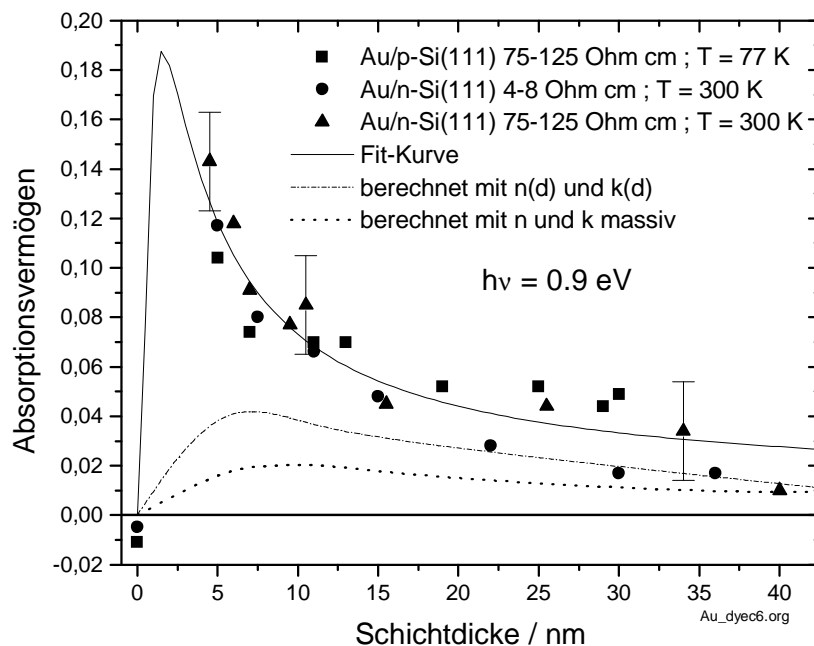


Abb. 4.8 : Bei 295 K gemessenes Absorptionsvermögen $A_{\text{Au}}(d)$ von Au/Si Proben bei $h\nu=0.9 \text{ eV}$ in Abhängigkeit von der Au-Schichtdicke d . Die durchgezogene Ausgleichskurve (siehe Gl. 4.4) beschreibt alle Proben der dargestellten Serien innerhalb des absoluten Meßfehlers $\Delta A = \pm 0.02$. Die gepunktete Kurve wurde mit den optischen Konstanten der massiven Materialien berechnet, die gestrichelte mit $n(d)$ und $k(d)$ nach Kao [Kao66].

Auswertung der Schichtdickenabhängigkeit des Absorptionsvermögens wurde $h\nu = 0.9 \text{ eV}$ als Bezugsenergie gewählt, wobei die angegebenen Werte $A_{\text{Au}}(h\nu=0.9\text{eV})$ durch Ausgleichsgeraden im Bereich zwischen $1 \text{ eV} > h\nu > 0.73 \text{ eV}$ ermittelt wurden.

Die Schichtdickenabhängigkeit des Absorptionsvermögens im Au $A_{\text{Au}}(d)_{h\nu=0.9\text{eV}}$ ist in Abb. 4.8 für verschiedene Au/Si Probenserien dargestellt. Das niedrige Absorptionsvermögen in dicken Au Filmen wird durch das hohe Reflexionsvermögen an der Au Schicht verursacht, das bis hin zu $R_{\text{Au}} = 99.5 \%$ betragen kann, dem Wert des massiven Au [Wea90]. Mit sinkender Au Schichtdicke nimmt das Absorptionsvermögen $A_{\text{Au}}(d)$ im Au Film zu, bis auf etwa $A_{\text{Au}} = 14 \%$ bei 4.5 nm dicken Filmen. Da das Absorptionsvermögen $A_{\text{Si}} = A_{\text{Au}}(d=0\text{nm})$ im unbedampften Si Substrat für $h\nu < 1 \text{ eV}$ verschwindet, fällt $A_{\text{Au}}(d)$ unterhalb einer kritischen Schichtdicke $d < 4.5 \text{ nm}$ auf Null ab.

Die durchgezogene Ausgleichskurve gibt die gemessene Schichtdickenabhängigkeit des Absorptionsvermögens $A(d)_{h\nu=0.9\text{eV}}$ in Au/Si Heterostrukturen für alle Proben der drei dargestellten Serien innerhalb der Fehlerbalken von $\Delta A = \pm 0.02$ wieder. Sie konnte am besten durch die Funktion

$$A(d) = \left(\frac{d_1}{d} + A_{\text{Au}} \right) \cdot e^{-\frac{d_0}{d}} \quad (4.4)$$

angepaßt werden, mit den Parametern $d_0 = 1.5 \text{ nm}$ und $d_1 = 70 \text{ nm}$. Der reziproke Abfall des Absorptionsvermögens mit steigender Schichtdicke $A(d) \propto 1/d$ ergab bei entsprechender Skalierung die beste Übereinstimmung für alle Schichtdicken. Bei dicken Filmen nimmt $A(d \rightarrow \infty)$ asymptotisch den Wert des massiven Au $A_{\text{Au}}(h\nu=0.9\text{eV}) = 1 - R_{\text{Au}}(h\nu=0.9\text{eV}) = 0.5\%$ [Wea90] an. Der Exponentialterm in Gl.(4.4) erzwingt den Abfall auf $A(d=0) = 0$ bei verschwindender Au Filmdicke, d.h. beim reinen Si Substrat $A_{\text{Si}}(h\nu=0.9\text{eV}) = 0$.

Die gepunktete Kurve wurde mit $n(h\nu)$ und $k(h\nu)$ der massiven Materialien berechnet [Bra97]. Im Bereich $40 \text{ nm} > d > 5 \text{ nm}$ zeigt sich ein leichter Anstieg mit abnehmender Schichtdicke von etwa 1 % auf 2 %. Der signifikante Anstieg des gemessenen Absorptionsvermögens $A(d)$ bei dünnen Au Filmen, um bis zu einem Faktor 7 gegenüber der berechneten Kurve, wird in Kap. 6.1 im Rahmen des „optical - size effect“ diskutiert, welcher nach Kao für Au die gestrichelte Kurve ergibt.

Bei Photonenergien $h\nu > 1 \text{ eV}$ ist aus dem gemessenen Absorptionsvermögen der Probe $A(h\nu, d)$ nicht zu erkennen, welcher Anteil des absorbierten Lichts im Au Film verbleibt (A_{Au}) und welcher im Si (A_{Si}) (vgl. Abb.4.7). Den Rechnungen zufolge [Bra97] durchdringt auch noch bei den 40 nm dicken Filmen der überwiegende Teil des Lichts ($2.5 \text{ eV} > h\nu > 1.4 \text{ eV}$) die Au Schicht und wird im Si absorbiert. In Abb. 4.9 ist das Verhältnis des Absorptionsvermögens von Si A_{Si} zum gesamten Absorptionsvermögen der Probe $A = A_{\text{Au}} + A_{\text{Si}}$ für Schichtdicken $5 \text{ nm} < d < 40 \text{ nm}$ dargestellt.

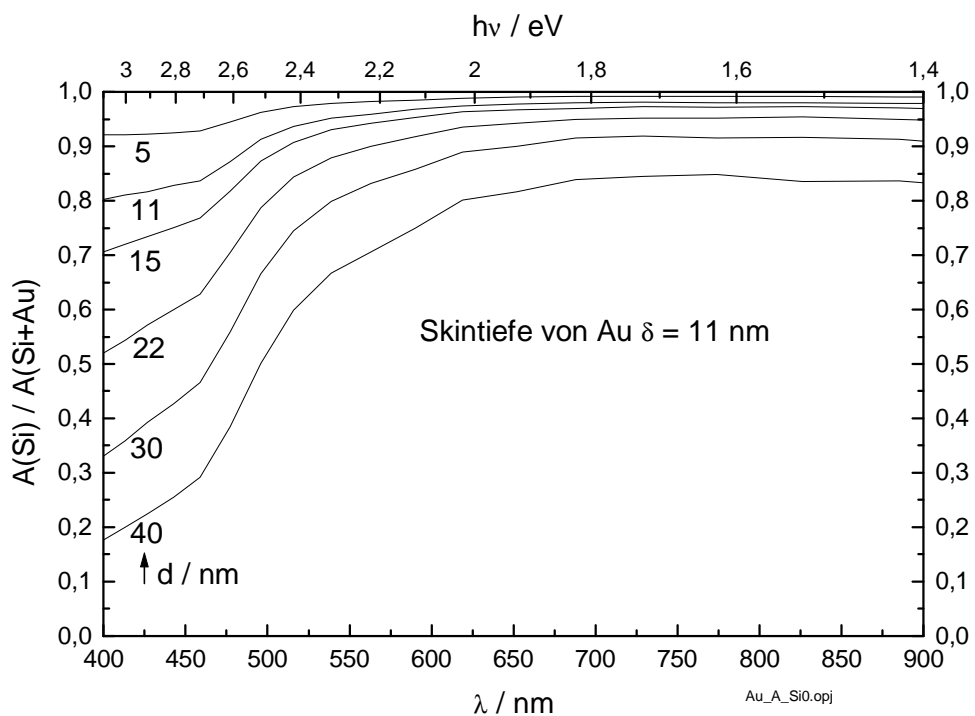


Abb. 4.9 : Berechnetes Absorptionsvermögen des Si Substrats alleine $A_{\text{Si}}(h\nu, d)$ im Verhältnis zum gesamten Absorptionsvermögen der Proben $A_{\text{Si}} / (A_{\text{Si}} + A_{\text{Au}})$ bei Au Filmdicken $5 < d < 40 \text{ nm}$.

Bei Photonenergien oberhalb des Interbandübergangs von Au ($h\nu > 2.5 \text{ eV}$) dringt bei den dickeren Au Filmen ($d > 15 \text{ nm}$) nur ein geringer Teil des Lichts bis ins Si vor (17 % bei $d = 40 \text{ nm}$). Im Energiebereich $h\nu < 2.2 \text{ eV}$ durchquert dagegen mehr als 80 % des absorbierten Lichts die Au Schicht und verbleibt im Si. Aus der optischen Eindringtiefe (Skintiefe) von

massivem Au ($\delta = \frac{\lambda}{4\pi \cdot k_{Au}} \approx 11 \text{ nm}$ bei $\lambda = 800 \text{ nm}$ bzw. $h\nu = 1.55 \text{ eV}$) wäre zu erwarten,

daß die Intensität einer eingedrungenen elektromagnetischen Welle wie

$$I(d) = I_0 \cdot e^{-\frac{d}{\delta}} \quad (4.4)$$

mit zunehmender Au Schichtdicke abfällt. I_0 ist die Intensität der eingedrungenen Welle an der Oberfläche. Bei einer 40 nm dicken Schicht und $h\nu = 1.55 \text{ eV}$ ist $I(d)/I_0 \approx 0.04$. Tatsächlich durchqueren jedoch etwa 83 % der eingedrungenen Photonen die 40 nm dicke Au Schicht, also ungefähr 20 mal soviel. Die erhöhte effektive Eindringtiefe ist ein optischer Dünnschichteffekt, der bei $d \ll \lambda$ auftritt, wenn sich Vielfachreflexionen im Schichtsystem ausbilden. Dieser Effekt ist zwar an den optischen Spektren nicht zu sehen, aber er macht sich im spektralen Verlauf der inneren photoelektrischen Quantenausbeute $Y(h\nu, d)$ bemerkbar (siehe Abb. 5.1).

4.3 Absorptionsvermögen von CoSi_2/Si

Bei CoSi_2 weichen die veröffentlichten Werte der optischen Konstanten signifikant voneinander ab [Dub90], [Wöl90], [Wu93]. Dies kann damit zusammenhängen, daß CoSi_2 bisher nur als Schicht und nicht massiv hergestellt werden konnte. Es gibt auch Hinweise darauf, daß die optischen Konstanten von CoSi_2 empfindlich von der Herstellungstemperatur abhängen, was die unterschiedlichen Angaben für $n(h\nu)$ und $k(h\nu)$ von CoSi_2 ebenfalls erklären kann. Die optischen Messungen an CoSi_2/Si eignen sich dadurch nicht zur Bestimmung der Schichtdicke, wie im Fall von Au/Si . Trotzdem ergab sich eine qualitative Übereinstimmung zwischen simulierten und gemessenen optischen Spektren.

Im Folgenden wird nur das Absorptionsvermögen $A(h\nu, d)$ der CoSi_2/Si Proben dargestellt (siehe Abb. 4.10), weil dieses für die Bestimmung der inneren Quantenausbeute $Y(h\nu, d)$ benötigt wird. Bei Photonenenergien $h\nu > E_G$ ist das Absorptionsvermögen $A(h\nu, d)$ für alle CoSi_2 Schichtdicken $3.5 \text{ nm} < d < 20 \text{ nm}$ etwa 3 - 7 % niedriger, als das des unbedampften Si Substrats A_{Si} (vgl. Abb. 4.7). Wie auch bei Au/Si ist die spektrale Abhängigkeit des Absorptionsvermögens der Metallschicht $A(h\nu < E_G)$ gering und zeigt einem leichten Anstieg mit abnehmender Photonenenergie bei den dünneren Filmen. Im Gegensatz zu Au, steigt bei

polykristallinen CoSi_2 Filmen $A(d)$ mit zunehmender Schichtdicke an (bei $h\nu = 0.9$ eV von etwa 14 % auf 25 % mit $3.5 \text{ nm} < d < 20 \text{ nm}$). Bei einkristallinen CoSi_2 Schichten liegt das

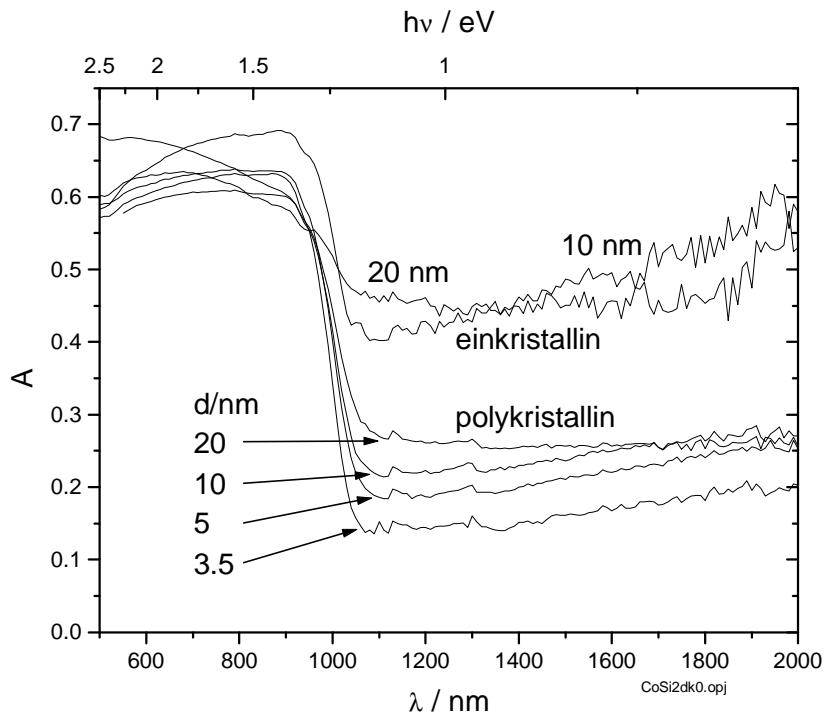


Abb. 4.10: Absorptionsvermögen ein - und polykristalliner CoSi_2 Schichten auf n-Si(111) Substraten ($\rho_{\text{Si}} \approx 5 \Omega\text{cm}$) bei 240 K.

Absorptionsvermögen um 45 % und ist damit etwa 2 - 3 mal größer, als bei polykristallinen Filmen. Ein größeres Absorptionsvermögen ist bei einkristallinen Schichten nach Roca et.al. [Roc96], aufgrund der höheren Ladungsträgerkonzentration zu erwarten.

Zusammenfassend ist festzuhalten, daß das Absorptionsvermögen dünner Au und CoSi_2 Filme mit einer Genauigkeit von $\Delta A \pm 0.02$ experimentell bestimmt wurde. Die mittleren Au Schichtdicken lassen sich mit einem Fehler von $\pm 5 \%$ aus den optischen Spektren ableiten. Abweichend vom optischen Verhalten des Volumenmaterials, steigt das Absorptionsvermögen dünner Au Filme mit abnehmender Schichtdicke ($d < 20 \text{ nm}$) signifikant an. Dies läßt auf die Schichtdickenabhängigkeit der optischen Konstanten $n(h\nu, d)$ und $k(h\nu, d)$ von Au schließen.