Versuch Optische Eigenschaften von Dielektrika und Halbleitern

Praktikumsbericht

Betreuer:	Sebastian Knabe und Sven Burdorf
Vorgelegt von:	Piere Schulze und Jens Brauer piere.schulze@uni-oldenburg.de, jens.brauer@uni-oldenburg.de
Abgabetermin:	25. Februar 2010

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

1. Einleitung

Im dem folgenden Praktikumsbericht zum Versuch „optische Eigenschaften von Dielektrika und Halbleitern“ geht es im Wesentlichen darum, verschieden Filter und Halbleiterproben in ihren optischen Eigenschaften zu charakterisieren. Dazu werden im Folgenden die Transmission und die Reflexion von Strahlung gemessen. Hieraus lassen sich Rückschlüsse auf die Art des Filters, wie z.B. absorbierende Neutralfilter, metallbeschichtete Neutralfilter, Kantenfilter etc. schließen.
Weiterhin lassen sich mit diesen Daten die Eigenschaften der Filter, wie zum Beispiel der Brechungsindex, die Steilheit der Kante bei Kantenfilter und mehr bestimmen.
Insgesamt werden 8 verschiedene Filter untersucht und weiterhin 6 Halbleiterproben. Die Halbleiterproben sind 500 µm - 700 µm dicke kristalline Silizium (c-Si)-Waferproben, sowie dünne Schichten von hydrogenisiertem amorphen Silizium (a-Si:H) auf Glas. Von diesen wird u.a. mit der Swanepol Methode aus der gemessenen Transmission und Auswertung der durch das Schichtsystem Halbleiterdünnschicht/Glas auftretenden Interferenzeffekte der Brechungsindex, sowie die Schichtdicke bestimmt.

2. Theorie

2.1. Filterarten

Man kann die verwendeten Filter in zwei Gruppen einteilen.
Zum einen gibt es *Neutralfilter* . Diese verringern den Lichtstrom in einem breiten Wellenlängenintervall (250 bis 2500 nm). Hierbei wird weiterhin zwischen absorptiven Neutralfiltern und metallbeschichteten Neutralfiltern unterschieden. Absorptive Neutralfilter bestehen aus unbeschichtetem grau getöntem Glas, das nur durch Absorption abschwächt. Hierbei gilt das Lambert-Beer Gesetz, d.h. die Dicke des Glases bestimmt den Grad der Abschwächung. Metallbeschichtete Neutralfilter hingegen schwächen durch eine Kombination von Reflexion und Transmission ab. Im Unterschied zu den absorptiven Neutralfiltern ist die Transmission hierbei über einen weiten Spektralbereich gleichmäßiger.
Die zweite Gruppe sind die *Kantenfilter*.
Ein Kantenfilter ist ein optisches Bauelement, das das gesamte Licht in einem definierten Spektralbereich sperrt und in einem eng daran anschließenden Bereich mit hoher Transparenz hindurchlässt [1]. Bei Filtern, die im Bereich kurzer Wellenlänge transmittieren und bei denen ab einer Cut-Off Wellenlänge die „Blockung“ beginnt, spricht man von Kurzpassfilter. Im umgekehrten Fall, also ab einer bestimmten Cut-On Wellenlänge liefert die Transmission einen Beitrag und Licht mit hohen Wellenlängen wird durchgelassen, spricht man von Langpassfiltern.Die Sperrung kann durch Absorption wie z.B. bei Farbgläsern oder durch Reflexion mit geeigneten Interferenzschichten erzeugt werden.

2.2. Reflexion und Transmission

Die Reflexion und Transmission kann bestimmt werden über Messungen des einfallenden Photonenfluss Φ_0, des reflektierten Photonenflusses Φ_R und des transmittierten Photonenflusses Φ_T. Dann gilt $R = \frac{\Phi_R}{\Phi_0}$ und $T = \frac{\Phi_T}{\Phi_0}$ (vgl. Abbildung 1). Tritt keine Absorption auf, so gilt insgesamt R+T=1. Bei Berücksichtigung der Absorption gilt 1=R+T+A. Dabei kann A durch das Lambert-Beersche Gesetz ausgedrückt werden, also $A = 1 - exp(-\alpha_j d_j)$ mit dem Absorptionskoeffizient α_j und der Dicke des Mediums d_j. Da es im Folgenden immer um Transmission und Reflexion einer ebenen elektromagnetischen Welle an einer Grenzfläche geht, sind die Fresnelschen Gleichungen nützlich, um den Reflexionskoeffizient bei senkrechtem Strahlungseinfall zu berechnen. Es gilt

$$R_{ij} = \left|\frac{n_i - n_j}{n_i + n_j}\right|^2, T_{ij} = 1 - R_{ij}. \tag{1}$$

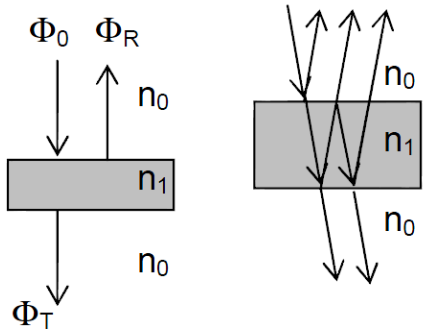


Abbildung 1: Transmission und Reflexion an den zwei Grenzflächen eines Dielektrikums, das in einem anderen Medium eingebettet ist (aus [3])

Im Gegensatz zum Reflexionskoeffizienten R_{ij}, welcher das Verhältnis der Energiestromdichten der reflektierten zur einlaufenden Welle bezeichnet, beschreibt der Reflexionsfaktor r_{ij} das Verhältnis der Amplitude der elektrischen Feldstärke von einlaufender und reflektierter Welle [3]. Allgemein gilt dabei der Zusammenhang $R_{ij} = r_{ij} \cdot r_{ij}^*$. Analog gilt dies für den Transmissionskoeffizienten. Somit ergibt sich bei reellen Brechungsindizes:

$$r_{ij} = \frac{n_i - n_j}{n_i + n_j} \tag{2}$$

Für komplexe Brechungsindizes mit $N = n + i\kappa$ folgt dann:

$$r_{ij} = \frac{(n_i + i\kappa_i) - (n_j + i\kappa_j)}{(n_i + i\kappa_i) + (n_j + i\kappa_j)} \tag{3}$$

und damit für R:

$$R_{ij} = r_{ij} r_{ij}^* = |r_{ij}|^2 = \frac{(n_i - n_j)^2 + (\kappa_i - \kappa_j)^2}{(n_i + n_j)^2 + (\kappa_i + \kappa_j)^2} \tag{4}$$

Vernachlässigt man bei „optisch dicken“ Schichten nun den Phasensprung von π für den reflektierten Strahl an einem Medium mit höherem Brechungsindex, so kann weiter mit den Reflexions-und Transmissionskoeffizienten gerechnet werden. Durch Summation der verschiedenen Teilstrahlen erhält man dann folgende Formel bei Vielfachreflexion:

$$R = \frac{(n_1 - n_0)^2}{n_1^2 + n_0^2}, T = \frac{2n_1}{n_1^2 + n_0^2} \tag{5}$$

Mit $n_0 = 1$ für Luft, lässt sich somit durch Messung von R und T der Brechungsindex n_1 bestimmen. Mit Berücksichtigung von Absorption erhält man weiterhin die folgenden

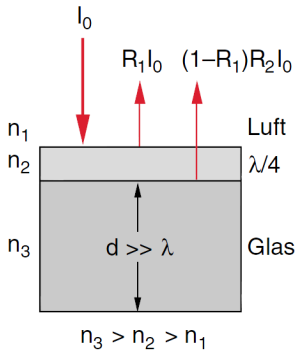


Abbildung 2: Antireflexionsbeschichtung, aus [4]

Formeln (Herleitung im Anhang):

$$R = \frac{R_{01}[1 - e^{-2\alpha_1 d_1}(2R_{01} - 1)]}{1 - R_{01}^2 e^{-2\alpha_1 d_1}}, T = \frac{(1 - R_{01})^2 e^{-\alpha_1 d_1}}{1 - R_{01}^2 e^{-2\alpha_1 d_1}} \tag{6}$$

Diese lassen sich für geringe Absorption auf Gleichung 5 zurückführen, denn es gilt dann, dass $e^{-\alpha_1 d_1} \approx 1$ und somit $T \approx \frac{(1-R_{01})^2}{1-R_{01}^2}$, welches mit dem Reflexionskoeffizienten aus Gleichung 1 wieder die Transmission aus Formel 5 ergibt. Dies gilt für R analog.
Für den Spektralbereich hoher Absorption gilt weiter, dass man (fast) nur noch Reflexion an der ersten Schicht hat, also $R = R_{01}$. Gilt weiterhin $R_{01}^2 e^{-2\alpha_1 d_1} << 1$ dann folgt aus (6)

$$T \cong (1 - R_{01})^2 e^{-\alpha_1 d_1} \tag{7}$$

Damit lässt sich also bei bekannter Dicke der Absorptionskoeffizient α_1 bestimmen.

2.3. Antireflexschicht

Eine Antireflexschicht (ARC-anti reflex coating) wird verwendet, um störende Reflexionen an Glasoberflächen (wie zum Beispiel auf Brillengläsern) zu vermeiden. Das Prinzip besteht darin, eine dünne Schicht aufzutragen, welche destruktive Interferenz für die vielfach reflektierten Teilstrahlen, sowie konstruktive Interferenz für die Transmission hervorruft (vgl. [3]) Dies wird dadurch erreicht, dass der Brechungsindex n_2 dieser Schicht kleiner ist als der Brechungsindex n_1 der zu vergütenden Schicht, aber größer ist als der Brechungsindex von Luft (siehe Abbildung 2. Dadurch kommt es an der vorderen Schicht zu einem Phasensprung von 180% (bzw. π). Betrachtet man die Bedingung für destruktive

Interferenz, also

$$\Delta s = m \cdot \frac{\lambda}{2}, \qquad m = 1, 2, 3... \tag{8}$$

und beachtet man, dass der an der hinteren Schicht (Medium 2) reflektierte Strahl die doppelte optische Weglänge $\Delta s = 2n_2 d_2$ zurücklegt, folgt für die Schichtdicke, bei der bei gegebener Weglänge destruktive Interferenz auftritt:

$$d = \frac{\lambda}{4 \cdot n_2} \tag{9}$$

, also ein Viertel der Wellenlänge, wie es bereits auf Abbildung 2 angedeutet ist. Gilt dann zusätzlich noch, dass der ankommende, sowie der reflektierte Strahl die gleiche Amplitude haben, so tritt eine vollständige Auslöschung auf.
Vernachlässigt man in einem weiteren Schritt die eventuell auftretende Absorption, dann gilt $R_{n_1,n_2} = R_{n_3,n_2}$ (Reflexion an der ersten Schicht= Reflexion an der zweiten Schicht nach Abbildung 2), also

$$\left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}\right)^2 = \left(\frac{n_3 - n_2}{n_3 + n_2}\right)^2 \tag{10}$$

Dies liefert $n_2 = \sqrt{n_0 n_1}$.

3. Versuche

3.1. Versuchsaufbau

Die Messungen werden alle mit einem Cary-5E-Zweistrahlspektrophotometer durchgeführt. Dieses Gerät misst die Transmission und Reflexion in Abhängigkeit der Wellenlänge. Schematisch ist der Aufbau in Abbildung 3 dargestellt. Um eine Messung vom ultravioletten bis infraroten Bereich messen zu können, wechselt das Cary automatisch bei bestimmten Wellenlängen die Lichtquellen (LS) und die Detektoren (D). Mit einem Monochromator MC wird aus dem Licht der Quelle LS eine Wellenlänge selektiert. In einem dahinterstehenden Chopper wird der Lichtstrahl in zwei Teilstrahlen geteilt und in die Messkammer (SC) geleitet. Dort wird der eine Teilstrahl auf die Probe und von dort aus auf den Detektor gelenkt, während der andere Strahl direkt auf den Detektor gerichtet ist. Dieser Referenzstrahl ermöglicht es, zeitliche Schwankungen der Strahlungsintensität der Lampe, herauszurechnen. Ein Lock-In-Verstärker (A) hinter dem Detektor erhöht das Signal-Rausch-Verhältnis. Das Cary ist an einem PC angeschlossen, an dem man sowohl Einstellungen für zum Beispiel das Wellenlängenspektrum einstellen kann und die berechneten Transmissions- und Reflexionssignale sehen kann. Zur Vorbereitung auf die eigentlichen

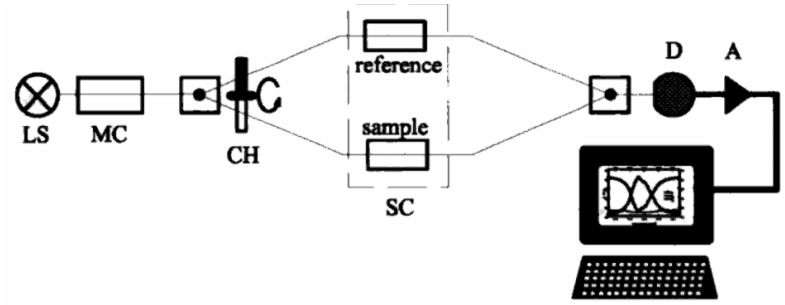


Abbildung 3: Schematischer Versuchsaufbau eines Zweistrahlspektrophotometers, bestehend aus Lichtquelle LS, Monochromator MC, Chopper CH, Messkammer SC, Detektor D und Verstärker A, aus [3]

Messungen muss noch eine Baseline aufgenommen werden, die mit eingebauter Halterung, jedoch ohne Probe, für den gewünschten Spektralbereich gemessen wird und eine hundertprozentige Transmission bzw. Reflexion definiert. Damit kann bei weiteren Messungen die Transmission bzw. die Reflexion berechnet werden.

3.1.1. VW-Aufbau

Der VW-Aufbau ermöglicht die Messung der Transmission und der Reflexion an der gleichen Stelle der Probe und verhindert somit ein auftreten unerwünschter Effekte die durch laterale Inhomogenität verursacht werden. Schematisch ist der Aufbau in Abbildung 4 zu sehen. In der V-Anordnung (rote Strahl) wird die Transmission gemessen. Nach Umstellung des einen Spiegels in W-Anordnung kann man die Reflexion messen, ohne dass die Probe bewegt werden musste. Da der Strahl bei großen Proben zweimal transmittiert bzw. reflektiert wird, zeigt der Computer die quadratische Transmission bzw. Reflexion an. Von dem Ergebnis muss dann noch die Wurzel gezogen werden. Bei kleineren Proben die der Strahl nur einmal trifft, muss für die Reflexion, damit der Strahl den Detektor erreicht, ein Spiegel neben die Probe getan werden. Die gemessenen spektralen Reflexionswerte müssen dann noch durch den spektralen Reflexionsverlauf des Spiegels geteilt werden. Nicht berücksichtigt wird, das der Einfallswinkel größer als 0° ist.

3.2. Transmissions- und Reflexionsmessungen verschiedener Filter

In diesem Versuchsteil wurde für verschiedene Neutralfilter und Kantenfilter die Transmission, sowie zum Teil die Reflexion bestimmt. Mit diesen Daten ließ sich bestimmen, um was für eine Art von Filter es sich handelt. Weiterhin wurden die Kantenfilter hinsichtlich ihrer Kenngrößen Steilheit, Transmission und Blockung charakterisiert.

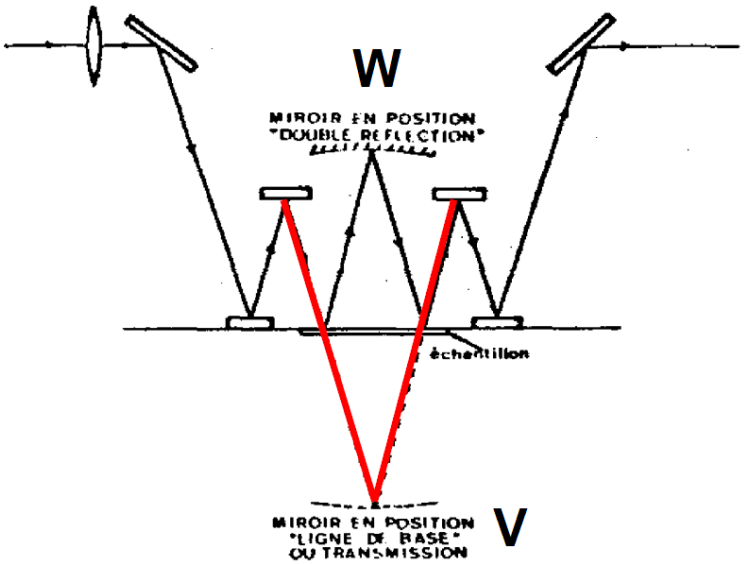


Abbildung 4: Schema der VW-Anordnung zur Messung von Transmission und Reflexion, aus [3]

3.2.1. Neutralfilter

In Abbildung 5 ist die Transmission der Neutralfilter mit den Bezeichnung „ND10B“ „„ND210B“, „ND05B“ und „ND205B“ in Einheiten der optische Dichte aufgetragen. Dabei gilt für die optische Dichte die Beziehung $OD = -log_{10}(T)$.
Man erkennt, dass die Transmission bei den Filtern ND10B und ND05B gleichmäßig über einen weiten Spektralbereich verläuft (vgl. Abbildung 6). Bei den Filtern ND210B und ND205B hingegen gibt es mehrere Schwankungen in dem Verlauf der optischen Dichte. Außerdem ist der Betrag der optischen Dichte für Wellenlängen $\lambda \leq 400\,\text{nm}$ größer als 1. Dies entspricht einer Transmission von 10%. Dies ist typisch für absorptive Neutralfilter, die im ultravioletten Spektralbereich undurchsichtig sind und im Allgemeinen nur im sichtbaren Spektralbereich eingesetzt werden. Bei den Filtern ND10B und ND05B ist dieser Effekt erst bei kleineren Wellenlängen zu beobachten. Weiterhin fällt auf, dass die optische Dichte beim Filter ND210B für große Wellenlängen immer kleiner wird, die Transmission also immer größer. Auch dies ist ein typisches Merkmal für absorptive Neutralfilter, da bei großen Wellenlängen aufgrund der geringeren Energie der Photonen weniger Moleküle des Stoffes angeregt werden, somit also die Absorption sinkt und dadurch die Transmission steigt.
Somit lassen sich die Filter mit der Bezeichnung „ND10B“ und „ND05B“ einem metall-

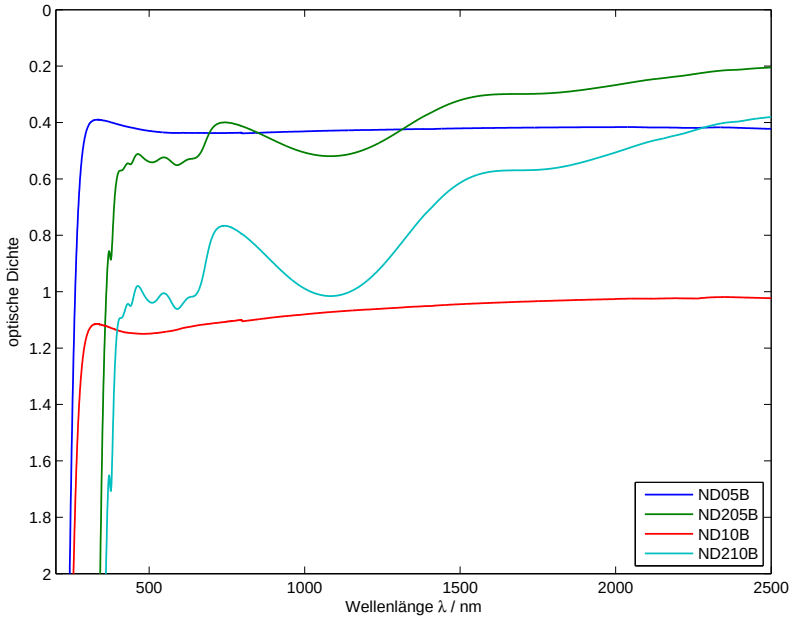


Abbildung 5: optische Dichte der Neutralfilter über der Wellenlänge

beschichteten Neutralfilter und die Filter mit der Bezeichnung „ND210B“ und „ND205B“ einem absorptiven Neutralfilter zuordnen.
Vergleicht man die Filter ND05B und ND10B, bzw. ND205B und ND210B miteinander,so ist zu erkennen, dass sich der Kurvenverlauf der Filter ND10B und ND05B , sowie ND210B und ND205B sehr ähnlich sind. Nur der Wert der optischen Dichte, also auch der Transmission, ist um einen bestimmten Wert höher bzw. niedriger. Dies war auch zu erwarten, da sich die Filter nur in diesem Wert unterscheiden sollten.
Allgemein gilt bei Neutralfiltern, dass der häufig auf den Filtern angegebene Wert für die optische Dichte (OD) nur im grünen Spektralbereich um 550 nm gilt. Dieser Wert soll nun aus den Messungen mit den Herstellerdaten verglichen werden. Die Auswertung ist in Tabelle 1 zu finden. Hierbei gilt für den Fehler der optischen Dichte folgende Fehlerrechnung: $\Delta OD = (\frac{1}{T \cdot log(10)}) \cdot \Delta T$ mit geschätztem $\Delta T = 0.5\%$

Man erkennt, dass die Herstellerangaben der optischen Dichte mit den gemessen Werten bestätigt werden konnten.
Weiterhin wurde exemplarisch für zwei der vier Filter die Reflexion aufgenommen (Aufbau in W-Stellung). Dies ist in Abbildung 7a gezeigt. Hier sieht man sehr gut, dass der Filter ND10B (absorptiv) eine hohe Reflexion im Vergleich zum Filter ND210B (metall-

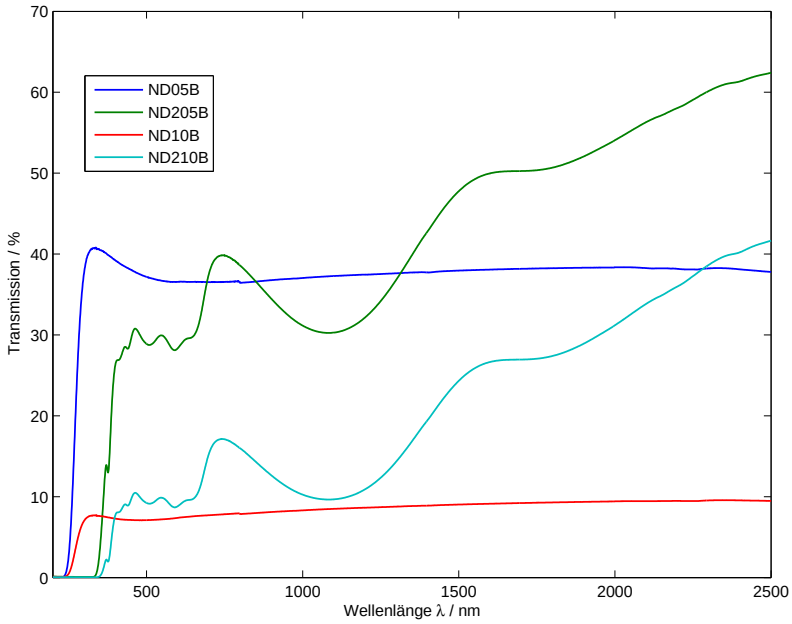
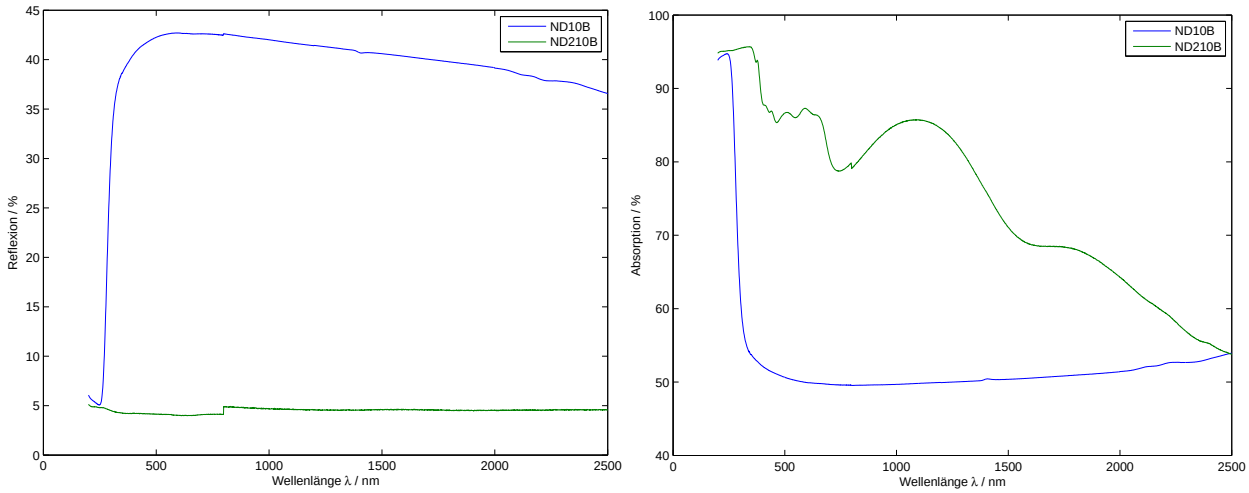


Abbildung 6: Transmission der Neutralfilter über der Wellenlänge

Filterbezeichnung	Messwerte	Hersteller
ND05b	0.44 ± 0.06	0.5
ND205b	0.52 ± 0.07	0.5
ND10b	1.1 ± 0.3	1.0
ND210b	1.0 ± 0.2	1.0

Tabelle 1: optische Dichte für verschiedene Filter



(a) Gemessene Reflexion (b) errechnete Absorption

Abbildung 7: Reflexion und Absorption für die Neutralfilter ND10B und ND210B

beschichtet) hat. Vergleicht man diese Werte mit der Transmission von Abbildung 6 so fällt weiterhin auf, dass die Bedingung 1=R+T nicht erfüllt ist. D.h. die Filter haben zum Teil eine hohe Absorption und so gilt 1=R+T+A, bzw. A=1-R-T. So gilt für beide Filter, dass die Absorption bei kleinen Wellenlängen über 90% beträgt und selbst bei Wellenlänge über 2000 nm noch über 50%. Dies ist in Abbildung 7b nochmals verdeutlicht.

3.2.2. Kantenfilter

Als nächstes wurden die Kantenfilter näher charakterisiert. Der Verlauf der Transmission über der Wellenlänge für die Filter mit der Bezeichnung „FGL850S“ und „FEL850“, sowie „FGL495“ und „FEL0500“ ist in den Abbildungen 8 und 9 dargestellt.
Es ist zu erkennen, dass alle vier Filter Langpassfilter sind, d.h. das kleine Wellenlängen unterdrückt werden und die Transmission erst für große Wellenlängen einen Beitrag liefert. Außerdem sieht man, dass bei den Filtern mit der Bezeichnung „FEL“ Interferenzen auftauchen, währenddessen die Transmission bei den Filtern mit der Bezeichnung „FGL“ über einen weiten Spektralbereich gleichmäßig verläuft.
Gemäß Hersteller [2] steht FEL für „Edgepass Filters, Longpass“ und FGL für „Colored Glass Filters, Longpass“,also Filter die durch Absorption abschwächen, was mit den Messwerten übereinstimmt. Die Zahl hinter der Bezeichnung „FGL“ bzw. „FEL“ gibt jeweils die Cut-On Wellenlänge an, d.h. die Wellenlänge bei der die Transmission auf die Hälfte des Maximalwertes abgefallen ist.

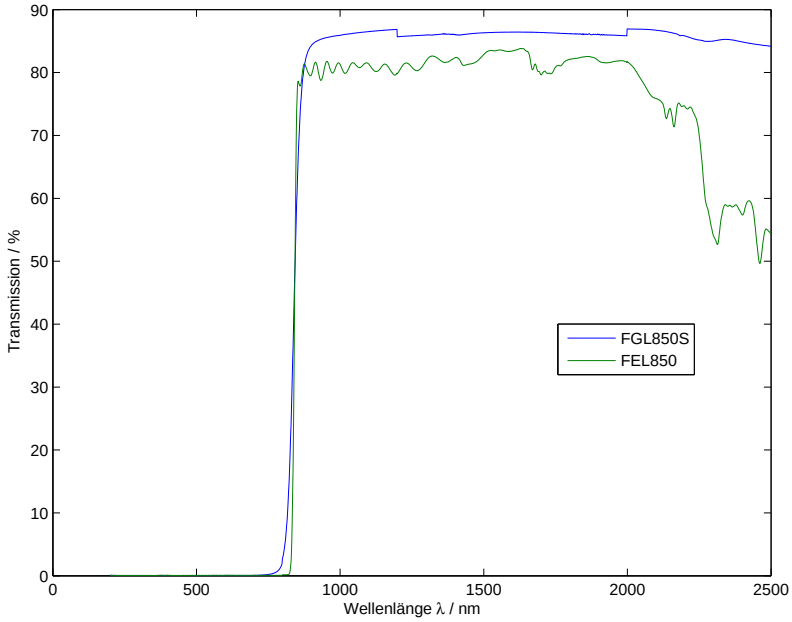


Abbildung 8: Spektrale Transmission über der Wellenlänge für die Filter FGL850S und FEL850

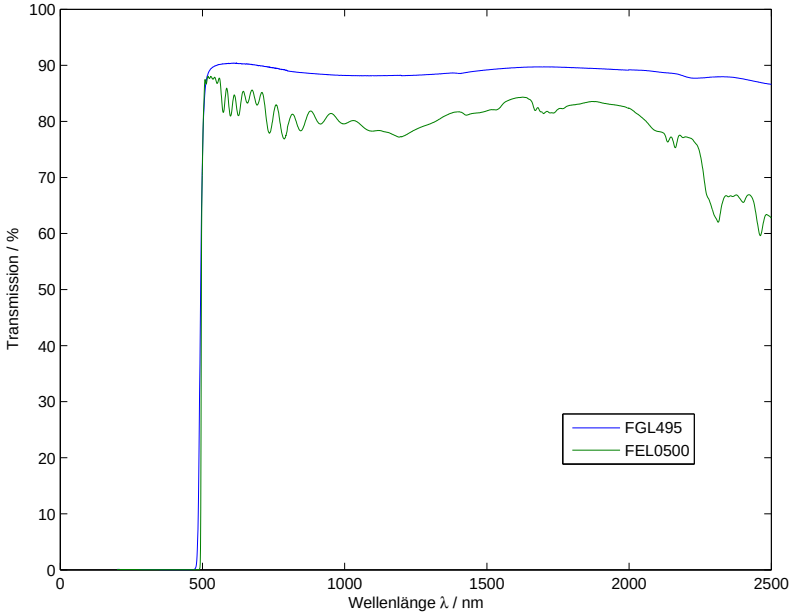


Abbildung 9: Spektrale Transmission über der Wellenlänge für die Filter FGL495 und FEL0500

	Cut-On Wellenlänge λ_c / nm Gemessen	Hersteller	Steilheit	$\lambda_{T<0.1\%}/nm$	$0.8\lambda_c$ /nm	$T_{peak}/\%$
FGL495	493 ± 1	495	3,52±0.42	472	394	90.4
FEL500	496± 1	500	1.21±0.41	489	397	88.0
FGL850S	840± 1	850	6.33±0.26	780	672	86.9
FEL850	841± 1	850	1.92±0.24	794	673	83.8

Tabelle 2: optische Eigenschaften der Kantenfilter

Diese Zahl soll im Folgenden mit den Messdaten verglichen werden. Weiterhin wurde die Steilheit berechnet, die den Filter weiter charakterisiert. Dabei berechnen sich die Steilheit S und der Fehler der Steilheit ΔS nach folgenden Formel:

$$S = \left| \frac{\lambda(80\% T_{pk}) - \lambda(5\% T_{pk})}{\lambda(5\% T_{pk})} \right| \cdot 100 \tag{11}$$

$$\Delta S = \left| \frac{1}{\lambda(5\% T_{pk})} \right| \cdot \Delta\lambda(80\% T_{pk}) + \left| \frac{-\lambda(80\% T_{pk})}{\lambda(5\% T_{pk})^2} \right| \cdot \Delta\lambda(5\% T_{pk}) \tag{12}$$

Mit $\Delta\lambda(80\% T_{pk}) = \Delta\lambda(5\% T_{pk})$ ergeben sich dann die in Tabelle 2 errechneten Werte.
Weiterhin ist auf der Herstellerseite angegeben, dass die Transmission im Peak für Langpassfilter der Bezeichnung „FEL“ mit $\lambda_c = 400$ -700 nm 80% beträgt und für Langpassfilter mit $\lambda_c = 750$ -1000 nm 75%. Diese Werte stimmen mit unseren Messungen nur grob überein (siehe Tabelle 2). Jedoch lässt sich auch an den Messwerten eine Verringerung der Transmission zwischen den Filtern FEL500 und FEL850 bzw. auch zwischen den Filtern FGL595 und FGL850S erkennen.
Außerdem gibt der Hersteller Thorlabs an, dass die Transmission in einem Bereich von λ_c bis 2200 nm stattfindet, sowie der Bereich der Blockung (rejection region) von 200 nm bis zur Cut-On Wellenlänge und dass die Transmission in diesem Bereich 0.1 % betrage. Der Bereich der Transmission konnte mit den Messwerten bestätigt werden. Ab 2200 nm brechen die Werte für die Transmission bei den Interferenzfilter etwas ein, betragen bei $\lambda = 2500$ nm aber immer noch über 50%.
Der Bereich der Blockung konnte auch annähernd gut bestätigt werden. Die Werte liegen im Bereich der Blockung zum Teil sogar weit unter den vom Hersteller angegebenen Prozentsatz von 0.1% Transmission. In Tabelle 2 ist nochmal genauer dargestellt ab welcher Wellenlänge die Transmission $\leq 0.1\%$ beträgt. Für Wellenlänger kleiner als die dort angegeben Wellenlängen ist die Transmission für alle Filter kleiner als 0,1%.
Allerdings muss man beachten, dass die Herstellerdaten für die „rejection region“ von

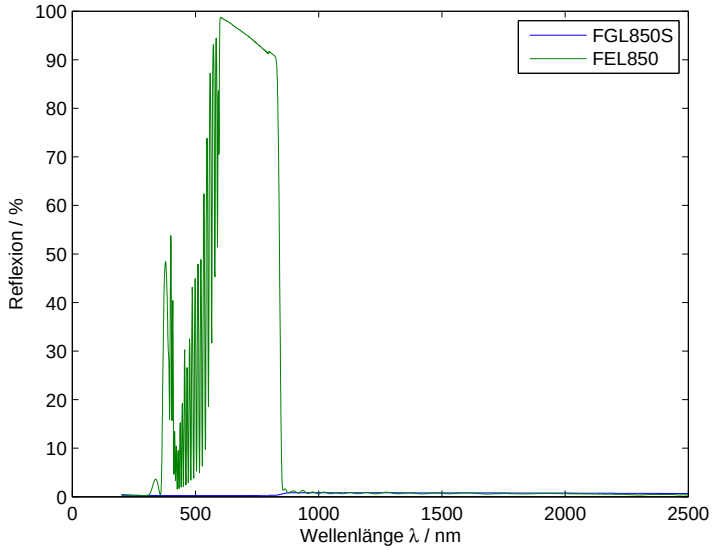


Abbildung 10: Reflexionsspektrum für die Kantenfilter FGL850S und FEL850

vornherein nie zu 100% stimmen können, da für die Cut-On Wellenlänge gerade gilt, dass die Transmission dort zu 50% gemessen vom Peak abgefallen ist. Und die Kante ist nie so steil, dass man gleich in den Bereich T $\leq$ 0.1% fällt. Vielmehr gilt nach Industriestandard, dass die Transmission für Kurzpassfilter ab $1.2\lambda_c$ bzw. für Langpassfilter ab $0.8\lambda_c$ auf weniger als 0.1% Transmission abgefallen sein soll. Dieser Wert konnte mit den Messwerten ohne Ausnahme für alle Kantenfilter bestätigt werden!

Anmerkung: In Rahmen der Diskussion der Messergebnisse wurden auch die Farbglas-Filter mit den Daten zu Langpassfiltern der Firma Thorlabs verglichen. Jedoch war zu diesen Filtern weder ein Hersteller, noch irgendwelche Daten zur Blockung oder zum Transmissionsbereich angegeben!

In Abbildung 10 sind die Reflexionsspektren für zwei Kantenfilter zu sehen. Zu sehen ist, dass bei beiden Filter bei der cut-on-Wellenlänge eine Änderung vorliegt. Während der Filter FEL850 fast alles reflektiert, reflektiert der Filter FGL850S fast gar nichts. Da der Wert für die Tranmission ab da auch fast null ist, muss der Filter also fast alles absorbieren. Für die Schwankungen im Reflexionsspektrum des FEL850-Filters wurde keine Erklärung gefunden.
Als Fazit lässt sich also sagen, dass die Herstellerdaten nur zum Teil bestätigt werden konnten. Es gab vor allem bei den Filtern mit der Cut-On Wellenlänge $\lambda_c = 850\,\mathrm{nm}$ eini-

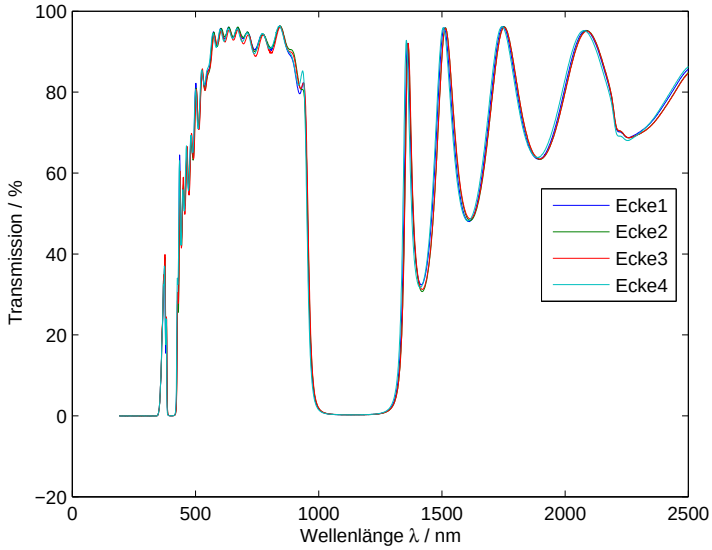


Abbildung 11: Spektrale Transmission über der Wellenlänge

ge Abweichungen von der Herstellerdaten. Dies ist auf Verunreinigung (Fingerabdrücke, Staub auf den Filtern), sowie durch das Alter der Filter erklärbar. Für den Anwender interessant sind weiterhin die Daten der berechneten Steilheit. Braucht man für Messungen einen Kantenfilter mit großer Steilheit, so muss man Interferenzeffekte in Kauf nehmen. Braucht man einen Kantenfilter mit möglichst gleichmäßiger Transmission über einen weiten Spektralbereich, so sollte man die „FGL“-Filter benutzen, hat dann aber eine geringere Steilheit der Kante (großer Wert für S).

3.3. Messung der lateralen Homogenität

Bei dieser Messung wird ein quadratischer Kurzpassfilter SP 950 auf seine laterale Homogenität untersucht. Dafür wird das Transmissionsspektrum in jeder der vier Ecken gemessen. Da die Messung jeweils nur in einem Punkt stattfinden soll, wird der VW-Aufbau aus dem Cary entfernt und durch eine Lochblende mit Halterung für die Scheibe ersetzt. Das Transmissionsspektrum für den Wellenlängenbereich von 200 nm bis 2500 nm ist in Abbildung 11 zu sehen.

In Abbildung 11 sieht man, dass bei einigen Wellenlängen ein Unterschied der Transmission zwischen den Ecken vorliegt. Bei einem Kantenfilter interessiert aber vor allem die Gleichheit der Transmission an der Kante. In Abbildung 12 ist deswegen nur der Bereich um die cut-off-Wellenlänge dargestellt.

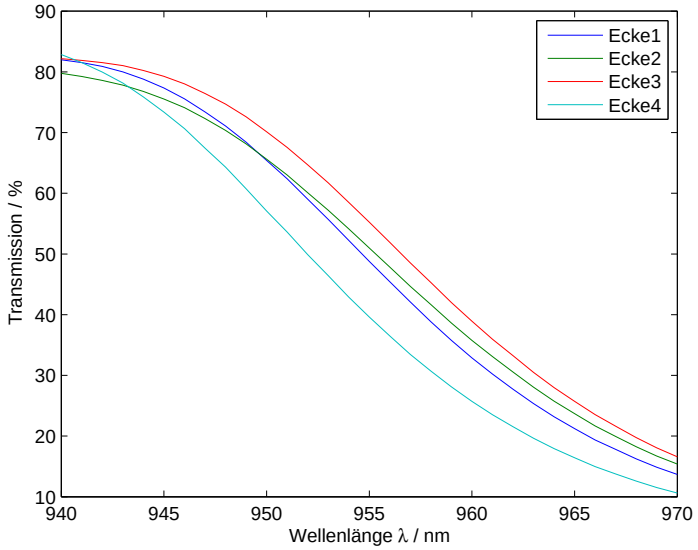


Abbildung 12: Spektrale Transmission über der Wellenlänge im Bereich der cut-off-Wellenlänge

In Abbildung erkennt man, dass die Transmission abhängig von der Ecke Unterschiede von über 10% aufweist. Bei einer Wellenlänge $\lambda = 950$ nm beträgt der kleinste Wert für die Transmission 57,1% und der größte 70,1%. Eigentlich wäre bei dieser Wellenlänge ein Wert von 50% zu erwarten. Die Abweichung und die laterale Inhomogenität können schon im Fertigungsprozess entstehen, da es sehr schwierig ist eine vollkommen homogene Beschichtung auf die Scheibe zu bekommen. Aber auch Kratzer oder Fingerabdrücke können Abweichungen verursachen. Überraschend ist das alle Kurven über den eigentlichen 50% der cut-off-Wellenlänge liegen.

3.4. Kristalline Siliziumwafer

In diesem Versuchsteil werden die Antireflexschichten SiO−2 und TCO auf kristallinem Silizium untersucht. Dafür wurde für drei verschiedene Siliziumwafer das Transmissions- und das Reflexionsspektrum aufgenommen:

- c-Si (beidseitig poliert, Dicke d=250 μm)
- c-Si SiO_2(beidseitig poliert, Deckschicht aus SiO_2)
- c-Si TCO (eine Seite rauh, Deckschicht aus TCO)

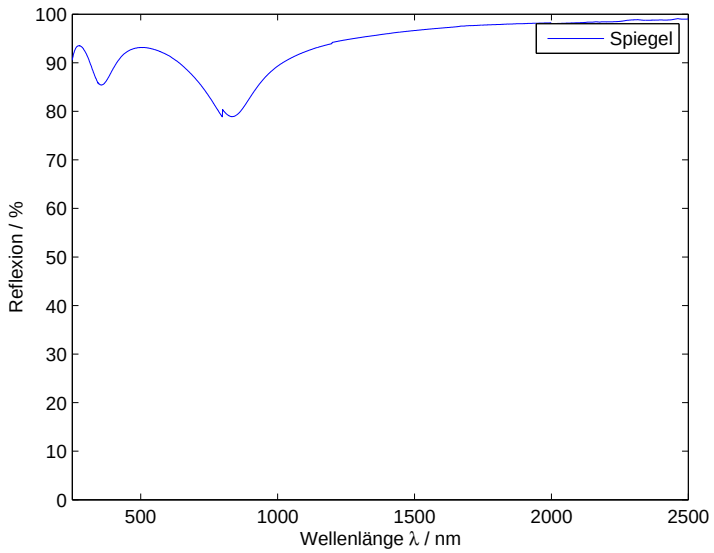


Abbildung 13: Reflexionsspektrum für den Spiegel

Für den Aufbau wurde wieder der VW-Aufbau benutzt, damit Transmission und Reflexion an der gleichen Stelle gemessen werden können. Die raue Rückseite der Probe c-Si TCO verursacht weitere Streueffekte an der Rückseite und müsste somit eine Intensitätsminderung bei der Tranmissionsmessung zur Folge haben. Des Weiteren war die Probe so klein, dass die Reflexionsmessung mit einem zusätzlichen Spiegel durchgeführt werden musste. Um die Reflexionseigenschaften des Spiegels danach rausrechnen zu können wurde für den Spiegel zuerst das Reflexionsspektrum aufgenommen. Dieses ist in Abbildung 13 zu sehen. Die Transmissions- und Reflexionsspektren der Proben sind in den Abbildungen 14 und 15 zu sehen.

3.4.1. Unbeschichteter Wafer

Um in 3.4.2 auf die Eigenschaften der Antireflexschichten eingehen zu können, muss zuerst der unbeschichtete Wafer untersucht werden. Dieser kann als optisch dicke Schicht betrachtet werden. Mit $A = 1 - T - R$ kann man das Absorptionsspektrum ausrechnen. Dieses ist in Abbildung 16 zu sehen. Stellt man Gleichung 7 nach α um, so erhält man Gleichung 13 mit der man Das Spektrum für den Absorptionskoeffizienten ausrechnen

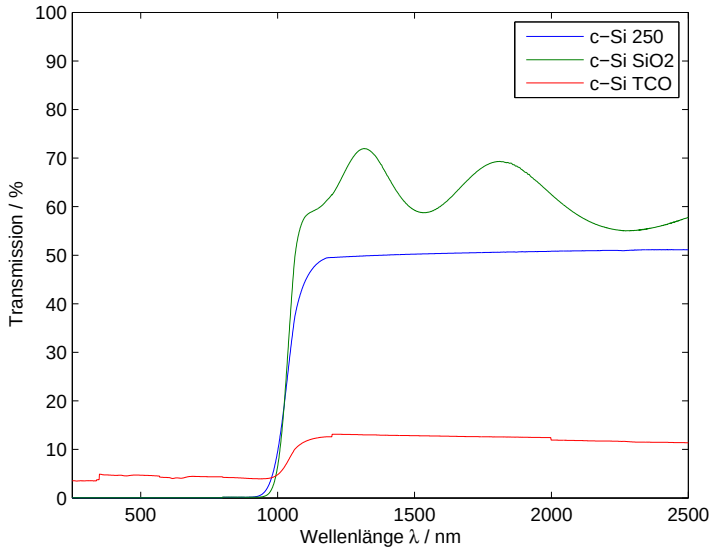


Abbildung 14: Transmissionsspektrum für die drei Siliziumwafer

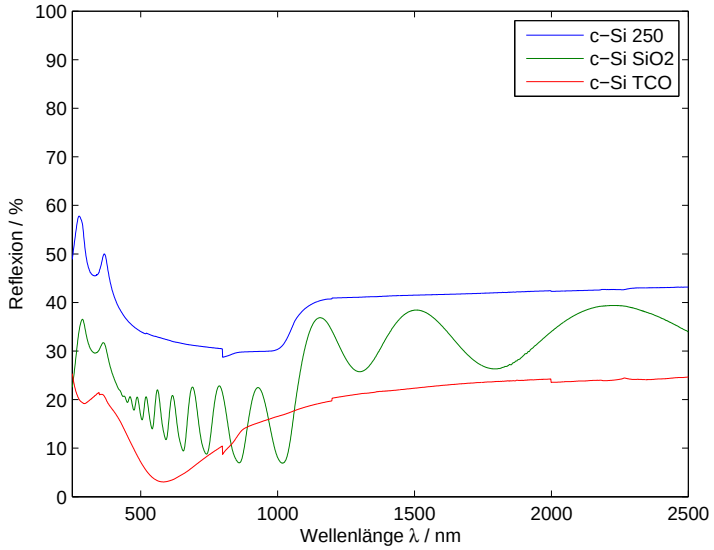


Abbildung 15: Reflexionsspektrum für die drei Siliziumwafer

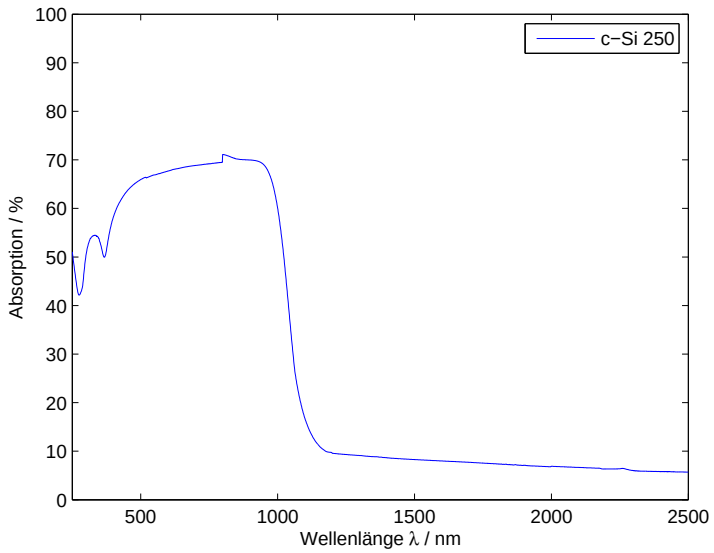


Abbildung 16: Absorptionsspektrum für c-Si 250

kann. Dieses ist in Abbildung 17 dargestellt.

$$\alpha = \frac{ln\left(\frac{T}{(1-R)^2}\right)}{-d} \tag{13}$$

Zu erkennen ist, das der kleine Sprung bei $\lambda \approx$800nm aus dem Reflexionsspektrum, hier einen großen Sprung verursacht. Der Sprung könnte durch das Wechseln der Lampe oder des Spiegels im Cary verursacht worden sein, obwohl das eigentlich durch die Aufnahme der Baseline verhindert werden sollte. Des Weiteren kann man erkennen, dass die Absorption im Bereich von 450 nm bis 1000 nm sehr groß ist, so dass dort die Näherung $R \approx R_{01}$ gemacht werden darf. Stellt man Gleichung 1 nach n um, so erhält man Gleichung 14

$$n = \frac{1+\sqrt{R}}{1-\sqrt{R}} \tag{14}$$

Der Brechungsindex n wird ist in Abbildung für den gesamten gemessenen Wellenlängenbereich zu sehen, wobei beachtet werden muss, dass die gemachte Näherung nur für den Bereich von 450 nm bis 1000 nm gültig ist. Das reicht aber, da in Abbildung 15 zu sehen ist, dass die Minima für c-Si SiO_2 und c-Si TCO in diesem Bereich liegen.

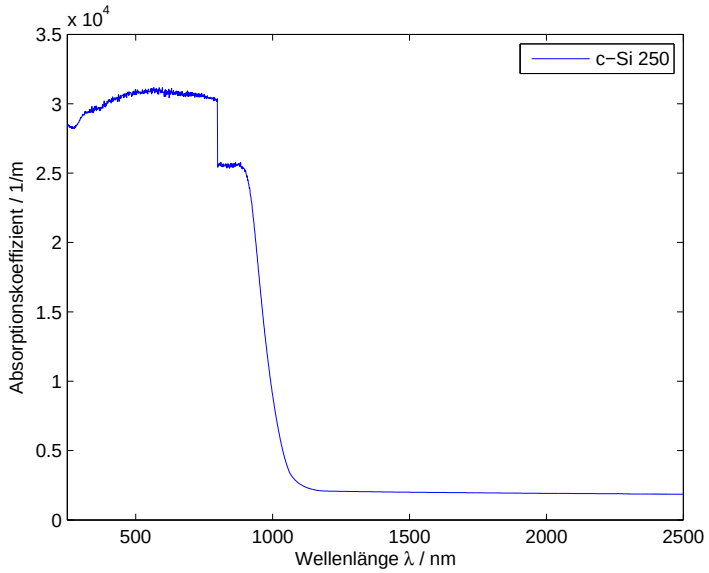


Abbildung 17: Spektrum des Absorptionskoeffizienten für c-Si 250

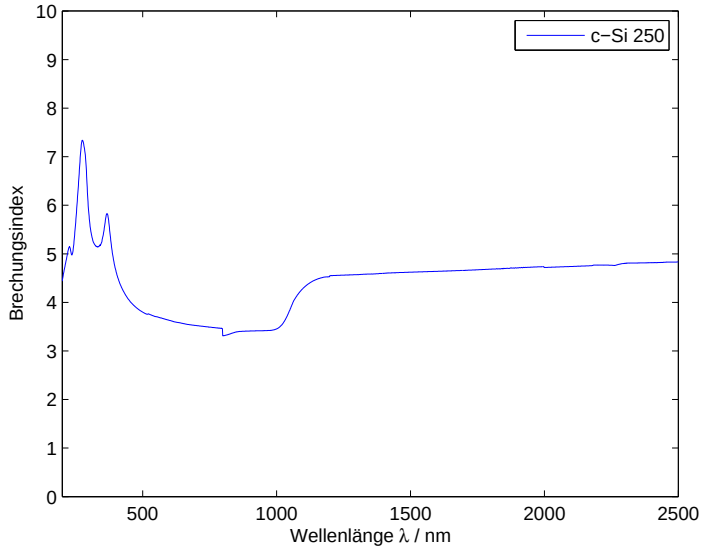


Abbildung 18: Spektrum des Brechungsindizexes für c-Si 250, gültig im Bereich 450nm$\leq$ $\lambda \leq$1000nm

3.4.2. Antireflexschichten

Zur Untersuchung der Antireflexschichten TCO und SiO_2 müssen aus Abbildung 15 die Minima für die beschichteten Proben entnommen werden. Da das Reflexionsspektrum des SiO_2 beschichteten Siliziums sehr stark schwankt, ist ein klares Minimum hier nicht wirklich zu erkennen und es wurde ein Wert genommen, wo das Mittel der Oszillation am tiefsten ist. Folgende Werte wurden ausgelesen:

- SiO_2: $\lambda = (890 \pm 20)\,\mathrm{nm}$
- TCO: $\lambda = (583 \pm 3)\,\mathrm{nm}$

Für diese Wellenlängen wird der Brechungsindex n_1 aus Abbildung 18 für das unbeschichtete Silizium ausgelesen. Man erhält:

- SiO_2: $n_1(\lambda = 890\ \mathrm{nm})$=3,41 $\pm$ 0,01
- TCO: $n_1(\lambda = 583\ \mathrm{nm})$=3,66 $\pm$ 0,01

Mit $n_2 = \sqrt{n_0 n_1}$ und $d = \frac{\lambda}{4n_2}$ ergibt sich für die Dicke der Antireflexschichten:

- SiO_2: d=(120 $\pm$ 3) nm
- TCO: d=(76,2 $\pm$ 0,5) nm

Durch die starke Oszillation im Reflexionsspektrum des SiO_2 beschichteten Siliziums konnte man die Wellenlänge für das Minimum nicht wirklich bestimmen und somit ist auch der Wert für Dicke mit Vorsicht zu beachten. Aber die TCO beschichte Probe hat gezeigt, dass Antireflexschichten in einem Wellenlängenbereich um λ=600 nm nur wenig Licht reflektieren. Das ist sowohl für Brillen wichtig, wo man will, dass möglichst viel Licht transmittiert wird, oder Solarzellen, wo man möglichst viel von dem Licht absorbieren möchte.

3.4.3. Überprüfung der Eignung des c-Si-Wafers als Kantenfilter

Aus dem Transmissionsspektrum (Abbildung 14) kann man folgende Werte für c-Si als Kantenfilter entnehmen:

- Cut-on-Wellenlänge λ_c= 1037 nm
- Steilheit S= 11,5 $\pm$ 0,2
- Maximum T_{peak}=51%

Wenn man den Siliziumwafer als Kantenfilter benutzen will, so ist es ein Langpassfilter. Dafür spricht die große Steilheit. Dagegen spricht, dass auch bei großen Wellenlängen nur gut 50% transmittiert werden.

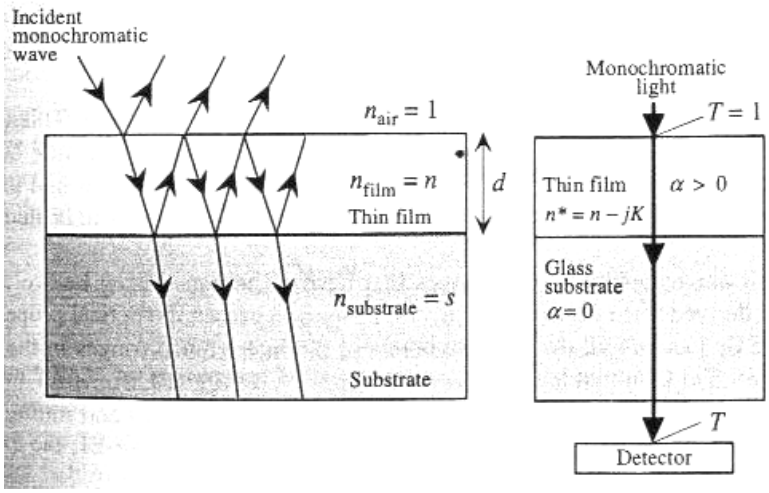


Abbildung 19: Schematische Darstellung von Probe und Substrat

3.5. Dünnschichthalbleiter

Als Nächstes werden Dünnschichthalbleiter untersucht, also dünne (< 2µm) Schichten von hydrogenisiertem amorphen Silizium auf einem Glassubstrat. Auch hier hat man es also wieder mit 3 Schichten zu tun, wie auf Abbildung 19 zu sehen. Um nun bei diesen dünnen Schichten optische Eigenschaften der Probe, wie zum Beispiel den Brechungsindex n, und den Absorptionskoeffizienten α zu berechnen, kann man die Methode von Swanepoel verwenden. Diese Methode macht Gebrauch von den vielen auftretenden Interferenzmaxima und Interferenzminima der gemessenen Transmission.
Nach Swanepoel [5] gilt nun folgender Zusammenhang zur Transmission T:

$$
\begin{aligned}
T = \frac{Ax}{B - Cxcos\phi + Dx^2} \\
mit \\
A &= 16n^2 s \\
B &= (n+1)^3(n+s^2) \\
C &= 2(n^2-1)(n^2-s^2) \\
D &= (n^2-1)^3(n-s^2) \\
\phi &= 4\pi nd/\lambda \\
x &= exp(-\alpha d)
\end{aligned} \tag{15}
$$

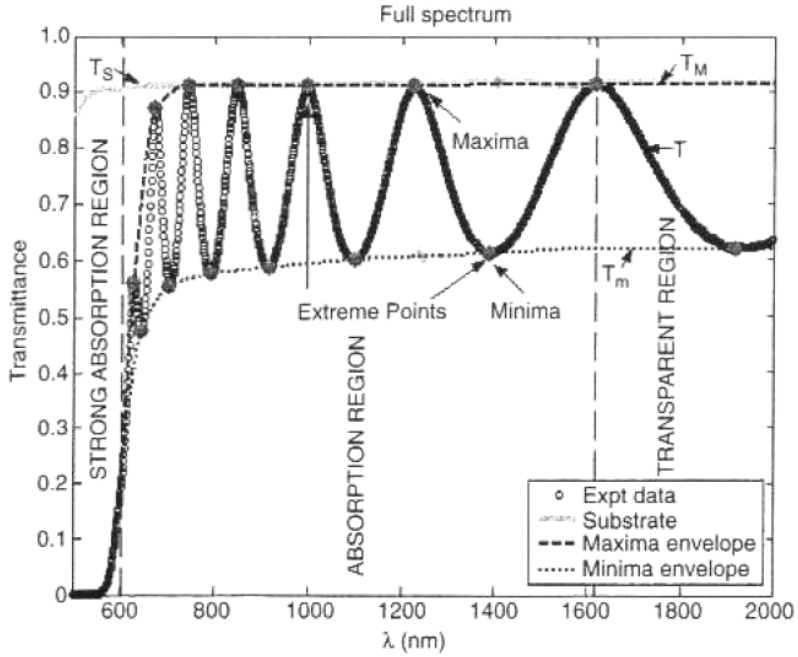


Abbildung 20: Transmissionsspektrum mit eingezeichneten Einhüllenden von Selen (0,969 µm), aus [5]

Dabei bezeichnet n den Brechungsindex der Probe, s den Brechungsindex des Glassubstrats und α den Absorptionskoeffizienten.
Für $\phi = \pm\pi$ erhält man dann die zwei Einhüllenden der Maxima und Minima, also

$$T_M = \frac{Ax}{B - Cx + Dx^2}, \qquad T_m = \frac{Ax}{B + Cx + Dx^2} \tag{16}$$

Insgesamt teilt sich die aufgenommene Transmission in 3 Bereiche auf, die in [5] mit strong absorption, absorption und transparant region bezeichnet werden (vgl. Abbildung 20. Dies kommt dadurch zustande, dass die Energie der Photonen im kurzwelligen Bereich so groß ist, um Elektronen vom Valenzband ins Leitungsband zu „heben“. Das heißt, dass die Energie der Photonen hier für Band-Band Übergänge gebraucht wird, womit eine große Absorption einhergeht. Im Bereich großer Wellenlänge hingegen, reicht die Energie der Photonen für Band-Band Übergänge nicht mehr aus. Hier können die Photonen den Halbleiter (fast) ungedämpft passieren. Gerade die Bezeichnung „transparent region“ erscheint jedoch nicht sinnvoll, da auch in diesem Bereich noch Interferenzen zu beobachten sind.

Für große Wellenlängen und $\alpha \approx 0$ folgt dann aus Gleichung 15

$$T_M \approx \frac{2s}{s^2+1} \tag{17}$$

, also geht die Einhüllende gegen die Transmission des Substrats.

Im Folgenden wird die Auswertung der Swanepoel Methode exemplarisch für die Probe mit der Bezeichnung „39509141“ durchgeführt. Die Ergebnisse der restlichen 2 vermessenen Proben sind im Anhang zu finden.

3.5.1. Bestimmung der Brechungszahl s vom Glassubstrat

Zuerst wurde die Transmission T_s des Glassubstrat alleine gemessen. Hierbei handelte es sich um das Substrat „Corning 705D“. Aus Gleichung 5 des Theorieteils folgt dann für die Grenzschicht Luft-Substrat mit $n_{Luft} = 1$ und $s := n_{Substrat}$ durch einfaches Umstellen

$$s = \frac{1}{T_s} + \sqrt{\frac{1}{T_s^2 - 1}} \tag{18}$$

, was mit Gleichung 17 für große Wellenlängen übereinstimmt.
Da jedoch die Transmission des Substrats „Corning 705D“ bei Wellenlänge um 2500 einigen Schwankungen unterliegt, wurde im Rahmen der Auswertung ein Mittelwert gebildet über alle Werte vom $\lambda = 1500\,\mathrm{nm}$ bis $\lambda = 2500\,\mathrm{nm}$. Dies kann gemacht werden, da die Transmission des Substrats über ein großes Spektrum gleich ist. Damit ergibt sich

$$s = 1.52 \pm 0.01 \tag{19}$$

, wobei $\overline{T_s} = 91.9\%$ mit einer Standardabweichung von 0.1%.
$\left(\Delta s = \left| -\frac{1/\sqrt{-1+T_s^{-2}}+T_s}{T_s^3} \right| \Delta T\right)$

3.5.2. Bestimmung der Brechungszahl n und der Dicke d

Nun wird die Einhüllende T_M und T_m ermittelt. Dazu werden alle Minima und Maxima markiert und durch Interpolation verbunden. Nun lässt sich also jeder Wellenlänge (außer im Bereich der starken Absorption) ein Wert T_M und ein Wert T_m zuordnen (vgl. Abbildung 21). Weiter gilt:

$$\frac{1}{T_m} - \frac{1}{T_M} = \frac{2C}{A} \tag{20}$$

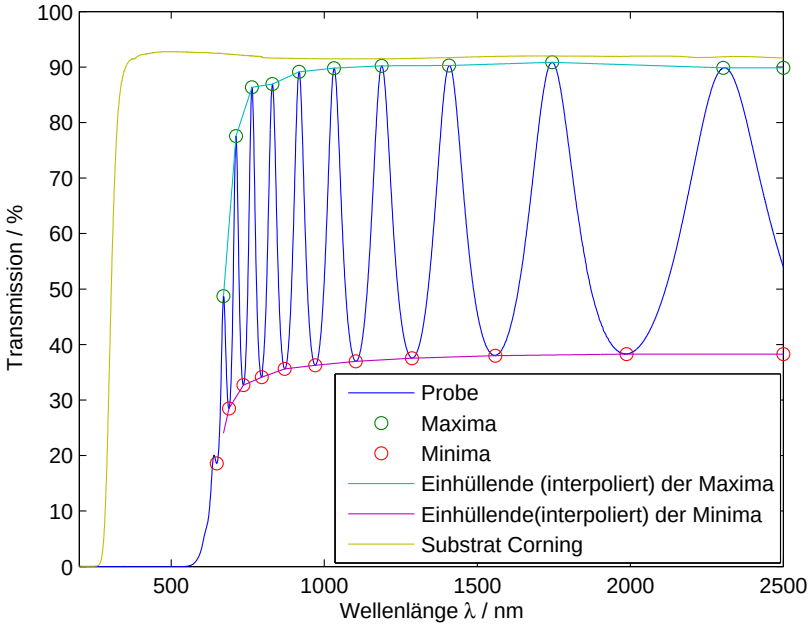


Abbildung 21: Konstruktion der Einhüllenden zur Probe 39509141

Setzt man hier die Formel 16 ein, so ergibt sich

$$n = [N + (N^2 - s^2)^{1/2}]^{1/2}; \qquad N = 2s\frac{T_M - T_m}{T_m T_M} + \frac{s^2+1}{2} \tag{21}$$

Aus dieser Gleichung lässt sich nun n=n(λ) berechnen. Dies ist für die Wellenlängen zu den Maxima und Minima in Tabelle 3 exemplarisch dargestellt. Insgesamt stehen durch die Interpolation natürlich viel mehr Werte zur Verfügung

Betrachtet man nun zwei aufeinanderfolgende Maxima, bzw. Minima, so gilt offensichtlich $2n_{\lambda_1}d = m\lambda_1$ und $2n_{\lambda_2}d = (m+1)\lambda_2$. Damit folgt durch Umstellen

$$d = \frac{m\lambda_1}{2n_{\lambda_1}} = \frac{(m+1)\lambda_2}{2n_{\lambda_2}} \tag{22}$$

Diese Gleichung lässt sich nach m auflösen ($m = \frac{\lambda_2 n_{\lambda_1}}{\lambda_1 n_{\lambda_2} - \lambda_2 n_{\lambda_1}}$), womit man durch erneutes Einsetzen von m schließlich eine Formel für die Dicke d erhält:

$$d = \frac{\lambda_1\lambda_2}{2(\lambda_1 n_{\lambda_1} - \lambda_2 n_{\lambda_2})} \tag{23}$$

Durch Paare von Interferenzmaxima bzw. Interferenzminima lässt sich so die Dicke d berechnen. Dies ist in Tabelle 3 mit d_1 angegeben. Aus diesen Werten lässt sich nun ein Mittelwert und eine Standardabweichung errechnen. Dies ergibt:

$$\overline{d} = (1038{,}36 \pm 64{,}86)\,\mathrm{nm}$$

Mit diesen Ergebnissen ließe sich jetzt schon weiterrechnen, um die Absorptionskoeffizienten α zu bestimmen. Jedoch ist es sinnvoll, erst die Ordnung des Maximums (bzw. Minimums) abzuschätzen, um den Wert für d zu verbessern und den Fehler zu verkleinern. Mit der bekannten Formel $2nd = m\lambda$ folgt dann

$$m = \frac{2n_e\overline{d}}{\lambda_e}. \tag{24}$$

Da m für Maxima ganzzahlig ist und für Minima halbzahlig, muss hier dementsprechend gerundet werden. Mit diesen neuen Werten m lässt sich dann mit der gleichen Formel die Dicke d erneut ausrechnen. Sei d_2 die neue Dicke, dann folgt für d_2

$$d_2 = \frac{m\lambda_e}{2n_e}. \tag{25}$$

Diese neuen Werte sind in Tabelle 4 eingetragen. Hieraus lässt sich nun ebenfalls wieder ein Mittelwert und eine Standardabweichung berechnen. Dies ergibt

$$\overline{d_2} = (1002{,}36 \pm 9{,}70)\,\mathrm{nm} \tag{26}$$

Man sieht, dass der Fehler jetzt viel kleiner ist als zuvor. Der relative Fehler liegt jetzt unter 1%.
Mit den neuen Werten für m und $\overline{d_2}$ können nun auch die Werte für den Brechungsindex n korrigiert werden. Bezeichnet n_2 die korrigierten Werte, dann gilt

$$n_2 = \frac{m\lambda_e}{2\overline{d_2}} \tag{27}$$

Diese neuen Werte sind ebenfalls in Tabelle 4 eingetragen.
Bisher wurde der Brechungsindex n nur im Bereich der Interferenzminima und Interferenzmaxima angegeben. Um auch Ergebnisse für kürzere Wellenlänge zu erhalten, muss zu diesen Wellenlänge extrapoliert werden. Dafür eignet sich ein Fit mit der Sellmeier Gleichung $n = \sqrt{A + B\lambda^2/(\lambda^2 - C^2)}$ (aus [5]). Das Ergebnis ist in Abbildung 22 gezeigt.

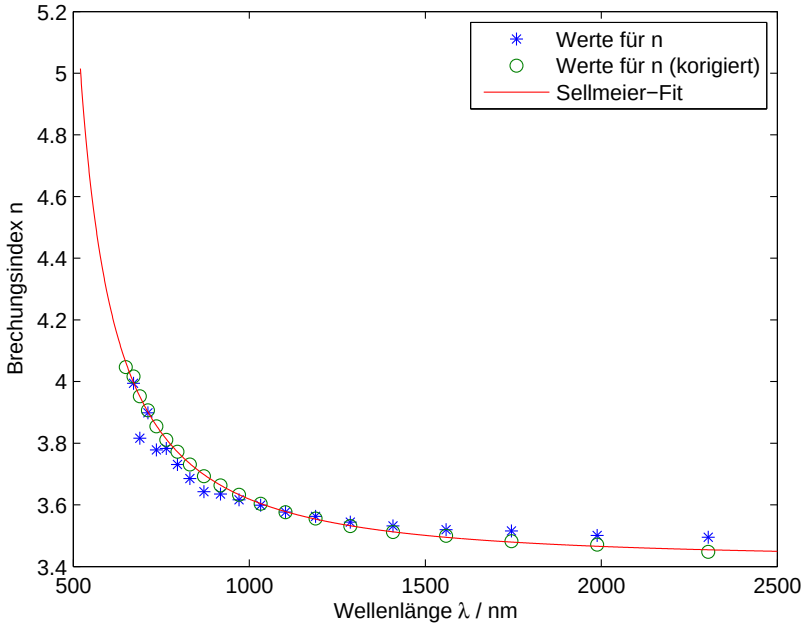


Abbildung 22: Brechungsindex n und Fit nach der Sellmeier Gleichung durch die korrigierten Werte

Es ergaben sich für den Fit folgende Werte:
A=5.704 ± 0.4865, B=6.009 ± 0.4620, C=432.3 ± 3.3

3.5.3. Bestimmung des Absorptionskoeffizienten und Rekonstruktion des Spektrums

Mit den zuvor berechneten Werten für n, T_M, s und $\overline{d_2}$ lässt sich nun der Absorptionskoeffizient α bestimmen. Mit 16 und 15 erhält man :

$$\alpha = -\frac{ln(x)}{\overline{d_2}} \tag{28}$$

mit $x = \frac{E_M - \sqrt{(E_M^2 - (n^2-1)^3(n^2-s^4))}}{(n-1)^3(n-s^2)}$ und $E_M = \frac{8n^2 s}{T_M} + (n^2-1)(n^2-s^2)$.
Die Darstellung des Absorptionskoeffizienten als Funktion der Wellenlänge ist auf Abbildung 23 zu sehen.

Weiterhin kann nun noch das Transmissionspektrum rekonstruiert werden. Dazu setzt man alle errechneten Werte in Formel 15 ein. Das Endergebnis mit den ursprünglichen Daten und den rekonstruierten Daten ist in Abbildung 24 zu finden.

λ/nm	d_1 / nm	n_1
2304		3.49
1745	1004.83	3.52
1408	1012.08	3.53
1188	1019.59	3.56
1032	1023.73	3.60
918	1057.51	3.64
831	1052.69	3.69
764	968.63	3.78
712	953.51	3.90
671	1047.91	3.99
1988		3.50
1559	1007.28	3.52
1287	1007.35	3.54
1103	1022.81	3.58
971	1038.14	3.62
871	1091.68	3.64
796	990.62	3.73
736	1119.83	3.78
689	1233.97	3.82

Tabelle 3: Ergebnisse zur Schichtdicke und zum Brechungsindex der Probe 39509141

λ/nm	m	d_2 / nm	n_2
2304	3	988.58	3.45
1745	4	993.91	3.48
1408	5	996.46	3.51
1188	6	1001.20	3.55
1032	7	1004.84	3.60
918	8	1009.28	3.66
831	9	1012.59	3.73
764	10	1015.77	3.81
712	11	1018.95	3.90
671	12	1020.94	4.00
1988	3.5	986.60	3.47
1559	4.5	991.16	3.49
1287	5.5	992.85	3.53
1103	6.5	996.56	3.58
971	7.5	999.13	3.63
871	8.5	1002.05	3.70
796	9.5	1004.03	3.77
736	10.5	1005.11	3.86
689	11.5	1005.62	3.95
649	12.5	1001.60	4.06

Tabelle 4: Neu berechnete Werte zur Probe 39509141

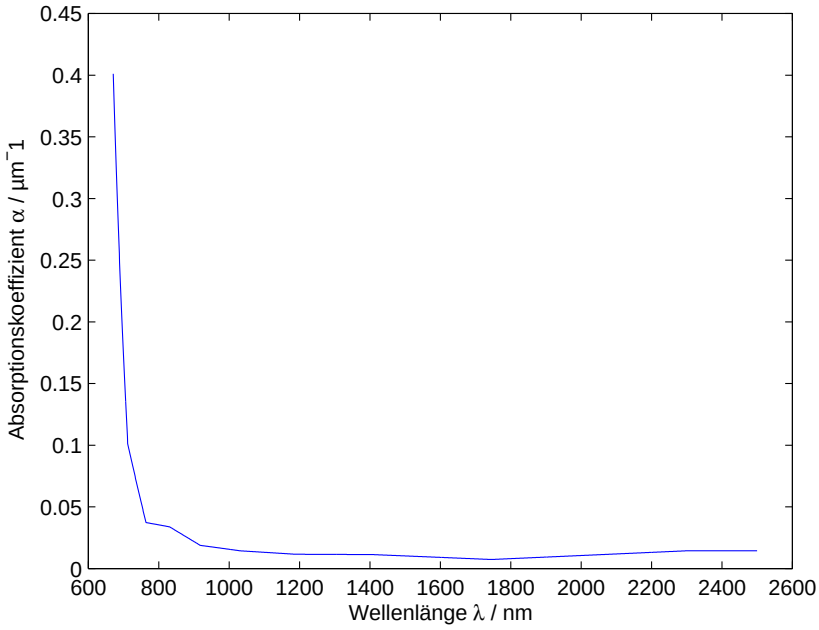


Abbildung 23: Absorptionskoeffizient in Abhängigkeit der Wellenlänge

Die Abweichung zu den Messdaten lässt sich schließlich berechnen mit

$$\Delta T = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{q}(T_{exp} - T_{berechnet})^2}{q}}, \tag{29}$$

wobei q für die Anzahl der Messpunkte steht. Dies ergab:
$\Delta T = 1\%$.
Als Fazit zur Swanepoel Methode kann man sagen, dass diese Methode zur Berechnung optischer Eigenschaften eines dünnen Halbleitermaterials gut geeignet ist, denn man erhält recht genaue Werte (relativer Fehler bei der Schichtdicke war kleiner als 1%).

4. Fazit

Fasst man die Versuchsergebnisse zusammen, so ist zu erkennen, dass alleine durch Messungen der Transmission, sowie der Reflexion viele optische Eigenschaften der untersuchten Filter und Halbleiterschichten ermittelt werden konnten. So konnten verschiedene Filter hinsichtlich Typ (Neutralfilter,Kantenfilter) und Eigenschaft (z.B. absorptive und metallbeschichtete Filter) gut charakterisiert werden. Weiterhin lieferte auch die Charakterisie-

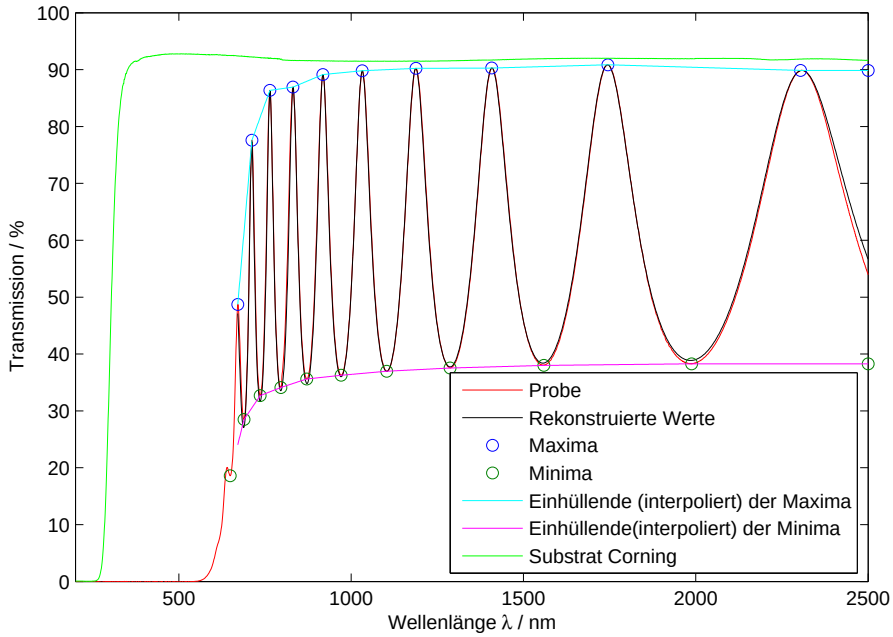


Abbildung 24: Gemessene und rekonstruierte (berechnete) Transmission

rung der Kantenfilter verglichen mit den Herstellerdaten zum Teil sehr gute Ergebnisse. Und auch mit den Messungen an den Halbleiterschichten wurden gute Ergebnisse erzielt, gerade die Swanepoel Methode bei dünnen Schichten lieferte recht genaue Werte.

A. Anhang

A.1. Rechnung

Für die Herleitung der Gleichung 6 für die Transmission, müssen alle möglichen Wege, die das Licht zurücklegen kann, berücksichtigt und aufaddiert werden.

$$
\begin{aligned}
T_A &= T_{01}T_{10}exp(-\alpha d) + T_{01}T_{10}R_{10}^2 exp(-3\alpha d) + \dots \\
T_A &= T_{01}T_{10}exp(-\alpha d)\sum_{k=0}^{\infty} R_{10}^{2k} exp(-2k\alpha d) \\
T_A &= T_{01}(1-R_{10})exp(-\alpha d)\frac{1}{1-R_{10}^2 exp(-2\alpha d)} \\
T_A &= \frac{(1-R_{10})^2 exp(-\alpha d)}{1-R_{10}^2 exp(-2\alpha d)}
\end{aligned}
$$

Die Herleitung der Gleichung 6 für die Reflexion funktioniert analog.

A.2. Probe 08B357I

A.2.1. Brechzahl und Dicke

Aus Tabelle 6 folgt:
$\overline{d_1} = (290{,}30 \pm 50{,}07)\,\mathrm{nm}$
$\overline{d_2} = (271{,}87 \pm 7{,}58)\,\mathrm{nm}$
Der Brechungsindex ist in Abbildung 28 aufgetragen.

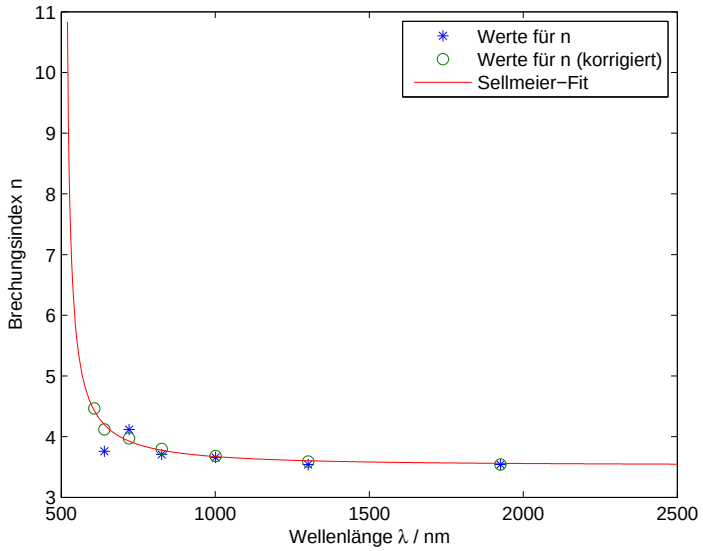


Abbildung 25: Brechungsindex der Probe 08B357I

A.2.2. Absorptionskoeffizient

Der Absorptionskoeffiezient aufgetragen über der Wellenlänge ist auf Abbildung 26 zu sehen.
Dabei galt für den Sellmeier-Fit folgende Funktion:
$n = \sqrt{(9{,}58 \pm 1{,}73) + (2{,}88 \pm 1{,}39)\lambda^2/[\lambda^2 - (513{,}00 \pm 35{,}45)^2]}$

A.2.3. Rekonstruktion des Spektrums

Das rekonstruierte Spektrum ist auf Abbildung 27 abgebildet.
Der Fehler beträgt $\Delta T \approx 1.6\%$.

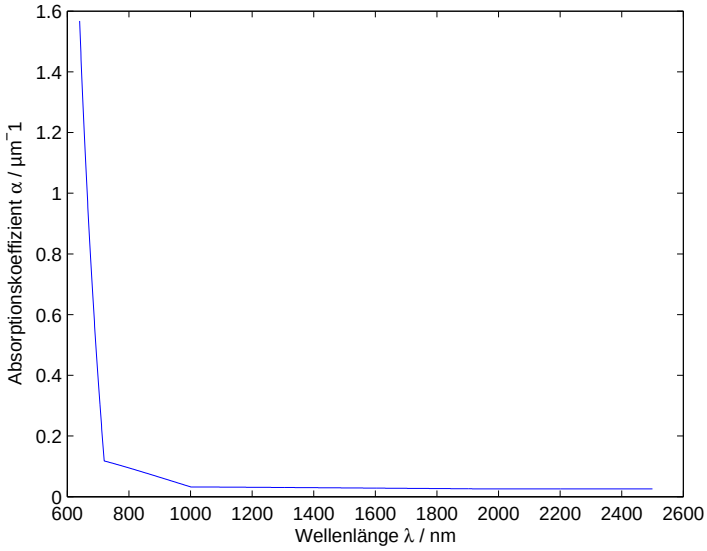


Abbildung 26: Absorptionskoeffizient der Probe 08B357I als Funktion der Wellenlänge

λ/nm	d_1 / nm	n_1
1926		3.54
1001	275.53	3.66
720	242.35	4.12
1302		3.54
826	282.68	3.71
640	360.63	3.76

Tabelle 5: Ergebnisse zur Schichtdicke und zum Brechungsindex der Probe 08B357I

λ/nm	m	d_2 / nm	n_2
1926	1	272.66	3.56
1001	2	273.14	3.67
720	3	275.95	3.93
607	4	285.26	4.43
1302	1.5	268.59	3.60
826	2.5	265.14	3.78
640	3.5	262.36	4.20

Tabelle 6: Neu berechnete Werte zur Probe 08B357I

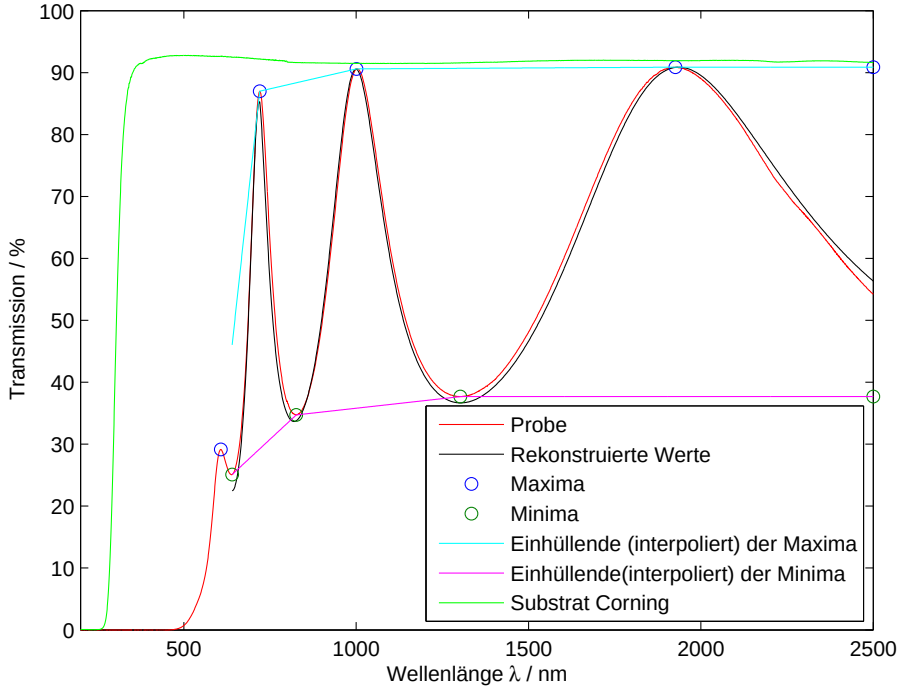


Abbildung 27: Gemessene und rekonstruierte (berechnete) Transmission für Probe 08B357I

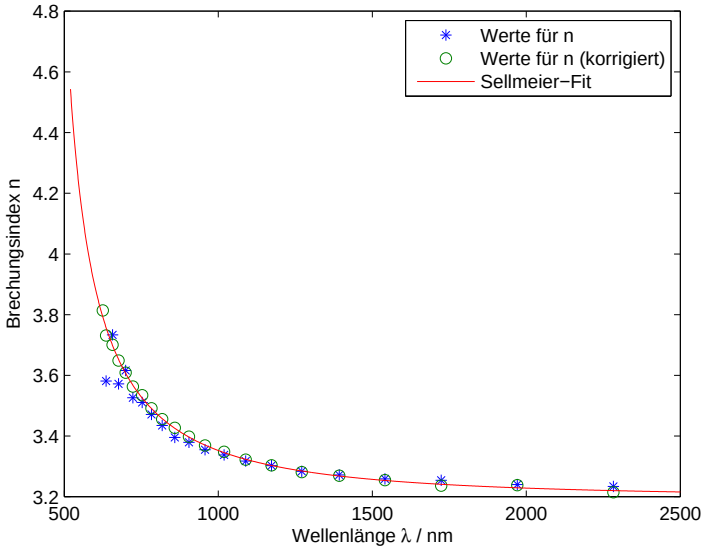


Abbildung 28: Brechungsindex der Probe L011091

A.3. Probe L011091

A.3.1. Brechzahl und Dicke

Aus Tabelle 8 folgt:
$\overline{d_1} = (1097{,}92 \pm 101{,}09)\,\mathrm{nm}$
$\overline{d_2} = (1065{,}25 \pm 6{,}96)\,\mathrm{nm}$
Der Brechungsindex ist in Abbildung 28 aufgetragen.

A.3.2. Absorptionskoeffizient

Der Absorptionskoeffiezient aufgetragen über der Wellenlänge ist auf Abbildung 29 zu sehen.
Dabei galt für den Sellmeier-Fit folgende Funktion:
$n = \sqrt{(5{,}78 \pm 0{,}42) + (4{,}41 \pm 0{,}39)\lambda^2/[\lambda^2 - (435{,}90 \pm 10{,}05)^2]}$

A.3.3. Rekonstruktion des Spektrums

Das rekonstruierte Spektrum ist auf Abbildung 30 abgebildet.
Der Fehler beträgt $\Delta T \approx 0.8\%$.

λ/nm	d_1 / nm	n_1
2283		3.23
1724	1061.57	3.25
1393	1084.10	3.27
1173	1071.36	3.30
1019	1086.78	3.34
905	1090.46	3.38
818	1075.62	3.43
753	1079.39	3.51
699	978.85	3.62
657	981.07	3.73
1971		3.24
1541	1062.16	3.26
1271	1066.39	3.28
1089	1080.40	3.32
957	1089.04	3.35
859	1118.00	3.40
783	1040.86	3.47
723	1125.48	3.53
676	1229.16	3.57
636	1441.95	3.58

Tabelle 7: Ergebnisse zur Schichtdicke und zum Brechungsindex der Probe L011091

λ/nm	m	d_2 / nm	n_2
2283	3	1058.92	3.22
1724	4	1060.65	3.24
1393	5	1063.94	3.27
1173	6	1065.70	3.30
1019	7	1068.50	3.35
905	8	1070.36	3.40
818	9	1071.30	3.46
753	10	1076.32	3.53
699	11	1075.24	3.61
657	12	1075.64	3.70
625	13	1079.73	3.79
1971	3.5	1056.46	3.23
1541	4.5	1057.28	3.25
1271	5.5	1059.47	3.29
1089	6.5	1060.19	3.32
957	7.5	1061.71	3.37
859	8.5	1062.36	3.43
783	9.5	1061.96	3.49
723	10.5	1064.42	3.57
676	11.5	1061.97	3.65
636	12.5	1058.24	3.76

Tabelle 8: Neu berechnete Werte zur Probe L011091

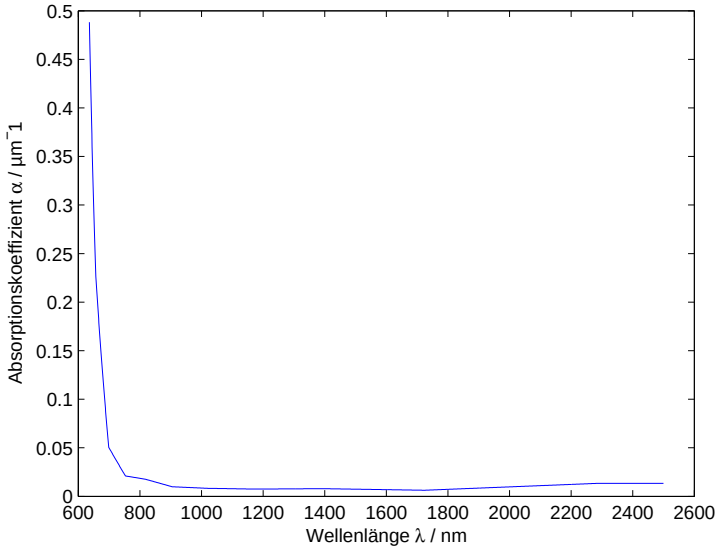


Abbildung 29: Absorptionskoeffizient der Probe L011091 als Funktion der Wellenlänge

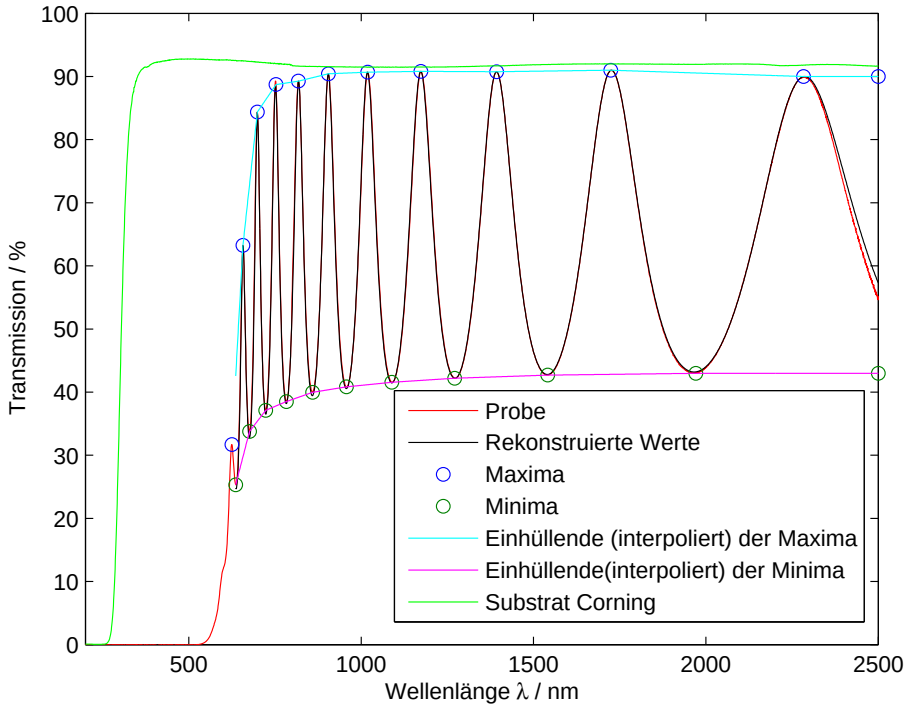


Abbildung 30: Gemessene und rekonstruierte (berechnete) Transmission für Probe L011091

Literatur

[1] `http://www.jenoptik-los.com/data/downloads/384/katalog_filter_de.pdf`. [Online; Stand 8. Feb 2011].

[2] `http://www.thorlabs.de`. [Online; Stand 8. Feb 2011].

[3] Heidemann F. Brueggemann, R. Optische eigenschaften von dielektrika und halbleitern (versuchsanleitung), 2010 Oldenburg.

[4] W. Demtroeder. *Experimentalphysik 2: Elektrizitaet und Optik*. Springer-Lehrbuch. Springer, 2010.

[5] J. Phys. E R. Swanepoel. Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon, 1983.