

Versuchsbericht

P444 Oberflächenplasmonen-Resonanz-Spektroskopie (ORS)

Gabriel Remiszewski und Christian Fischer

durchgeführt am 29./30.11.2023
betreut von Paul Steinmann

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Erläuterungen zu OPPs und der Kretschmann-Konfiguration	2
3	ORS-Experiment mit einem Laser	4
3.1	Aufbau	4
3.2	Messung	5
3.3	Auswertung	7
4	ORS-Experiment mit einer Weißlichtquelle	9
4.1	Aufbau	9
4.2	Messung	9
4.3	Auswertung	9
5	Fazit	10
A	Anhang	11
	Literaturverzeichnis	12

1. Einleitung

In diesem Versuch wird die Oberflächenplasmonen-Resonanz-Spektroskopie genutzt, um die Anregung von Oberflächen-Plasmon-Polaritonen (OPPs) an dünnen Gold- und Silberfilmen zu beobachten. Durch evaneszente elektromagnetische Wellen, die in ihrer Amplitude mit zunehmender Schichtdicke in einem Medium exponentiell abfallen, können an Schichtübergängen zwischen einem Dielektrikum und einem Metall OPPs angeregt werden, die einen Mischzustand aus elektromagnetischen Wellen und Elektronendichtewellen darstellen und selbst Energie abstrahlen. Die OPPs werden bei diesem Versuch mithilfe der Kretschmann-Konfiguration angeregt und mit einem Zwei-Prismen-Aufbau untersucht.

Im ersten Versuchsteil wird durch Einstrahlung mit einem monochromatischen Laser auf das Prisma mit Goldschicht der Reflexionsgrad bei unterschiedlichen Einstrahlungswinkeln gemessen, woraus die Schichtdicke der aufgetragenen Schicht bestimmt werden kann.

Im zweiten Versuchsteil wird der Laser mit einer Weißlichtquelle und die Gold- mit einer Silberschicht ersetzt, um die Intensität des gesamten Lichtspektrums im sichtbaren Spektralbereich zu messen, sodass aus den hierbei entstehenden Intensitätsminima die Dispersionrelation der OPPs ermittelt werden kann.

2. Erläuterungen zu OPPs und der Kretschmann-Konfiguration

¹Bei der Auswertung und Analyse dieses Versuches ist ein grundlegendes Verständnis zu OPPs und der Kretschmann-Konfiguration notwendig. Aus diesem Grund werden hier einige der zentralen Konzepte erläutert, sodass sich bei der Auswertung und Analyse des Versuches darauf bezogen werden kann.

Die Amplituden der elektromagnetischen Felder des sichtbaren Lichtes fallen in Metallen exponentiell ab (näheres dazu ist in [1] und [2] zu finden). Dennoch können an der Grenzfläche zwischen einem Metall und einem Dielektrikum Oberflächenwellen (OPP) existieren. Diese stellen einen Mischzustand aus einer elektromagnetischen Welle und einer longitudinalen Elektronendichtewelle dar.

Im Folgenden wird Licht der Frequenz ω betrachtet. Dieses treffe mit einem Einfallswinkel θ (gemessen zwischen dem Wellenvektor des einlaufenden Lichtes und der Normalen der Grenzfläche) von einem Dielektrikum kommend auf eine Dielektrikum-Metall-Grenzfläche. Dieses System befinde sich in Luft. Das einlaufende Licht wird teilweise reflektiert und teilweise transmittiert. Der Wellenvektor der transmittierten Welle \vec{k}_t lässt sich zu $\vec{k}_{t,\parallel} + \vec{k}_{t,\perp}$ zerlegen, wobei $\vec{k}_{t,\parallel}$ der Anteil des Wellenvektors des transmittierten Lichtes parallel und $\vec{k}_{t,\perp}$ der Anteil des Wellenvektors des transmittierten Lichtes senkrecht zur Grenzfläche ist. Mithilfe dessen wird in [1] demonstriert, dass sich die transmittierte elektromagnetische Welle entlang der Dielektrikum-Metall-Grenzfläche ausbreitet und die zugehörige Amplitude senkrecht zu der Dielektrikum-Metall-Grenzfläche exponentiell im Metall abfällt. Ist die Metallschicht dünn genug (für die meisten Metalle nicht dicker als 100 nm), so reicht die Amplitude der transmittierten elektromagnetischen Welle bis zu der Metall-Luft-Grenzfläche. Dann können an dieser Grenzfläche OPPs angeregt werden, da die Metallschicht viele freie Ladungsträger hat, welche durch die transmittierte elektromagnetische Welle zu einer longitudinalen Elektronendichtewelle angeregt werden. Da die freien Ladungsträger dabei oszillieren, wird eine elektromagnetische Welle abgestrahlt. Diese propagiert entlang der Metall-Luft-Grenzfläche und fällt in beiden Medien exponentiell ab. Dabei ist der exponentielle Abfall in Metall stärker als in Luft, da die Licht sehr stark mit den freien Ladungsträgern des Metalls wechselwirkt und daher stärker absorbiert wird. Die resultierende elektromagnetische Feldverteilung der OPPs ist in Abb. 1 gezeigt. Eine sehr ausführliche Diskussion zu OPPs ist in [3] zu finden.

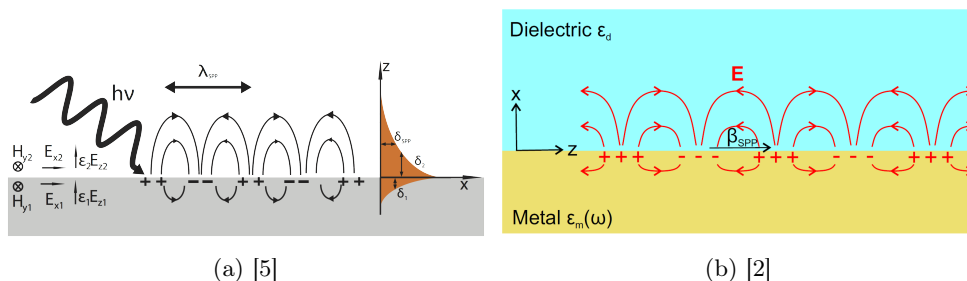


Abbildung 1: Elektromagnetische Feldverteilung von OPPs an einer Metall-Luft-Grenzfläche.

OPP können nur unter bestimmten Bedingungen angeregt werden. In [3] wird gezeigt, dass nur OPPs existieren, dessen elektromagnetisches Feld TM-Polarisation (magnetisches Feld parallel zu Grenzfläche) bzw. p-Polarisation (elektrisches Feld parallel zur Einfallsebene). Es existieren keine TE-Moden (elektrisches Feld parallel zur Grenzfläche). Dies kann durch Lösen der Maxwell-Gleichungen gezeigt werden. Demnach können OPPs zu angeregt werden, wenn das einfallende Licht TM- bzw. p-polarisiert ist. Für TE- bzw. s-polarisation wird erwartet, dass das Licht nahezu vollständig reflektiert wird, da es nahezu keinen Energie- und Impulsübertrag gibt, durch den OPPs angeregt werden können. Allgemein falls keine OPPs angeregt werden, wird das Licht nur nahezu vollständig reflektiert (Reflexionsgrad $R \approx 1$), was ein typisches Verhalten von Metall (siehe [1]) ist. In dem Versuch wird stets die reflektierte Intensität gemessen. Mit dieser lässt sich der Reflexionsgrad bestimmen. Wenn im Versuch OPPs angeregt werden, wird ein Minimum des Reflexionsgrades erwartet, da dann das Licht zur Anregung der OPPs absorbiert wird.

¹In diesem Versuchsbericht werden häufig die physikalischen Hintergründe zu OPPs und den verwendeten Messverfahren erläutert. Um die Übersichtlichkeit zu wahren, werden häufig bei einigen Erklärungen nicht die genauen Literaturverweise angegeben. Die Informationen sind stets [1], [2], [3], [4], [5], [6] und [7] entnommen. An notwendigen Stellen werden diese dennoch explizit angegeben.

Eine weitere Bedingung zur Anregung von OPPs wird durch die Dispersionsrelation vorgegeben. Die Dispersionsrelation von OPPs ist nach [1] durch

$$k_{\text{SPP}} = \frac{\omega}{c_0} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}} \quad (1)$$

gegeben, wobei c_0 die Vakuumlichtgeschwindigkeit, ϵ_d die dielektrische Funktion des Dielektrikums und ϵ_m die dielektrische Funktion des Metalls ist. Allgemein können mithilfe der dielektrischen Funktion die optischen Eigenschaften eines Mediums beschrieben werden. Nach [2] können OPPs nur dann angeregt werden, wenn der Betrag des zur Grenzfläche parallelen Anteils des Wellenvektors des einfallenden Lichtes gleich k_{SPP} ist (Impulserhaltung). Wenn das einfallende Licht aus Luft kommt, muss also

$$k_{\text{SPP}} = \frac{\omega}{c_0} \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{Luft}} \epsilon_m}{\epsilon_{\text{Luft}} + \epsilon_m}} = \frac{\omega}{c_0} \sqrt{\epsilon_{\text{Luft}}} \sin(\theta) = \frac{\omega}{c_0} n_{\text{Luft}} \sin(\theta)$$

gelten. Wegen $\max(\sin(\theta)) = 1$ und den Eigenschaften der dielektrischen Funktion des Metalls ϵ_m (weitere Informationen dazu sind in [2] und [3] zu finden), kann diese Bedingung nie erfüllt werden. Es ist also $k_{\text{SPP}} > \frac{\omega}{c_0} \sqrt{\epsilon_{\text{Luft}}} \sin(\theta)$. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 2 dargestellt, da sich hier die Dispersionskurve der OPPs nie mit der des Lichtes in Luft schneidet.

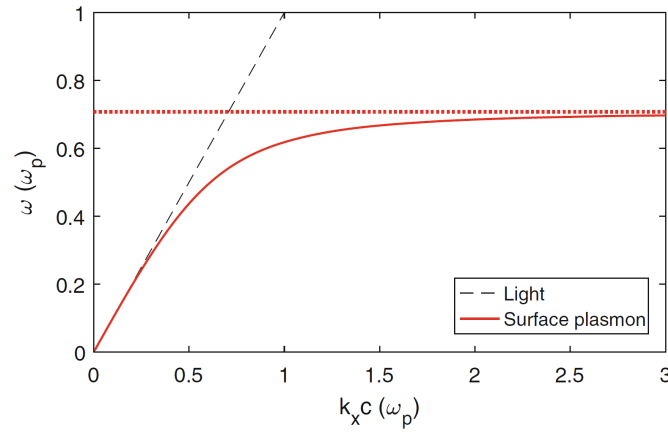


Abbildung 2: Darstellung der Dispersionsrelation von OPPs und der von Licht (berechnet mit $\epsilon_{\text{Luft}} = 1$ und $\epsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ (Drude-Modell)) [3].

Um OPPs mithilfe von Licht anzuregen, wird also ein Dielektrikum mit einem Brechungsindex benötigt, der größer ist als der von Luft. Hier bietet sich zum Beispiel Glas ein. Eine mögliche experimentelle Umsetzung dieser Idee ist durch die Kretschmann-Konfiguration gegeben (siehe Abb. 3). Die Bedingung $k_{\text{SPP}} = \frac{\omega}{c_0} n_{\text{Prisma}} \sin(\theta)$ kann nun erreicht werden, womit eine Anregung von OPPs unter einem bestimmten Einfallswinkel möglich ist.

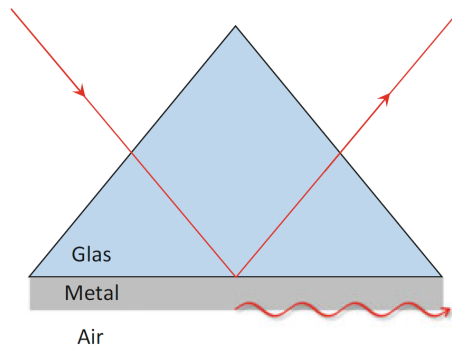


Abbildung 3: Kretschmann-Konfiguration zur Anregung von OPPs [3].

3. ORS-Experiment mit einem Laser

3.1. Aufbau

In diesem Versuchsteil ist das Ziel, OPPs an der Grenzfläche zwischen einem Goldfilm und einem Dielektrikum (Luft) anzuregen, um so die Dicke des Goldfilms ermitteln zu können. Dazu wird der in Abb. 4 dargestellte Versuchsaufbau realisiert.

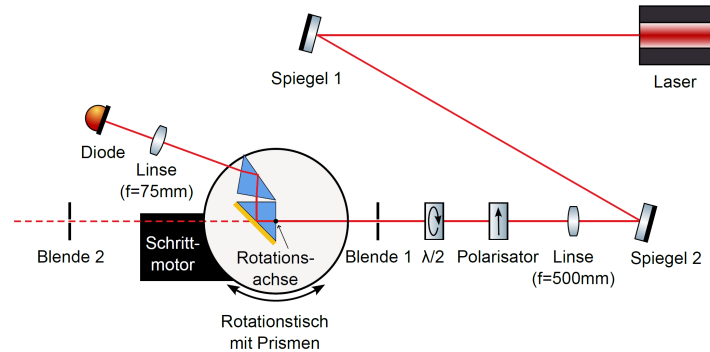


Abbildung 4: Versuchsaufbau des ORS-Experiments mit einem Laser und einer Zwei-Prismen-Konfiguration [8].

Dazu wird zunächst der Laserstrahl des monochromatischen Diodenlasers (785 nm Wellenlänge) mithilfe zweier Spiegel entlang einer Lochreihe in einer Höhe von etwa 10 cm parallel zum optischen Tisch ausgerichtet. Dazu werden die beiden Spiegel und zwei Iris-Blenden wie in Abb. 4 ebenfalls auf eine Höhe von etwa 10 cm eingestellt. Um den Laserstrahl auszurichten, werden iterativ Spiegel 1 bzw. Spiegel 2 justiert, um den Laserstrahl auf Blende 1 bzw. Blende 2 zu zentrieren. Dieses Justierungsverfahren wird solange durchgeführt, bis beide Blenden nahezu vollständig geschlossen sind und der Laserstrahl immer noch hinter Blende 2 zu beobachten ist.

Um die leichte Divergenz des Diodenlasers zu kompensieren, wird hinter Spiegel 2 eine Linse mit einer Brennweite von $f = 500$ mm zur Fokussierung des Strahls aufgebaut. Hierbei muss darauf geachtet werden, dass der Strahl weiterhin auf den beiden Blenden zentriert ist.

Anschließend werden hinter der Linse ein Linearpolarisator und eine $\lambda/2$ -Wellenplatte montiert. Der verwendete Laserstrahl ist zwar vertikal polarisiert, dennoch wird ein Linearpolarisator zur Gewährleistung einer möglichst perfekten Polarisation verwendet. Die Polarisationsachse muss vertikal orientiert sein. Auch die optische Achse der Wellenplatte wird zunächst vertikal orientiert, wobei diese Orientierung während der Versuchsdurchführung variiert wird. Der verwendete Laserstrahl muss linear polarisiert sein, da bei diesem Versuch die Anregung von SPPs bei s- bzw. p-polarisiertem Licht untersucht wird. Der Wechsel zwischen s- und p-polarisiertem Licht gelingt mit der $\lambda/2$ -Wellenplatte, da sich mit dieser die Polarisationsrichtung drehen lässt. Hier muss darauf geachtet werden, dass der Strahl nicht durch die Optiken beschnitten wird.

Nun wird die motorisierte Rotationsbühne, auf der sich die beiden identischen rechtwinkligen BK7-Prismen befinden, auf den optischen Tisch gesetzt, sodass der Schrittmotor parallel zur Lochreihe und in Richtung Blende 2 ausgerichtet ist und der Laserstrahl die Rotationsachse schneidet. Die Rotationsachse der Rotationsbühne fällt mit dem Mittelpunkt einer Seite des Prismas, auf dessen Hypotenuse später die zu untersuchenden Proben befestigt werden, zusammen. Das zweite Prisma dient dazu, dass bei veränderlichem Einfallswinkel des Laserstrahls auf das erste Prisma der Ausfallswinkel des reflektierten Laserstrahls aus der Sicht des Messgerätes unverändert bleibt, sodass das später eingebaute Messgerät stationär verbaut werden kann und nicht ständig mitgedreht werden muss. Die Funktionsweise dieser Zwei-Prismen-Konfiguration ist in [4] erläutert. Allerdings gibt es durch diese Konfiguration einen leichten Strahlversatz hinter dem zweiten Prisma, welcher aber durch eine Linse mit einer Brennweite von $f = 75$ mm korrigiert wird. Außerdem wird der Rotationstisch mit den Knöpfen am Controller gedreht, bis die Seitenfläche des mittigen Prismas in etwa senkrecht zur optischen Achse steht. Es wird der Rückreflex des Lasers beobachtet und der Winkel des Rotationstisches korrigiert, bis der Rückreflex durch die erste Blende läuft. Damit wird die feste Position des Messgerätes festgelegt, da der Laserstrahl nun das zweite Prisma unter einem Winkel von etwa 20° relativ zur Richtung des einlaufenden Laserstrahls verlässt.

Nun kan der Chip der Diode mittig in den Laserstrahl gestellt werden, wobei wie schon zuvor erwähnt eine Sammellinse mit einer Brennweite von $f = 75 \text{ mm}$ hinter den Rotationstisch mittig in den Strahl gestellt wird. Die Diode erzeugt bei Bestrahlung mit Licht einen Strom, dessen Stromstärke von der Lichtintensität abhängt.

3.2. Messung

Zunächst wird eine Referenzmessung mit einem unbeschichteten Deckglas durchgeführt. Dazu wird die Hypotenuse des mittigen Prismas mit einem mit Xylol getränkten Linsenputztuch gereinigt. Anschließend wird dort das Deckglas mithilfe eines Tropfen Immersionsöl (gleicher Brechungsindex wie das Glas des Prismas, womit es die Messung nicht beeinflusst) befestigt. Der Rotationstisch wird mit dem Kontroller gedreht, bis die Hypotenuse des mittigen Prismas ungefähr senkrecht über der Lochreihe steht. Dann wird der Drehwinkel des Rotationstisches korrigiert, bis der direkt reflektierte Strahl durch die Blende läuft. Diese Einstellung des Rotationstisches wird als Startwert für die Winkelmessung benötigt. Diese Position wird mithilfe des Python-Programms `ORSScan` als Nullposition gespeichert. Nun kann die Intensität des reflektierten Laserstrahls als Funktion des Einfallswinkel $I_{\text{ref}}(\theta)$ gemessen werden. Diese Messung wird für einen vertikal (s-polarisiert bzw. TE-polarisiert (elektrisches Feld parallel zur Grenzfläche)) und einen horizontal (p-polarisiert bzw. TM-polarisiert (magnetisches Feld parallel zur Grenzfläche)) polarisierten Laserstrahl durchgeführt. Der vertikal polarisierte Laserstrahl wird erreicht, indem die $\lambda/2$ -Wellenplatte auf 0° (optische Achse vertikal zum optischen Tisch) gestellt wird. Entsprechend wird der horizontal polarisierte Laserstrahl erreicht, indem die $\lambda/2$ -Wellenplatte anschließend um 45° gedreht wird. Es wird eine Laserleistung von $23,0 \text{ W}$ eingestellt.

In dem Python-Programm `ORSScan` wird ein Winkelbereich von 40° bis 45° ([4] wird entnommen, dass in etwa dieser Winkelbereich für diesen Versuchsteil relevant sein sollte) eingestellt. Zudem wird eine Winkelauflösung von 200 (200 Messpunkte in dem gewählten Winkelbereich) und eine Mittelung von 50 (es werden 50 Intensitätswerte pro Winkel gemessen und anschließend gemittelt) eingestellt. Aus der Winkelauflösung und dem gewählten Winkelbereich (dies resultiert in einer Winkelschrittweite von $0,025^\circ$) lässt sich für den Einfallswinkel θ eine Unsicherheit von $\Delta\theta = 0,02^\circ$ abschätzen. Die Unsicherheit der gemessenen Intensität (welche für die Zwecke dieses Versuches in willkürlichen Einheiten (w.E.) gemessen wird) ist wesentlich schwieriger abzuschätzen. Der Diodenlaser sollte bei einer eingestellten Leistung von $23,0 \text{ W}$ relativ konstant laufen. Außerdem sollte die Unsicherheit relativ klein sein, da pro Datenpunkt über 50 Intensitätswerte gemittelt wird. Für den gemessenen Intensitätsbereich wird daher eine Unsicherheit von $\Delta I = 0,05 \text{ w.E.}$ gewählt. Diese sollte noch groß genug sein, sodass die Schwankungen des Diodenlasers berücksichtigt werden. Die aufgenommenen Messwerte sind in Abb. 5 dargestellt.

In einem nächsten Schritt werden die Messungen an den vier zur Verfügung stehenden Goldfilmen durchgeführt. Dafür wird zunächst das unbeschichtete Deckglas von der Hypotenuse des mittigen Prismas entfernt. Nach einer Reinigung der Hypotenuse dieses Prismas kann einer der Goldfilme mit einem Tropfen des Immersionsöls auf dem Prisma befestigt werden. Hierbei ist darauf zu achten, dass das Gold selber nicht mit dem Immersionsöl in Kontakt kommt. Anschließend kann die Intensität des am Goldfilm reflektierten Laserstrahls als Funktion des Einfallswinkels $I_{\text{Au}}(\theta)$ sowohl für TM- als auch TE-Polarisation für alle vier Goldfilme gemessen werden. Die Unsicherheiten werden wie bei der Referenzmessung abgeschätzt/gewählt. Die Rohdaten sind in Abb. 6 dargestellt.

Es wurde sofort erkannt, dass diese Messergebnisse nicht sinnvoll sind, da für jeden Goldfilm bei TM-Polarisation ein deutlich erkennbares Minimum zu erwarten ist (der Grund dafür wird später in der Auswertung erläutert). Dies ist lediglich bei dem vierten Goldfilm der Fall. Doch auch hier sind die Messergebnisse nicht sinnvoll auswertbar, da bei diesem Goldfilm das Ergebnis davon abhängig war, wie der rechteckige Goldfilm relativ zu der Horizontalen des Optiktisches gedreht wurde. Ein Austausch mit dem Assistenten resultierte in der Erkenntnis, dass die Goldfilme zu verschmutzt/veraltet sind, um sie für diesen Versuch zu verwenden, weshalb die aufgenommenen Messwerte leider nicht sinnvoll auszuwerten sind. Dennoch sind die Rohdaten aus Gründen der Vollständigkeit in <https://uni-bonn.sciebo.de/s/5WdpU2gFKodo5WJ> hinterlegt. Nach Rücksprache mit dem Assistenten werden für diesen Versuchsteil auswertbare Daten, die nicht von den Experimentierenden aufgenommen wurden, zur Verfügung gestellt. Diese werden aus Gründen des Urheberrechtes nicht verlinkt (dies ist auch nicht notwendig, da der Assistent selber über diese Daten verfügt). Offensichtlich müssen auch die selbst aufgenommenen Daten der Referenzmessung verworfen werden, da zu den vom Assistenten bereitgestellten Daten zu den Goldproben-Messungen die zugehörige Referenzmessung verwendet werden muss. Diese vom Assistenten bereitgestellten Rohdaten sind im Anhang in Abb. 8 und Abb. 9 dargestellt. Die Winkelunsicherheiten werden wie bei den selbst aufgenommenen Messwerten gewählt, da der ausgewählte Winkelbereich

und die Winkelauflösung identisch sind. Die Intensitätsunsicherheiten werden nun abgeschätzt, indem ausgenutzt wird dass bei der Referenzmessung oberhalb eines Grenzwinkels aufgrund von Totalreflexion eine konstante reflektierte Intensität und bei den Messungen zu den Goldfilmen bei TE-Polarisation (da hier keine OPPs angeregt werden) eine konstante reflektierte Intensität erwartet wird. So wird durch die Ausreißer nach oben und nach unten eine Unsicherheit von $\Delta I = 0,025$ w.E. festgelegt.

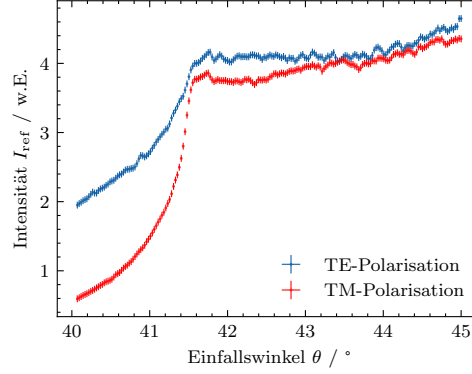


Abbildung 5: Rohdaten der Referenzmessung für ein unbeschichtetes Deckglas für TM- und TE-Polarisation (die Winkelunsicherheiten sind für diesen Winkelbereich zu klein, um erkennbar zu sein).

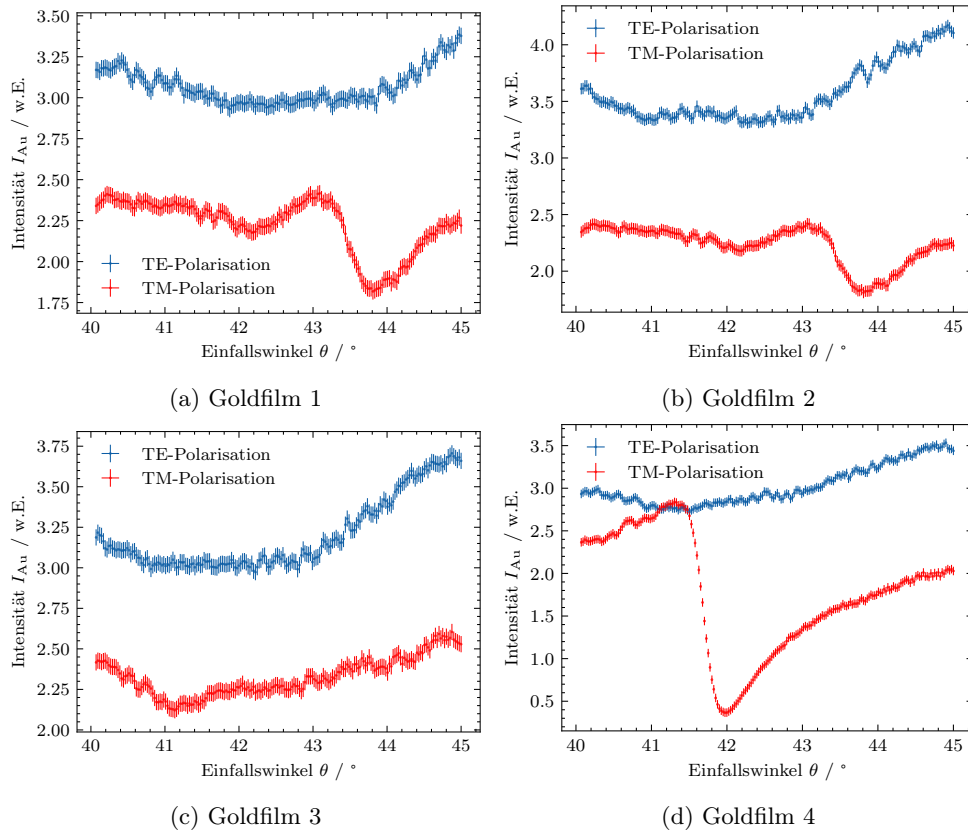


Abbildung 6: Rohdaten der Reflexionsmessungen an vier Goldfilmen für TM- und TE-Polarisation (die Winkelunsicherheiten sind für diesen Winkelbereich zu klein, um erkennbar zu sein).

3.3. Auswertung

Bestimmung des Brechungsindex n_{Prisma} der Prismen mithilfe der Referenzmessung

Zuerst wird mithilfe der Referenzmessung $I_{\text{ref}}(\theta)$ der Brechungsindex n_{Prisma} der Prismen bei der Laser-Wellenlänge 785 nm bestimmt. Zunächst lässt sich leicht zeigen, dass bei der Bestimmung von n_{Prisma} der Brechungsindex des Immersionsöls und des Deckglases keine Rolle spielen, indem das Brechungsgesetz verwendet wird. Dieses lautet für die Lichtbrechung an der Grenzfläche zwischen zwei Medien

$$n_1 \sin(\theta_i) = n_2 \sin(\theta_t),$$

wobei n_1 und n_2 die Brechungsindizes der beiden Medien und θ_i bzw. θ_t der Ein- bzw. Ausfallswinkel des Lichtes ist (siehe [1]). Bei der Referenzmessung ist der Laser zunächst auf das Prisma, dann auf den Ölfilm, anschließend auf das Deckglas und schließlich auf die Luft gefallen. Damit folgt durch Anwenden des Brechungsgesetzes:

$$\begin{aligned} n_{\text{Prisma}} \sin(\theta) &= n_1 \sin(\theta_1) \\ n_1 \sin(\theta_1) &= n_{\text{Glas}} \sin(\theta_2) \\ n_{\text{Glas}} \sin(\theta_2) &= n_{\text{Luft}} \sin(\theta_3). \end{aligned}$$

Durch Ausnutzen der Gleichungskette folgt insgesamt

$$n_{\text{Prisma}} \sin(\theta) = n_{\text{Luft}} \sin(\theta_3).$$

Dies beschreibt nun die Brechung an einer Grenzfläche zwischen Prisma und Luft mit dem Einfallswinkel θ und dem Ausfallswinkel θ_3 , womit zur Bestimmung von n_{Prisma} der Brechungsindex des Öls und des Deckglases keine Rolle spielen. Damit kann bei der Bestimmung von n_{Prisma} so vorgegangen werden, als ob das Licht an einer Grenzfläche zwischen Prisma und Luft (nur zwei Medien) gebrochen wird.

Zur Bestimmung von n_{Prisma} wird der Reflexionsgrad benötigt, welcher den Anteil der reflektierten Intensität relativ zur einfallenden Intensität beschreibt. Für TM-Polarisation berechnet sich der Reflexionsgrad durch $R_{\text{TM}} = |r_{\text{TM}}|^2$ und für TE-Polarisation durch $R_{\text{TE}} = |r_{\text{TE}}|^2$. Hierbei sind die Reflexionskoeffizienten nach [1] und durch Anwenden des Brechungsgesetzes durch

$$r_{\text{TM}} = \frac{n_{\text{Luft}} \cos(\theta) - n_{\text{Prisma}} \sqrt{1 - \left(\frac{n_{\text{Prisma}}}{n_{\text{Luft}}} \sin(\theta)\right)^2}}{n_{\text{Prisma}} \sqrt{1 - \left(\frac{n_{\text{Prisma}}}{n_{\text{Luft}}} \sin(\theta)\right)^2} + n_{\text{Luft}} \cos(\theta)} \quad (2)$$

bzw.

$$r_{\text{TE}} = \frac{n_{\text{Prisma}} \cos(\theta) - n_{\text{Luft}} \sqrt{1 - \left(\frac{n_{\text{Prisma}}}{n_{\text{Luft}}} \sin(\theta)\right)^2}}{n_{\text{Prisma}} \cos(\theta) + n_{\text{Luft}} \sqrt{1 - \left(\frac{n_{\text{Prisma}}}{n_{\text{Luft}}} \sin(\theta)\right)^2}} \quad (3)$$

gegeben. Damit folgt also für die Reflexionsgrade

$$R_{\text{TM}} = \left| \frac{n_{\text{Prisma}} \sqrt{1 - \left(\frac{n_{\text{Prisma}}}{n_{\text{Luft}}} \sin(\theta)\right)^2} - n_{\text{Luft}} \cos(\theta)}{n_{\text{Prisma}} \sqrt{1 - \left(\frac{n_{\text{Prisma}}}{n_{\text{Luft}}} \sin(\theta)\right)^2} + n_{\text{Luft}} \cos(\theta)} \right|^2 \quad (4)$$

bzw.

$$R_{\text{TE}} = \left| \frac{n_{\text{Prisma}} \cos(\theta) - n_{\text{Luft}} \sqrt{1 - \left(\frac{n_{\text{Prisma}}}{n_{\text{Luft}}} \sin(\theta)\right)^2}}{n_{\text{Prisma}} \cos(\theta) + n_{\text{Luft}} \sqrt{1 - \left(\frac{n_{\text{Prisma}}}{n_{\text{Luft}}} \sin(\theta)\right)^2}} \right|^2. \quad (5)$$

Die gemessenen Werte für R_{TM} bzw. R_{TE} ergeben sich mithilfe der Intensitätsmessungen zu

$$R_{\text{TM/TE}} = \frac{I_{\text{ref}}(\theta)}{I_{\text{ref,max}}}, \quad (6)$$

wobei die Unsicherheiten durch

$$\Delta R_{\text{TM/TE}} = \sqrt{\left(\frac{\Delta I_{\text{ref}}(\theta)}{I_{\text{ref,max}}}\right)^2 + \left(\frac{I_{\text{ref}}(\theta)}{I_{\text{ref,max}}^2} \Delta I_{\text{ref,max}}\right)^2}$$

gegeben sind. Die Unsicherheiten für I_{ref} und $I_{\text{ref,max}}$ sind (wie in Abschnitt 3.2 beschrieben) zu 0,025 w.E. gewählt. Der maximale Wert der Intensitätsmessung wird leicht aus dem aufgenommenen Datensatz mithilfe des Python-Moduls `numpy` extrahiert. Gleichung (6) ist gültig, da die reflektierte Intensität bei Totalreflexion maximal wird und dann (näherungsweise) der einlaufenden Intensität entspricht.

Für die folgende Anpassung (und alle weiteren Anpassungen, die in dieser Auswertung durchgeführt werden) wird aus dem Python-Modul `scipy` die Funktion **Orthogonal Distance Regression** (ODR) verwendet. Bei diesem Verfahren wird die Güte der Anpassung durch die *Residual Variance* χ_{res}^2 beschrieben. Als Anpassungsfunktionen werden Gleichung (4) und Gleichung (5) verwendet. Für den Brechungsindex von Luft wird $n_{\text{Luft}} = 1.000292$ [9] genommen. Die Winkelunsicherheiten sind wie in Abschnitt 3.2 zu $\Delta\theta = 0,02^\circ$ gewählt. Die Ergebnisse der Anpassung sind in Abb. 7 dargestellt. Für die Anpassung ist nur der Winkelbereich bis zu dem Winkel relevant, ab dem Totalreflexion auftritt und der Reflexionsgrad $R \approx 1$ ist.

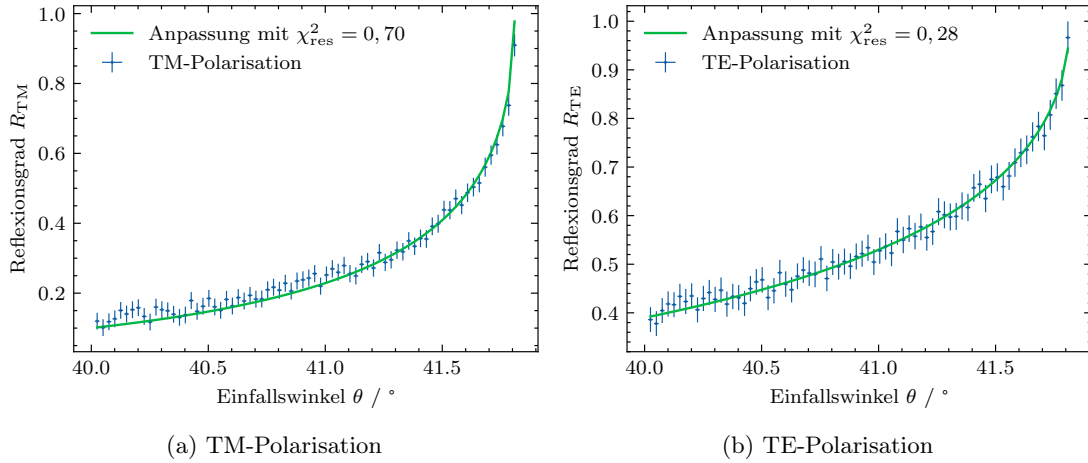


Abbildung 7: Anpassung der theoretischen Formeln für die Reflexionsgrade R_{TM} und R_{TE} an die Messwerte der Referenzmessung zur Bestimmung des Brechungsindex n_{Prisma} .

Anhand der angegebenen Werte für die Güte ist zu erkennen, dass eine Überanpassung erreicht wurde, was eventuell durch die gewählten Unsicherheiten zu begründen ist.

4. ORS-Experiment mit einer Weißlichtquelle

4.1. Aufbau

4.2. Messung

4.3. Auswertung

5. Fazit

A. Anhang

Darstellung der vom Assistenten bereitgestellten Rohdaten zum ersten Versuchsteil

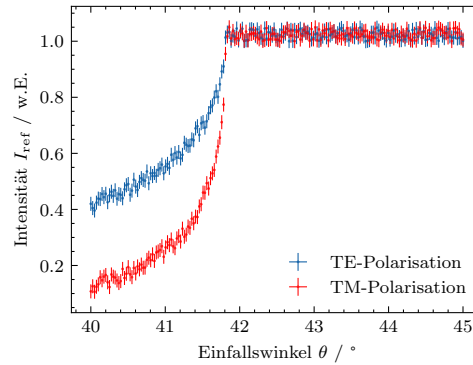


Abbildung 8: Vom Assistenten bereitgestellte Rohdaten der Referenzmessung für ein unbeschichtetes Deckglas für TM- und TE-Polarisation (die Winkelunsicherheiten sind für diesen Winkelbereich zu klein, um erkennbar zu sein).

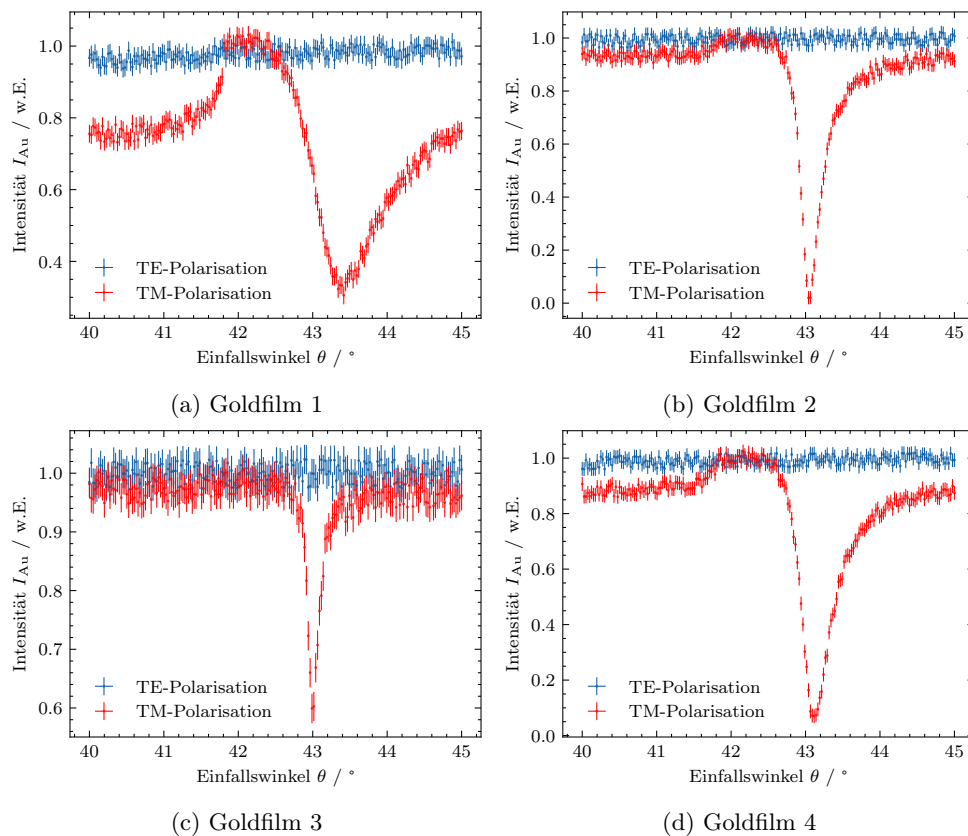


Abbildung 9: Vom Assistent bereitgestellte Rohdaten der Reflexionsmessungen an vier Goldfilmen für TM- und TE-Polarisation (die Winkelunsicherheiten sind für diesen Winkelbereich zu klein, um erkennbar zu sein).

Literaturverzeichnis

- [1] Stefan Linden. *Optik und Wellenmechanik - Vorlesungsskript*. 2022.
- [2] Stefan Linden. *Photonics - Lecture Notes*. 2023.
- [3] Ulrich Hohenester. *Nano and Quantum Optics*. Springer, 2020.
- [4] Bhaskar Chandra Mohanty und S. Kasiviswanathan. *Two-prism setup for surface plasmon resonance studies*. 2005.
- [5] Wikipedia. *Surface plasmon* — *Wikipedia, - The Free Encyclopedia*. [Online; Datum: 02.12.2023]. URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Surface_plasmon.
- [6] Wikipedia. *Surface plasmon polariton* — *Wikipedia, - The Free Encyclopedia*. [Online; Datum: 02.12.2023]. URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Surface_plasmon_polariton.
- [7] Wikipedia. *Surface plasmon resonance* — *Wikipedia, - The Free Encyclopedia*. [Online; Datum: 02.12.2023]. URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Surface_plasmon_resonance.
- [8] Physikalisches Institut der Universität Bonn. *Physikalisches Praktikum Teil IV: Atome, Moleküle, Festkörper. Versuchsbeschreibungen*. 2023.
- [9] Wikipedia. *Brechungsindex* — *Wikipedia, - Die freie Enzyklopädie*. [Online; Datum: 02.12.2023]. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Brechungsindex>.