

# **Versuchsbericht**

## **P444 Oberflächenplasmonen-Resonanz-Spektroskopie (ORS)**

Gabriel Remiszewski und Christian Fischer

durchgeführt am 29./30.11.2023  
betreut von Paul Steinmann

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Erläuterungen zu OPPs und der Kretschmann-Konfiguration</b>	<b>2</b>
<b>3</b>	<b>ORS-Experiment mit einem Laser</b>	<b>4</b>
3.1	Aufbau . . . . .	4
3.2	Messung . . . . .	5
3.3	Auswertung . . . . .	7
<b>4</b>	<b>ORS-Experiment mit einer Weißlichtquelle</b>	<b>12</b>
4.1	Aufbau . . . . .	12
4.2	Messung . . . . .	12
4.3	Auswertung . . . . .	12
<b>5</b>	<b>Fazit</b>	<b>13</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>14</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>15</b>

# 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

<sup>1</sup>Bei 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  $\omega$  betrachtet. Dieses treffe mit einem Einfallswinkel  $\theta$  (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.

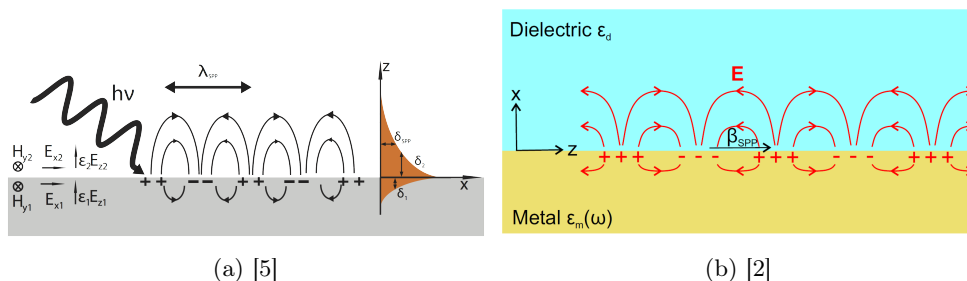


Abbildung 1: Elektromagnetische Feldverteilung von OPPs an einer Metall-Luft-Grenzfläche.

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.

<sup>1</sup>In 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,  $\epsilon_d$  die dielektrische Funktion des Dielektrikums und  $\epsilon_m$  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  $k_{\text{SPP}}$  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  $\epsilon_m$  (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.

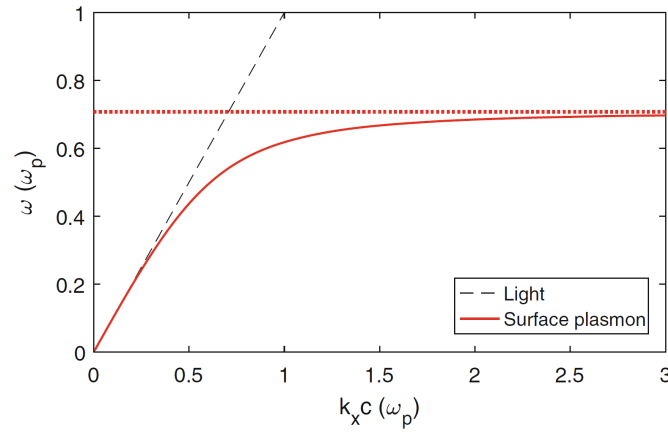


Abbildung 2: Darstellung der Dispersionsrelation von OPPs und der von Licht (berechnet mit  $\epsilon_{\text{Luft}} = 1$  und  $\epsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$  (Drude-Modell)) [3].

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.

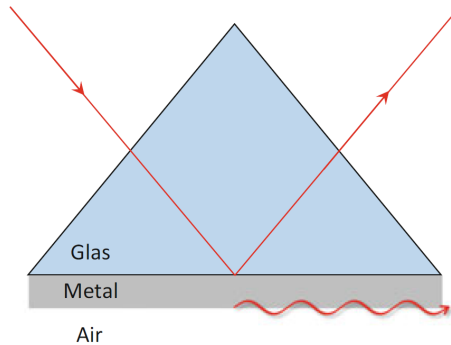


Abbildung 3: Kretschmann-Konfiguration zur Anregung von OPPs [3].

### 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.

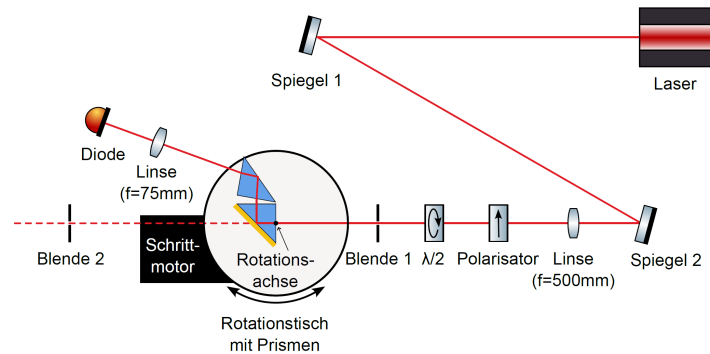


Abbildung 4: Versuchsaufbau des ORS-Experiments mit einem Laser und einer Zwei-Prismen-Konfiguration [8].

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  $20^\circ$  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 Controller 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  $0^\circ$  (optische Achse vertikal zum optischen Tisch) gestellt wird. Entsprechend wird der horizontal polarisierte Laserstrahl erreicht, indem die  $\lambda/2$ -Wellenplatte anschließend um  $45^\circ$  gedreht wird. Es wird eine Laserleistung von  $23,0\text{ W}$  eingestellt.

In dem Python-Programm `ORSScan` wird ein Winkelbereich von  $40^\circ$  bis  $45^\circ$  ([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  $\theta$  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. 10 und Abb. 11 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.

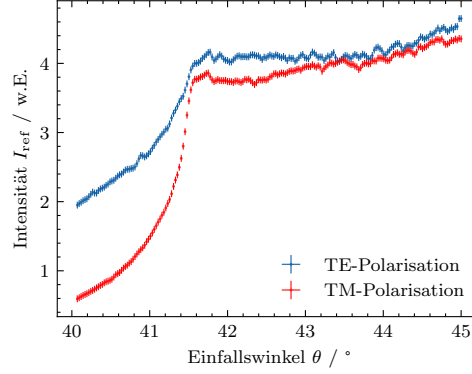


Abbildung 5: Rohdaten der Referenzmessung für ein unbeschichtetes Deckglas für TM- und TE-Polarisation (die Winkelunsicherheiten sind für diesen Winkelbereich zu klein, um erkennbar zu sein).

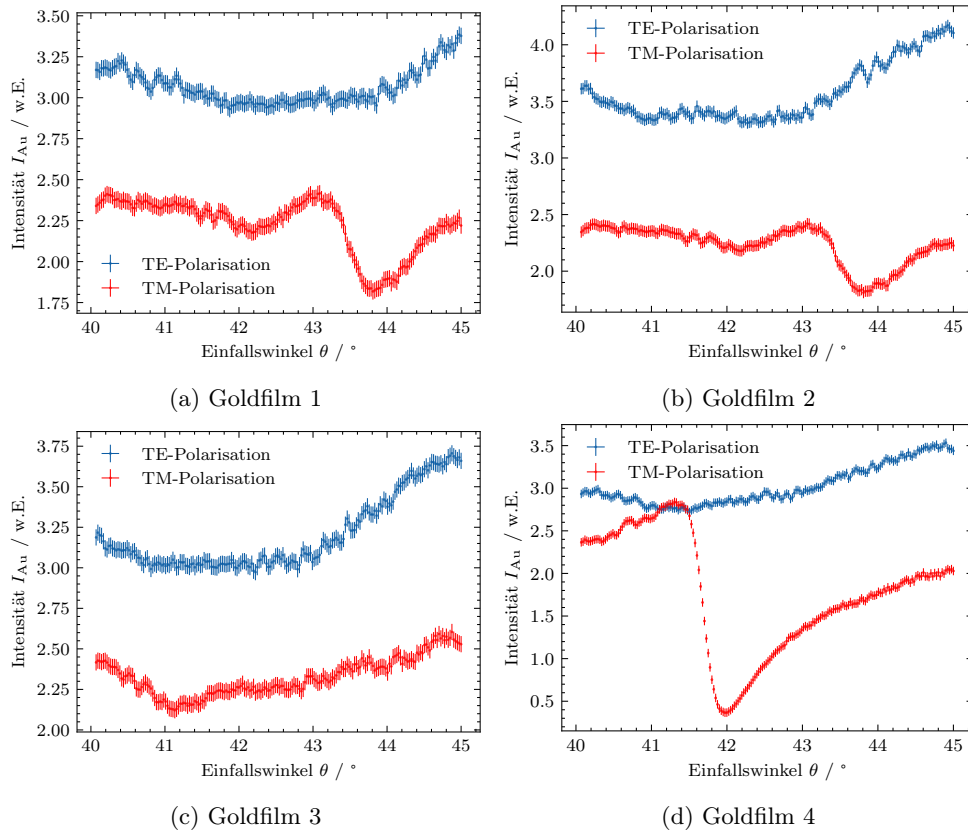


Abbildung 6: Rohdaten der Reflexionsmessungen an vier Goldfilmen für TM- und TE-Polarisation (die Winkelunsicherheiten sind für diesen Winkelbereich zu klein, um erkennbar zu sein).



### 3.3. Auswertung

#### Bestimmung des Brechungsindex $n_{\text{Prisma}}$ der Prismen mithilfe der Referenzmessung

Zuerst wird mithilfe der Referenzmessung  $I_{\text{ref}}(\theta)$  der Brechungsindex  $n_{\text{Prisma}}$  der Prismen bei der Laser-Wellenlänge 785 nm bestimmt. Zunächst lässt sich leicht zeigen, dass bei der Bestimmung von  $n_{\text{Prisma}}$  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  $\theta_i$  bzw.  $\theta_t$  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  $\theta$  und dem Ausfallswinkel  $\theta_3$ , womit zur Bestimmung von  $n_{\text{Prisma}}$  der Brechungsindex des Öls und des Deckglases keine Rolle spielen. Damit kann bei der Bestimmung von  $n_{\text{Prisma}}$  so vorgegangen werden, als ob das Licht an einer Grenzfläche zwischen Prisma und Luft (nur zwei Medien) gebrochen wird.

Zur Bestimmung von  $n_{\text{Prisma}}$  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  $R_{\text{TM}}$  bzw.  $R_{\text{TE}}$  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  $I_{\text{ref}}$  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*  $\chi_{\text{res}}^2$  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.

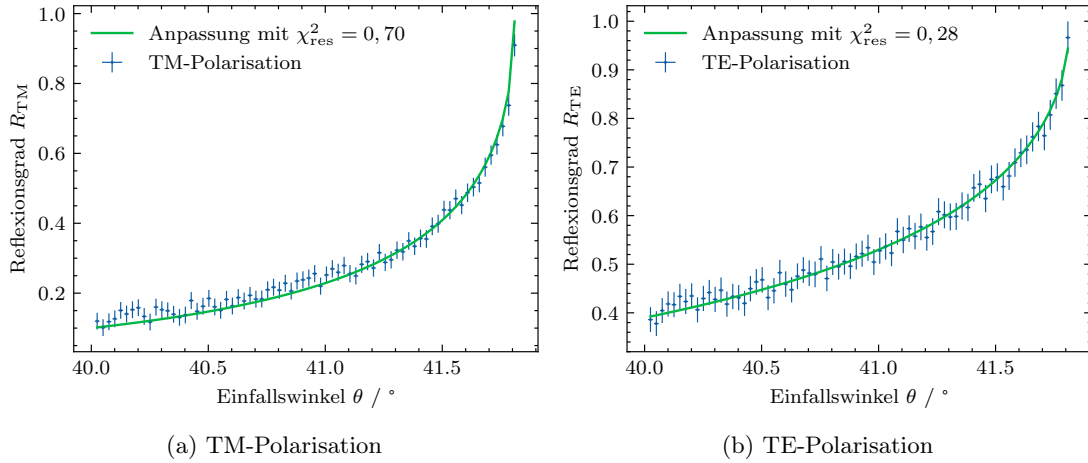


Abbildung 7: Anpassung der theoretischen Formeln für die Reflexionsgrade  $R_{\text{TM}}$  und  $R_{\text{TE}}$  an die Messwerte der Referenzmessung zur Bestimmung des Brechungsindex  $n_{\text{Prisma}}$ .

Anhand der angegebenen Werte für die Güte ist zu erkennen, dass eine Überanpassung erreicht wurde, was eventuell durch die gewählten Unsicherheiten zu begründen ist. Es ist visuell zu erkennen, dass beide Anpassungen die Messwerte sehr gut beschreiben. Aus den Anpassungen ergeben sich als Anpassungsparameter die Brechungsindizes  $n_{\text{Prisma, TM}} = 1,500\,28(12)$  und  $n_{\text{Prisma, TE}} = 1,500\,47(13)$ . Diese Werte stimmen sehr genau mit einem typischen Glas-Brechungsindex von 1,5 überein. Da die beiden experimentellen Werte sehr konsistent untereinander sind und die Unsicherheiten klein gegenüber den Werten selber sind, genügt es, für die weitere Auswertung  $n_{\text{Prisma}} = 1,5$  zu verwenden. Die exakten experimentellen Abweichungen von diesem Wert sind so gering, dass eine Berücksichtigung dessen zu keinen merklichen Unterschieden bei der weiteren Auswertung führt.

Abschließend werden noch grob die Verläufe der gemessenen Reflexionsgrade (siehe Abb. 7) bzw. der gemessenen Intensitäten (siehe Abb. 10) diskutiert. Beide Intensitätskurven erreichen ab einem Grenzwinkel von ungefähr  $41,8^\circ$  ihren Maximalwert, der ab diesem Winkel näherungsweise konstant bleibt. Dies ist gerade für die im Versuch verwendete Konfiguration der Grenzwinkel der Totalreflexion. Bei Totalreflexion gilt  $R \approx 1$ , was ebenfalls in Abb. 7 zu erkennen ist, da die Reflexionsgrade gegen den Wert  $\approx 1$  streben und dann konstant bleiben. Für TM-Polarisation und TE-Polarisation ist jedoch ein Unterschied beim Verlauf der Intensitäts- bzw. Reflexionsgradkurven unterhalb des Grenzwinkels der Totalreflexion zu erkennen. Dies ist natürlich darauf zurückzuführen, dass die Reflexionsgrade für TM-Polarisation 4 und TE-Polarisation 5 unterschiedlich sind. Falls hier Unterschiede durch die Versuchsdurchführung zustande gekommen sind, können diese nicht ausfindig gemacht werden, da diese Messwerte vom Assistenten bereitgestellt wurden.

## Bestimmung der Dicken der Goldfilme

Anhand der zur Verfügung stehenden Messdaten zu den Goldfilmen kann der Reflexionsgrad  $R(\theta) = \frac{I_{\text{Au}}(\theta)}{I_{\text{ref}}(\theta)}$  (entnommen aus [8]) der verschiedenen Goldfilme für TM- und TE-Polarisation bestimmt werden. Diese Rechnung ergibt nur für den Winkelbereich oberhalb des Grenzwinkels der Totalreflexion der Referenzmessungen Sinn, da der Intensitätsverlauf der Referenzmessungen nur innerhalb dieses Winkelbereichs konstant ist. Die zugehörige Unsicherheit berechnet sich gemäß

$$\Delta R(\theta) = \sqrt{\left(\frac{\Delta I_{\text{Au}}(\theta)}{I_{\text{ref}}(\theta)}\right)^2 + \left(\frac{I_{\text{Au}}(\theta)}{I_{\text{ref}}^2(\theta)} \Delta I_{\text{ref}}\right)^2}.$$

Nun kann die Dicke der Gold-Filme durch Anpassung der theoretisch erwarteten Reflexionskurven an den gemessenen Reflexionsgrad  $R(\theta)$  der jeweiligen Probe ermittelt werden. Die theoretisch erwarteten Reflexionskurven können mithilfe des in [3] eingeführten Transfer-Matrizen-Verfahrens berechnet werden, da nun eine Mehrfachsicht bestehend aus Prisma (Glas), Chrom, Gold und Luft analysiert werden muss. Das Auftreten von Chrom in dieser Mehrfachsicht kommt dadurch zustande, da bei dem Aufdampfen der Goldfilme auf ein dünnes Glasplättchen eine Chrom-Schicht zur besseren Haftung zwischen Gold und Glas verwendet wird. Zunächst wird diese Chrom-Schicht jedoch vernachlässigt. Für die Reflexions- und Transmissionskoeffizienten zwischen zwei Schichten für TM- und TE-Polarisation gilt nach [3] für  $\mu_1 = \mu_2 = 1$  (die hier verwendeten Materialien weisen keine magnetische Antwort auf):

$$r_{\text{TE}} = \frac{k_{1z} - k_{2z}}{k_{1z} + k_{2z}}, \quad t_{\text{TE}} = \frac{2k_{1z}}{k_{1z} + k_{2z}}, \quad (7)$$

$$r_{\text{TM}} = \frac{\epsilon_2 k_{1z} - \epsilon_1 k_{2z}}{\epsilon_2 k_{1z} + \epsilon_1 k_{2z}}, \quad t_{\text{TM}} = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \frac{2\epsilon_2 k_{1z}}{\epsilon_2 k_{1z} + \epsilon_1 k_{2z}}. \quad (8)$$

In [3] wird für den Reflexionskoeffizienten der Mehrfachsicht Prisma-Goldfilm-Luft mithilfe des Transfer-Matrizen-Verfahrens hergeleitet:

$$r = r_{12} + \frac{t_{12} r_{23} t_{21} e^{2ik_{\text{Gold},z} d_{\text{Gold}}}}{1 - r_{21} r_{23} e^{2ik_{\text{Gold},z} d_{\text{Gold}}}}. \quad (9)$$

Für die Anpassung macht es nur Sinn TM-Polarisation zu betrachten, da nur in diesem Fall OPPs angeregt werden. Mithilfe von Gleichung (8) ergeben sich  $r_{12}$ ,  $r_{21}$ ,  $r_{23}$ ,  $t_{12}$  und  $t_{21}$  zu

$$\begin{aligned} r_{12} &= \frac{\epsilon_{\text{Gold}} k_{\text{Prisma},z} - \epsilon_{\text{Prisma}} k_{\text{Gold},z}}{\epsilon_{\text{Gold}} k_{\text{Prisma},z} + \epsilon_{\text{Prisma}} k_{\text{Gold},z}}, & r_{21} &= -r_{12}, \\ r_{23} &= \frac{\epsilon_{\text{Luft}} k_{\text{Gold},z} - \epsilon_{\text{Gold}} k_{\text{Luft},z}}{\epsilon_{\text{Luft}} k_{\text{Gold},z} + \epsilon_{\text{Gold}} k_{\text{Luft},z}}, \\ t_{12} &= \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{Prisma}}}{\epsilon_{\text{Gold}}}} \frac{2\epsilon_{\text{Gold}} k_{\text{Prisma},z}}{\epsilon_{\text{Gold}} k_{\text{Prisma},z} + \epsilon_{\text{Prisma}} k_{\text{Gold},z}}, \\ t_{21} &= \sqrt{\frac{\epsilon_{\text{Gold}}}{\epsilon_{\text{Prisma}}}} \frac{2\epsilon_{\text{Prisma}} k_{\text{Gold},z}}{\epsilon_{\text{Prisma}} k_{\text{Gold},z} + \epsilon_{\text{Gold}} k_{\text{Prisma},z}}. \end{aligned}$$

Hierbei ist  $k_z$  jeweils die Komponente des Wellenvektors, die in dem jeweiligen Medium senkrecht zur Grenzfläche steht. Es gilt aufgrund der Geometrie der vorliegenden Konfiguration

$$\begin{aligned} k_0 &= \frac{2\pi}{\lambda}, & k_x &= k_0 n_{\text{Prisma}} \sin(\theta + \Delta\theta), \\ k_{\text{Prisma},z} &= \sqrt{k_0^2 \epsilon_{\text{Prisma}} - k_x^2}, \\ k_{\text{Gold},z} &= \sqrt{k_0^2 \epsilon_{\text{Gold}} - k_x^2}, \\ k_{\text{Luft},z} &= \sqrt{k_0^2 \epsilon_{\text{Luft}} - k_x^2}, \end{aligned}$$

wobei  $\lambda = 785 \text{ nm}$  die Laserwellenlänge,  $\Delta\theta$  ein Anpassungsparameter,  $\epsilon_{\text{Prisma}} = n_{\text{Prisma}}^2 = 2,25$  der Wert der dielektrischen Funktion des Prismas bei der Laserwellenlänge,  $\epsilon_{\text{Gold}} = -22,854 + 1,441i$  der Wert der dielektrischen Funktion von Gold [10] bei der Laserwellenlänge und  $\epsilon_{\text{Luft}} = 1,00059$  der Wert der dielektrischen Funktion von Luft [11] bei der Laserwellenlänge ist.

Als Anpassungsfunktion wird nun der theoretisch erwartete Reflexionsgrad  $|r|^2$  (Betragsquadrat von Gleichung (9)) zur Anpassung an den gemessenen Reflexionsgrad  $R(\theta) = \frac{I_{Au}(\theta)}{I_{ref}(\theta)}$  verwendet. Der aus den Messwerten berechnete Reflexionsgrad für TM- und TE-Polarisation sowie die Anpassung an den aus den Messwerten berechneten Reflexionsgrad für TM-Polarisation ist für alle vier Goldfilme in Abb. 8 dargestellt. Die zugehörigen Anpassungsparameter und damit auch die Dicken der Goldfilme sind in Tabelle 1 zu finden.

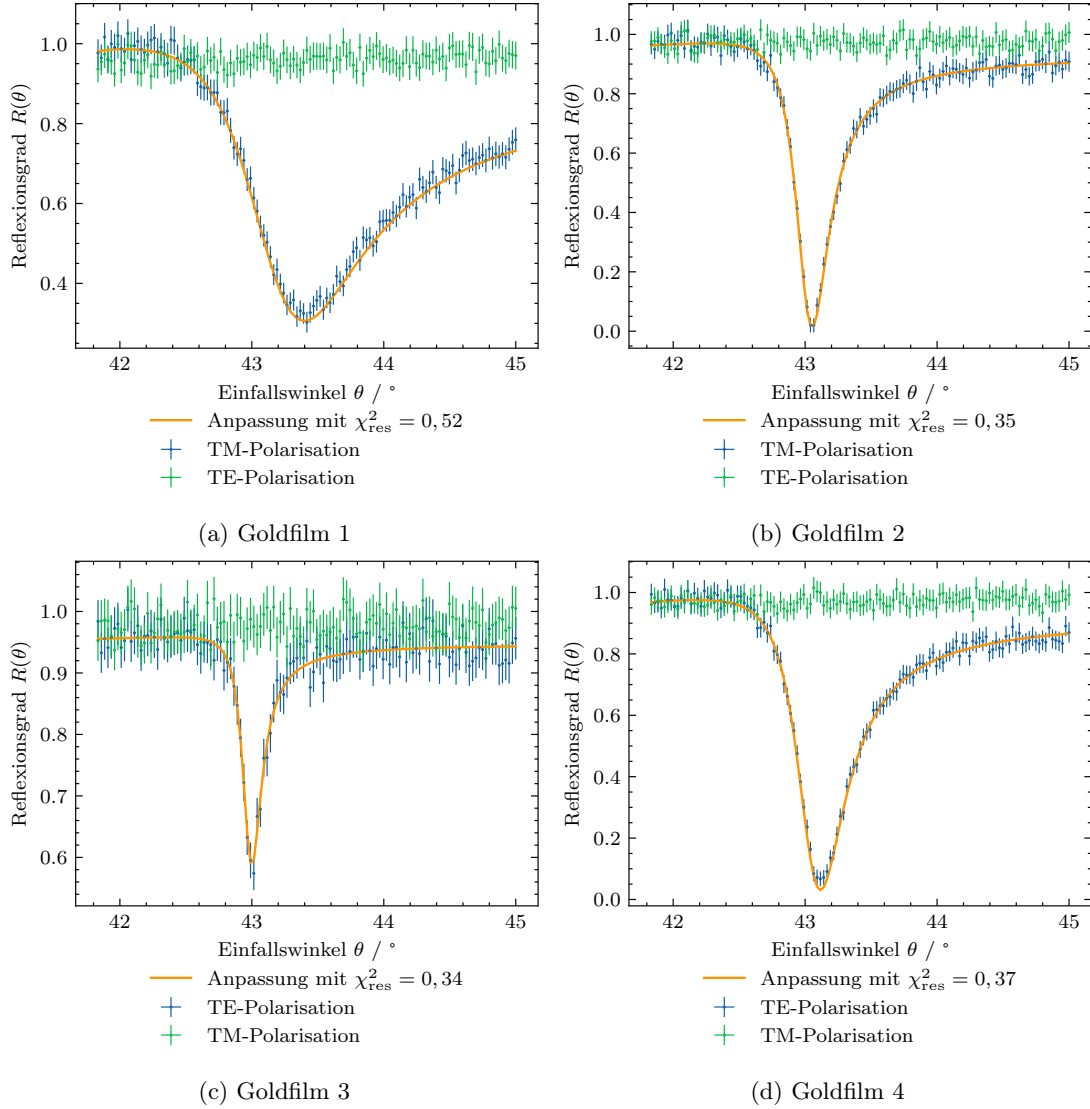


Abbildung 8: Experimentell bestimmte Reflexionsgrade  $R(\theta)$  für TM- und TE-Polarisation und Anpassung für TM-Polarisation zur Bestimmung der Dicke der Goldfilme  $d_{\text{Gold}}$ .

Tabelle 1: Anpassungsparameter der Anpassung von  $|r|^2$  an die gemessenen Reflexionsgrade  $R(\theta)$  der vier Goldfilme für TM-Polarisation zur Bestimmung derer Dicken.

Goldfilm	$d_{\text{Gold}} / \text{nm}$	$\Delta\theta / ^\circ$
1	29,80(14)	$21(7) \cdot 10^{-3}$
2	50,48(19)	$13(3) \cdot 10^{-3}$
3	75,2(4)	$11(4) \cdot 10^{-3}$
4	42,50(16)	$15(3) \cdot 10^{-3}$

Zunächst ist in Abb. 8 zu erkennen, dass die Anpassungsfunktion  $|r|^2$  den gemessenen Reflexionsgrad  $R(\theta)$  für TM-Polarisation sehr gut beschreibt, weshalb hier auch eine Berücksichtigung der Chrom-Schicht überflüssig scheint und keine noch besseren Ergebnisse liefern würde. Die Werte für  $\chi^2_{\text{res}}$  legen nahe,

dass wieder eine Überanpassung erreicht wurde, was eventuell durch die gewählten Unsicherheiten zu begründen ist. Die bestimmte Werte für die Dicken der Goldfilme (siehe Tabelle 1) sind sehr plausibel, da nach [3] die Metallschichten nur einige zehn Nanometer dick sein dürfen, sodass noch OPPs an der Metall-Luft-Grenzfläche angeregt werden können.

Abschließend werden noch die Verläufe der Reflexionsgrad-Kurven  $R(\theta)$  in Abb. 8 (bzw. Abb. 11) diskutiert. Für alle vier Goldfilme ist der Reflexionsgrad für TE-Polarisation  $R_{\text{TE}}(\theta) \approx 1$ , was nach Abschnitt 2 (bzw. [3]) dadurch zu begründen ist, dass für TE-Polarisation keine OPPs angeregt werden können, und somit die gesamte einfallende Intensität an der Prisma-Gold-Grenzfläche totalreflektiert wird. Dieses Verhalten ist unabhängig von der Dicke der Goldfilme und wird nur durch die TE-Polarisation bestimmt. Für TM-Polarisation können nach Abschnitt 2 (bzw. [3]) OPPs angeregt werden, was in den Messwerten daran zu erkennen ist, dass  $R_{\text{TM}}(\theta)$  bei einem bestimmten Winkel ein Minimum erreicht. Hierbei wird nicht mehr die gesamte einfallende Intensität totalreflektiert sondern teilweise (oder vollständig) zur Anregung der OPPs absorbiert. Der theoretische Verlauf der Kurve wird durch den zuvor berechneten Reflexionsgrad  $|r|^2$  beschrieben. Im Falle der TM-Polarisation ist offensichtlich ein Einfluss der Dicke der Gold-Filme auf  $R_{\text{TM}}(\theta)$  zu erkennen. Je dicker der Goldfilm, desto mehr Intensität wird trotz Anregung von OPPs reflektiert, da die Amplitude des elektromagnetischen Feldes des Lasers exponentiell mit der Strecke in dem Goldfilm abfällt. Bei den OPPs kommt dann weniger Intensität an, mit der sie angeregt werden können. Eine Ausnahme stellt hier der erste Goldfilm da. Dieser hat mit einer Dicke von 29,80(14) nm die geringste Dicke der vier Goldfilme und dennoch befindet sich hier das Minimum des Reflexionsgrades weit von null entfernt (im Gegensatz zu den etwas dickeren Goldfilmen 2 und 4). Dies könnte dadurch zu begründen sein, dass der erste Goldfilm bei der Aufnahme der Messwerte verschmutzt/veraltet war. Dies kann (wie auch bei den selbst aufgenommenen Messwerten in Abb. 6 zu erkennen) zu einem weniger stark ausgeprägten Minimum des Reflexionsgrades führen. Allerdings kann hier nur spekuliert werden, da diese Messwerte vom Assistenten zur Verfügung gestellt wurden und es keine Informationen zu der Qualität der verwendeten Goldproben gibt.

## 4. ORS-Experiment mit einer Weißlichtquelle

### 4.1. Aufbau

In diesem Versuchsteil wird die OPP-Dispersionsrelation anhand einer Silber-Luft-Grenzfläche vermessen. Dazu wird eine Weißlichtquelle (Licht bestehend aus mehreren Wellenlängen) und ein Spektrometer verwendet. Der Versuchsaufbau dieses Versuchsteils ähnelt dem des ersten Versuchsteils und ist in Abb. 9 dargestellt. Die Funktion einzelner Bauteile wird nun nicht erneut erklärt (für kurze Erklärungen siehe Abschnitt 3.1).

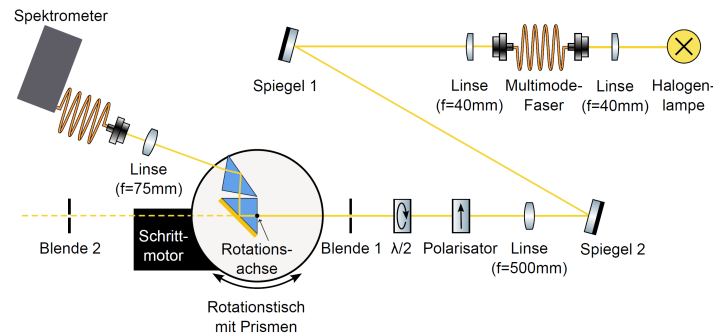


Abbildung 9: Versuchsaufbau des ORS-Experiments mit einer Weißlichtquelle und einer Zwei-Prismen-Konfiguration (hier ist die Linse vor der Multimode-Faser vor dem Spektrometer durch ein Objektiv zu ersetzen) [8].

Als Weißlichtquelle wird eine Halogenlampe verwendet. Diese ist bereits auf dem optischen Tisch montiert. Zuerst wird das Licht der Lampe mithilfe einer Sammellinse der Brennweite  $f = 40\text{ mm}$  in eine Multimode-Faser gekoppelt. Diese Multimode-Faser wird verwendet, um eine möglichst homogene Ausleuchtung zu erreichen. Vor dem Laser des ersten Versuchsteils wird dann die Ausgangsseite der Multimode-Faser platziert, wobei die Höhe des Faserauskopplers auf etwas 10 cm eingestellt wird. Anschließend wird eine Sammellinse mit der Brennweite  $f = 40\text{ mm}$  vor den Faserauskoppler gestellt, um den Lichtstrahl zu kollimieren. Dieser Lichtstrahl muss nun analog zu dem ersten Versuchsteil justiert werden. Dafür wird der Rotationstisch entfernt. Wieder werden die beiden Spiegel verwendet, den Lichtstrahl iterativ durch die beiden Blenden zu justieren. Hierfür werden vorerst die Wellenplatte, der Polarisator und die Linse aus dem Strahlengang genommen und nach der Justierung des Lichtstrahls durch die beiden Blenden wieder an die entsprechenden Positionen eingesetzt. Hierbei muss darauf geachtet werden, dass der Lichtstrahl nach dem Einsetzen der Wellenplatte, des Polarisators und der Linse weiterhin durch beide Blenden verläuft. Nun wird auch wieder der Rotationstisch auf die vorgesehene Stelle auf dem optischen Tisch platziert. Die Photodiode wird nun durch ein Spektrometer ersetzt, um das reflektierte Spektrum der Weißlichtquelle messen zu können. Das reflektierte Licht wird über eine Multimode-Faser in das Spektrometer gekoppelt. Außerdem wird die Linse, die bei dem ersten Versuchsteil vor der Photodiode stand, durch ein Objektiv ersetzt. Um die Einkopplung des Lichtstrahls in die Multimode-Faser zu optimieren, wird das Programm **ORSScan** benutzt. Da das Spektrometer sättigt, wird die Intensität mit der Blende 1 angepasst.

### 4.2. Messung

Bereits vor dem Aufbau dieses Versuchsteils wurde gemeinsam mit dem Assistenten

### 4.3. Auswertung

## 5. Fazit

## A. Anhang

Darstellung der vom Assistenten bereitgestellten Rohdaten zum ersten Versuchsteil

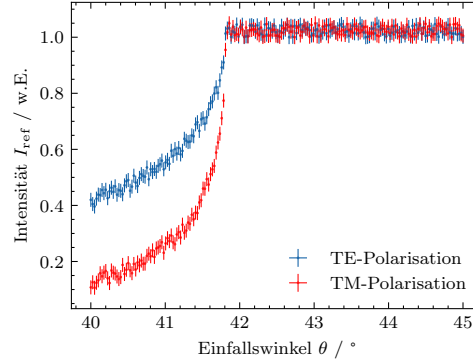
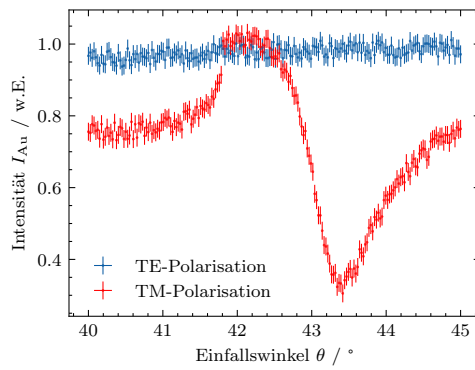
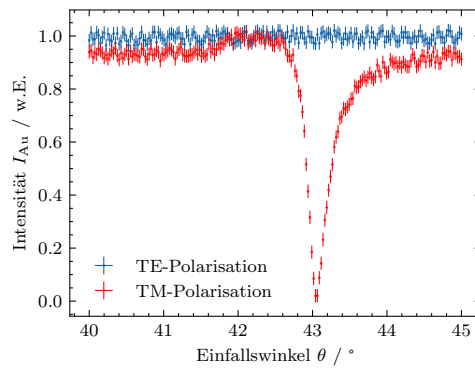


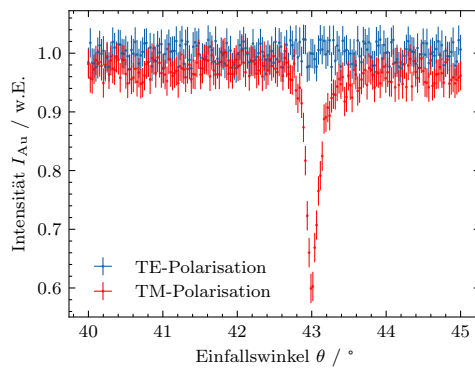
Abbildung 10: Vom Assistenten bereitgestellte Rohdaten der Referenzmessung für ein unbeschichtetes Deckglas für TM- und TE-Polarisation (die Winkelunsicherheiten sind für diesen Winkelbereich zu klein, um erkennbar zu sein).



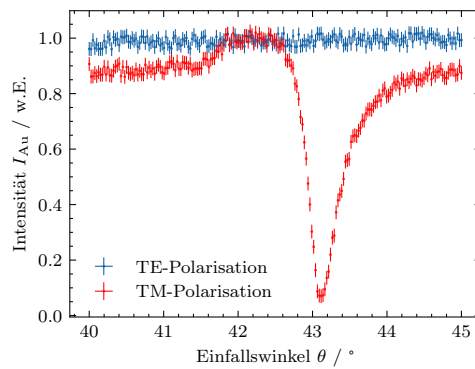
(a) Goldfilm 1



(b) Goldfilm 2



(c) Goldfilm 3



(d) Goldfilm 4

Abbildung 11: 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](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](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](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>.
- [10] P. B. Johnson und R. W. Christy. *Optical Constants of the Noble Metals*. 1972.
- [11] Wikipedia. *Permittivität* — *Wikipedia, - Die freie Enzyklopädie*. [Online; Datum: 04.12.2023]. URL: <https://de.wikipedia.org/wiki/Permittivit%C3%A4t>.