

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

Gabriel Remiszewski und Christian Fischer

durchgeführt am 29/30.11.2023  
betreut von Paul Steinmann

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Erläuterungen zu OPPs und der Kretschmann-Konfiguration</b>	<b>2</b>
<b>3 ORS-Experiment mit einem Laser</b>	<b>4</b>
3.1 Aufbau . . . . .	4
3.2 Messung . . . . .	5
3.3 Auswertung . . . . .	7
<b>4 ORS-Experiment mit einer Weißlichtquelle</b>	<b>12</b>
4.1 Aufbau . . . . .	12
4.2 Messung . . . . .	12
4.3 Auswertung . . . . .	13
<b>5 Fazit</b>	<b>16</b>
<b>A Anhang</b>	<b>17</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>18</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 (OPPs) 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 befindet 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 das 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.

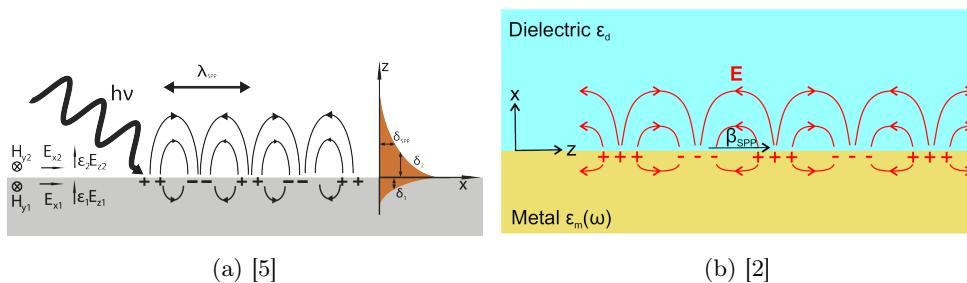


Abbildung 1: Elektromagnetische Feldverteilung von OPPs an einer Metall-Luft-Grenzfläche.

OPPs können nur unter bestimmten Bedingungen angeregt werden. In [3] wird gezeigt, dass nur OPPs existieren, dessen elektromagnetisches Feld eine 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 die 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 Metallen (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

$$k_{\text{OPP}} = \frac{\omega}{c_0} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}}$$

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  $k_{\text{OPP}}$  ist (Impulserhaltung). Wenn das einfallende Licht aus Luft kommt, muss also

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

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  $k_{\text{OPP}} > \frac{\omega}{c_0} \sqrt{\epsilon_{\text{Luft}}} \sin(\theta)$ . Dieser Zusammenhang ist in Abb. 2 dargestellt, da sich hier die Dispersionskurve der OPPs nie mit der des Lichtes in Luft schneidet. Die dielektrische Funktion von Gold und Silber wurde hierbei mit dem Drude-Modell hergeleitet, welches frei bewegliche Elektronen annimmt mit einer durch Elektronenstöße begründeten rückwirkenden Reibungskraft [1].

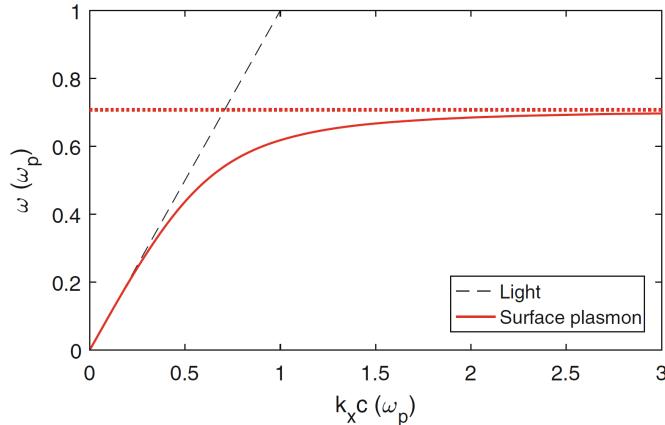


Abbildung 2: Darstellung der Dispersionsrelation von OPPs und der von Licht (berechnet mit  $\epsilon_{\text{Luft}} = 1$  und  $\epsilon_m = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$  (Drude-Modell)) [3].

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  $k_{\text{OPP}} = \frac{\omega}{c_0} n_{\text{Prisma}} \sin(\theta)$  kann nun erreicht werden, womit eine Anregung von OPPs unter einem bestimmten Einfallswinkel möglich ist.

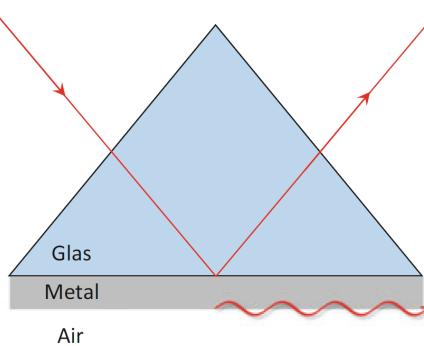


Abbildung 3: Kretschmann-Konfiguration zur Anregung von OPPs [3].

### 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.

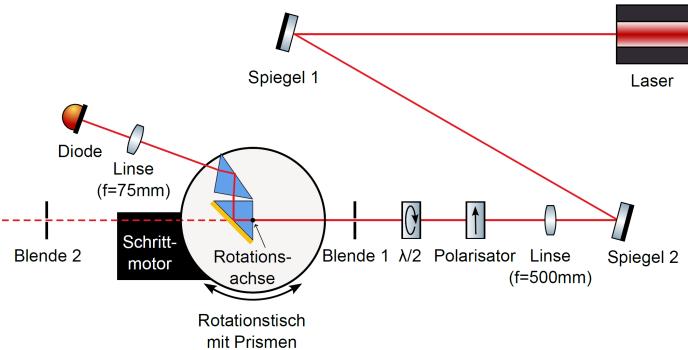


Abbildung 4: Versuchsaufbau des ORS-Experiments mit einem Laser und einer Zwei-Prismen-Konfiguration [8].

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 OPPs 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 Ausfallwinkel 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 Kontroller 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  $f = 75$  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  $0^\circ$  (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 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 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  $\Delta I = 0,05$  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. 12 und Abb. 13 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.

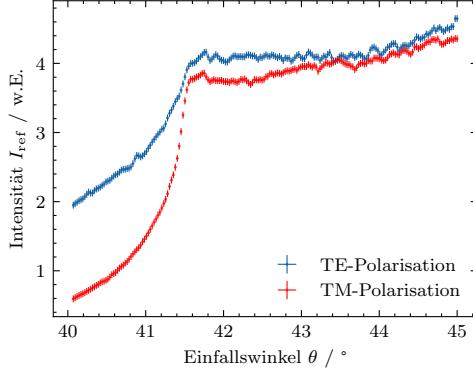


Abbildung 5: Rohdaten der Referenzmessung für ein unbeschichtetes Deckglas für TM- und TE-Polarisation (die Winkelunsicherheiten sind für diesen Winkelbereich zu klein, um erkennbar zu sein).

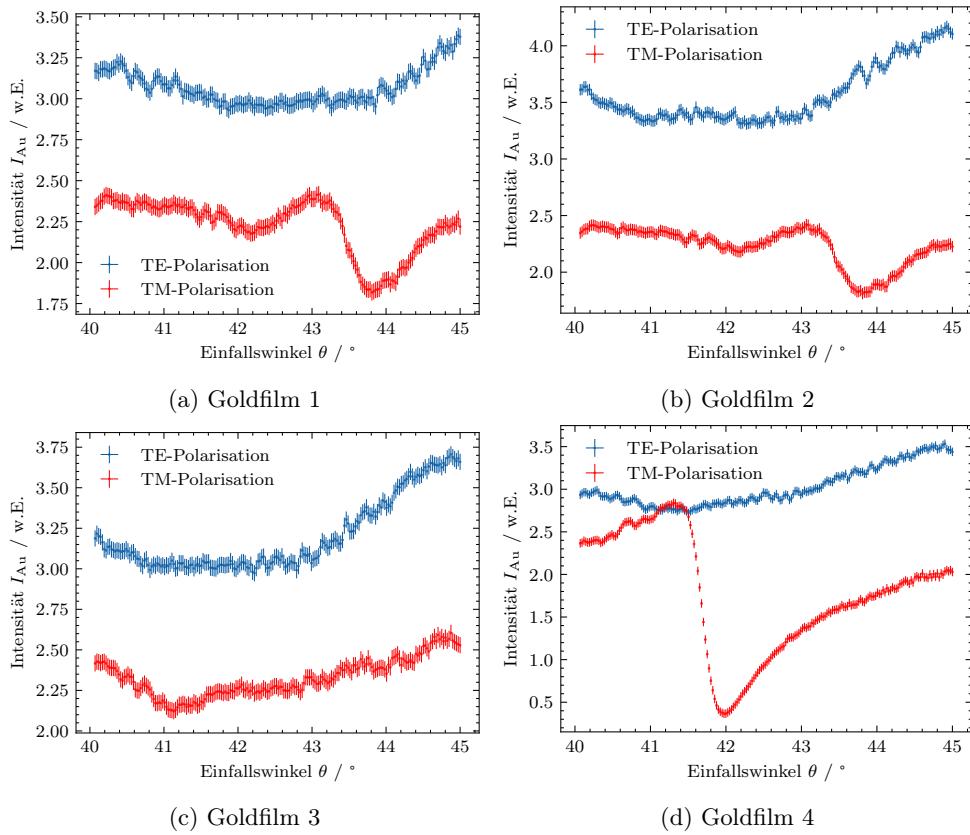


Abbildung 6: Rohdaten der Reflexionsmessungen an vier Goldfilmen für TM- und TE-Polarisation (die Winkelunsicherheiten sind für diesen Winkelbereich zu klein, um erkennbar zu sein).

### 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 Laserwellenlänge 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:

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

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

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

bzw.

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

gegeben. Damit folgt also für die Reflexionsgrade

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

bzw.

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

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

$$R_{\text{TM/TE}} = \frac{I_{\text{ref}}(\theta)}{I_{\text{ref,max}}}, \quad (3)$$

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 (3) 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 (1) und Gleichung (2) 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.

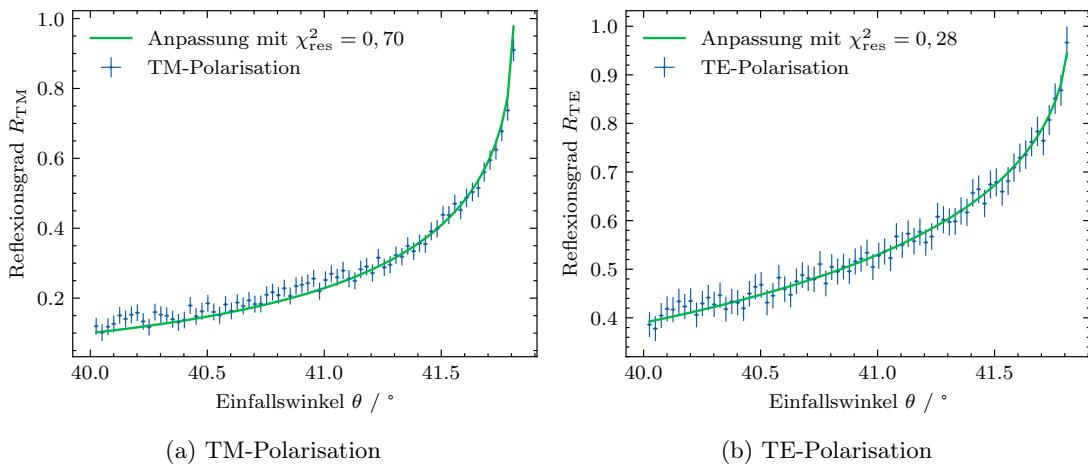


Abbildung 7: Anpassung der theoretischen Formeln für die Reflexionsgrade  $R_{\text{TM}}$  und  $R_{\text{TE}}$  an die Messwerte der Referenzmessung zur Bestimmung des Brechungsindex  $n_{\text{Prisma}}$ .

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. 12) 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 mit Verlusten  $R \approx 1$ , 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 1 und TE-Polarisation 2 unterschiedlich sind. Falls hier Unterschiede durch die Versuchsdurchführung zustande gekommen sind, können diese nicht aufgefunden 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 Mehrfachschicht bestehend aus Prisma (Glas), Chrom, Gold und Luft analysiert werden muss. Das Auftreten von Chrom in dieser Mehrfachschicht 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):

$$r_{\text{TE}} = \frac{k_{1z} - k_{2z}}{k_{1z} + k_{2z}}, \quad t_{\text{TE}} = \frac{2k_{1z}}{k_{1z} + k_{2z}}, \quad (4)$$

$$r_{\text{TM}} = \frac{\epsilon_2 k_{1z} - \epsilon_1 k_{2z}}{\epsilon_2 k_{1z} + \epsilon_1 k_{2z}}, \quad t_{\text{TM}} = \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \frac{2\epsilon_2 k_{1z}}{\epsilon_2 k_{1z} + \epsilon_1 k_{2z}}. \quad (5)$$

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

$$r = r_{12} + \frac{t_{12} r_{23} t_{21} e^{2ik_{\text{Gold},z} d_{\text{Gold}}}}{1 - r_{21} r_{23} e^{2ik_{\text{Gold},z} d_{\text{Gold}}}}. \quad (6)$$

Für die Anpassung macht es nur Sinn TM-Polarisation zu betrachten, da nur in diesem Fall OPPs angeregt werden. Mithilfe von Gleichung (5) 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  $|r|^2$  (Betragssquadrat von Gleichung (6)) zur Anpassung an den gemessenen Reflexionsgrad  $R(\theta) = \frac{I_{\text{Au}}(\theta)}{I_{\text{ref}}(\theta)}$  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.

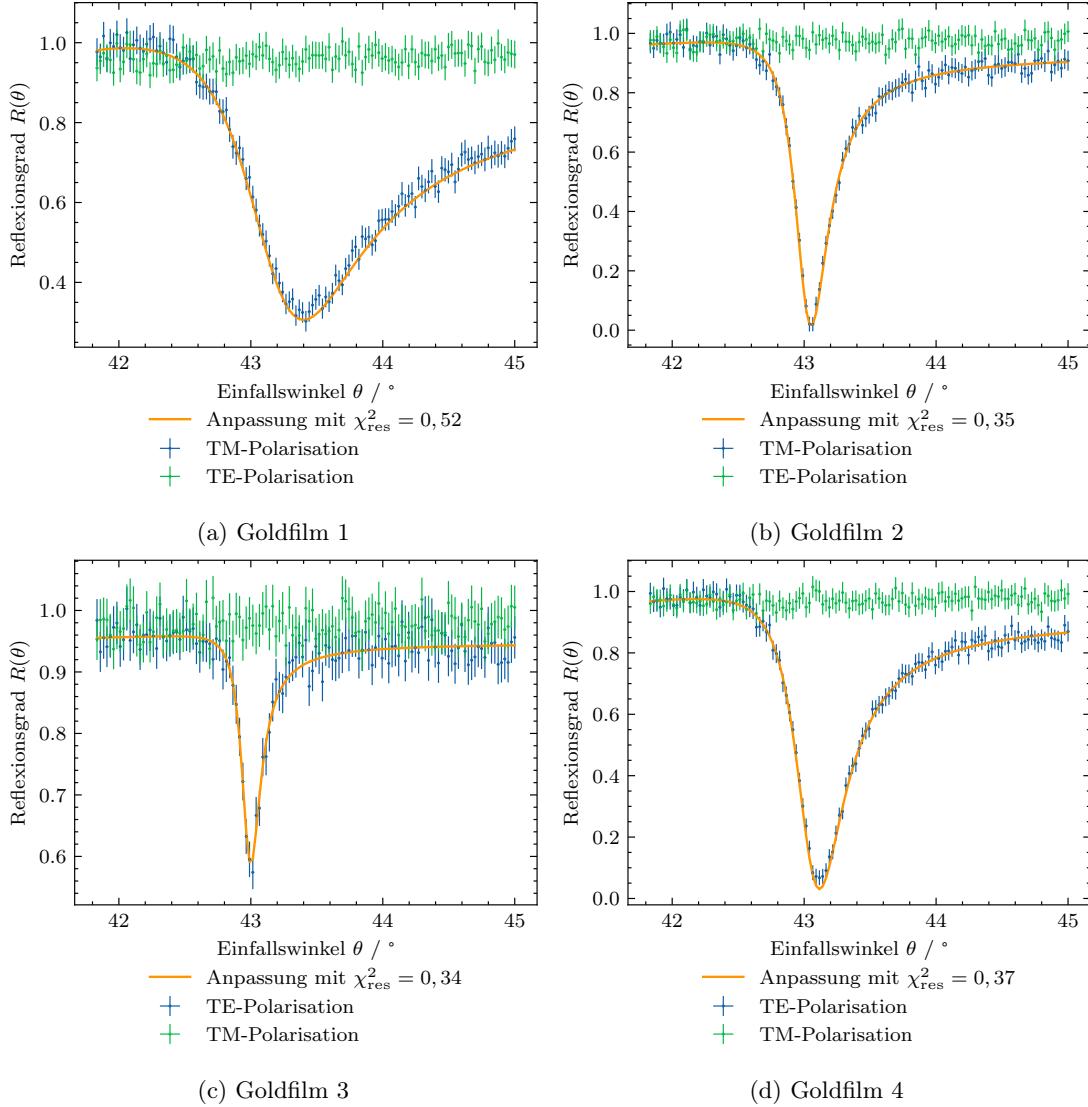


Abbildung 8: Experimentell bestimmte Reflexionsgrade  $R(\theta)$  für TM- und TE-Polarisation und Anpassung für TM-Polarisation zur Bestimmung der Dicke der Goldfilme  $d_{\text{Gold}}$ .

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. 13) 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). Intuitiv liegt die Vermutung nahe, dass durch den exponentiellen Abfall evanesenter Felder der Effekt der Plasmonenanregung mit höher Filmdicke abgeschwächt wird, jedoch existiert eine optimale Dicke, bei der die Anregung maximiert wird. Für kleinere sowie größere Dicken ist aufgrund schwächerer Anregung der Reflexionsgrad höher.

## 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).

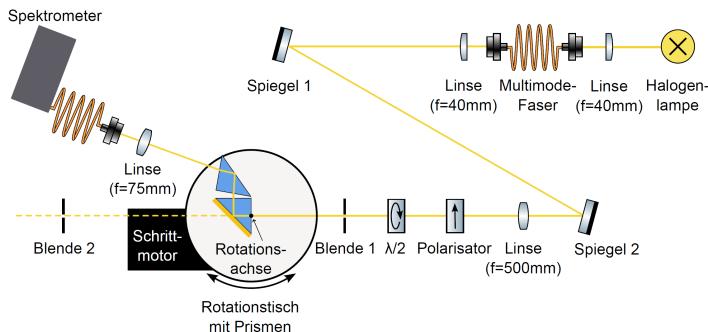


Abbildung 9: Versuchsaufbau des ORS-Experiments mit einer Weißlichtquelle und einer Zwei-Prismen-Konfiguration (hier ist die Linse vor der Multimode-Faser vor dem Spektrometer durch ein Objektiv zu ersetzen) [8].

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 wurden gemeinsam mit dem Assistenten insgesamt drei Silber-Filme (jeweils mit einer Dicke von ungefähr 40 nm) aufgedampft. Von diesen drei Silber-Filmen wurde nur einer für die Versuchsdurchführung benötigt. Nach dem fertiggestellten Versuchsaufbau wird der Silber-Film an der Hypotenuse des ersten Prismas befestigt. Dann werden die Spektren des reflektierten Weißlichtstrahls mithilfe des Spektrometers für verschiedene Einfallswinkel sowohl für TM- als TE-Polarisation gemessen. Die OPP-Anregungswellenlängen  $\lambda_{\text{OPP}}$  bestimmt, welche sich aus den winkelabhängigen lokalen Minima der Spektren bei TM-Polarisation ermitteln lassen. Für eine sinnvolle Auswertung werden daher einige dieser Minima (Anregungswellenlängen) benötigt, weshalb bei der Messung der zu vermessende

Winkelbereich so eingegrenzt wird, dass insgesamt 15 Reflexionsspektren mit jeweils (mindestens) einem lokalen Minimum aufgezeichnet werden. Die entsprechenden Rohdaten werden erst in der Auswertung dargestellt, da sie dort direkt diskutiert werden.

### 4.3. Auswertung

Die Rohdaten für die Reflexionsspektren des Silber-Films für TM- und TE- Polarisation für den ausgewählten Winkelbereich sind in Abb. 10 dargestellt. Die Unsicherheit für die Wellenlänge wird zu  $\Delta\lambda = 0,2 \text{ nm}$  gewählt, was sich aus dem Abstand der Wellenlängen zweier nebeneinander liegenden Messpunkten abschätzen lässt. Eine Unsicherheit für die reflektierte Intensität ist hier nun (im Vergleich zum ersten Versuchsteil) schwierig abzuschätzen. Prinzipiell würden die technischen Daten der verwendeten Halogenlampe benötigt werden. Allerdings kann in guter Näherung angenommen werden, dass die Halogenlampe hinreichend stabil lief, da sie bereits einige Zeit vor der Verwendung angeschaltet wurde, weshalb die Unsicherheiten nicht zu groß sein sollten. Darüber hinaus hängt die Unsicherheit der gemessenen Intensität auch von dem verwendeten Spektrometer ab. Letztlich ist eine Abschätzung der Unsicherheit der Intensität aber auch überflüssig, da dies für den quantitativen Teil der Auswertung dieses Versuchsteils nicht benötigt wird.

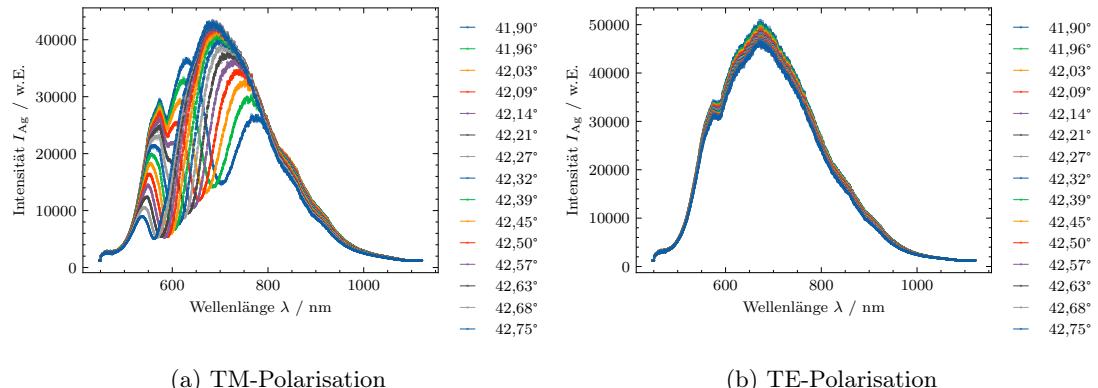


Abbildung 10: Rohdaten der Reflexionsspektren des Silber-Films für TM- und TE-Polarisation ((Wellenlängen-)Unsicherheiten sind zu klein, um erkannt zu werden).

In Abb. 10 ist zunächst zu erkennen, dass wie erwartet für TE-Polarisation des einfallenden Lichtes keine OPPs angeregt werden, da sich in den Reflexionsspektren keine lokalen Minima ausbilden. Die einfallenden Spektren werden vollständig reflektiert, weshalb die Reflexionsspektren (ungefähr) den einfallenden Spektren entsprechen. Das einfallende Spektrum entspricht gerade dem eines grauen Körpers, was ebenfalls der Erwartung entspricht, da eine Weißlichtquelle verwendet wurde. Außerdem ist zu erkennen, dass die Intensitäten für unterschiedliche Winkel in etwa übereinstimmen, was für einen gut justierten Versuchsaufbau spricht.

Wie zu erwarten, ist in Abb. 10 für TM-Polarisation zu erkennen, dass OPPs angeregt werden, da die Reflexionsspektren Intensitätsminima bei den OPP-Anregungswellenlängen  $\lambda_{\text{OPP}}$  aufweisen. Auch hier ist wieder für jedes Reflexionsspektrum das Spektrum eines grauen Körpers zu erkennen, wobei ein gewisser Bereich des Spektrums für die Anregung der OPPs absorbiert wird. Diese Absorption geschieht nur bei einer Anregungswellenlänge  $\lambda_{\text{OPP}}$ , welche die Bedingungen der Energie- und Impulserhaltung erfüllt, sodass OPPs angeregt werden können.

Nun wird anhand der Reflexionsspektren für TM-Polarisation die OPP-Dispersionsrelation  $\omega_{\text{OPP}}(k_{||})$  des Silber-Films im sichtbaren Spektralbereich bestimmt, indem für jedes Spektrum die OPP-Anregungswellenlänge  $\lambda_{\text{OPP}}$  (winkelabhängiges lokales Minimum) ermittelt wird. Dazu wird wie folgt vorgegangen: Zunächst wird mithilfe von Abb. 10 für das Reflexionsspektrum zu einem festen Winkel der Wellenlängenbereich, in dem die Anregungswellenlänge auftritt, grob abgelesen. Dann wird in der entsprechenden txt-Datei in dem vorher eingegrenzten Wellenlängenbereich die Anregungswellenlänge rausgelesen, indem der Minimalwert der Intensität gesucht wird. Dieses manuelle Verfahren bietet sich hier gut an, da aufgrund von minimalen Intensitätsschwankungen kein eindeutiges Minimum festgestellt werden kann. Außerdem wird gleichzeitig eine Ableseunsicherheit abgeschätzt, je nachdem wie die Intensitätsschwankungen ausfallen, was dann z.B. zu einem etwas größeren oder kleineren Wellenlängenbereich für die tatsächliche Anregungswellenlänge führt.

Nach [8] wird dann der zugehörige Wellenvektor gemäß

$$k_{||} = \frac{2\pi n_{\text{Prisma}}}{\lambda_{\text{OPP}}} \sin(\theta)$$

berechnet, wobei die Unsicherheit durch

$$\Delta k_{||} = \sqrt{\left( \frac{2\pi n_{\text{Prisma}}}{\lambda_{\text{OPP}}^2} \sin(\theta) \Delta \lambda_{\text{OPP}} \right)^2 + \left( \frac{2\pi n_{\text{Prisma}}}{\lambda_{\text{OPP}}} \cos(\theta) \Delta \theta \right)^2}$$

gegeben ist. Die Unsicherheit  $\Delta\theta = 0,06^\circ$  wird hier wieder aus der Anzahl an Winkelmessungen in dem gewählten Winkelbereich abgeschätzt. Die Anregungskreisfrequenz berechnet sich durch

$$\omega_{\text{OPP}} = \frac{2\pi c_0}{\lambda_{\text{OPP}}}$$

mit der Unsicherheit

$$\Delta\omega_{\text{OPP}} = \frac{2\pi c_0}{\lambda_{\text{OPP}}^2} \Delta \lambda_{\text{OPP}}.$$

Die Werte für  $\lambda_{\text{OPP}}$  und die daraus berechneten Werte für  $k_{||}$  und  $\omega_{\text{OPP}}$  sind in Tabelle 2 dargestellt.

Tabelle 2: Anregungswellenlängen  $\lambda_{\text{OPP}}$  und die zugehörigen Wellenvektoren  $k_{||}$  bzw. die zugehörigen Anregungskreisfrequenzen  $\omega_{\text{OPP}}$  des Silber-Films für einen bestimmten ausgewählten Winkelbereich.

$\lambda_{\text{OPP}} / \text{nm}$	$k_{  } / \text{nm}^{-1}$	$\omega_{\text{OPP}} \cdot 10^{15} / \text{s}^{-1}$
562(2)	0,011 38(5)	3,352(12)
568(2)	0,011 25(5)	3,316(12)
577(2)	0,011 06(5)	3,265(12)
584(2)	0,010 92(4)	3,225(12)
590(2)	0,010 79(4)	3,193(11)
596(2)	0,010 67(4)	3,160(11)
604(2)	0,010 52(4)	3,119(11)
613(2)	0,010 35(4)	3,073(10)
623(2)	0,010 18(4)	3,024(10)
634(2)	0,009 99(4)	2,971(10)
644(2)	0,009 82(4)	2,925(10)
654(3)	0,009 66(5)	2,880(14)
669(3)	0,009 43(5)	2,816(13)
685(4)	0,009 20(6)	2,740(17)
703(4)	0,008 95(6)	2,679(16)

Diese Werte sind nun als OPP-Dispersionsrelation  $\omega_{\text{OPP}}(k_{||})$  in Abb. 11 zusammen mit der Lichtlinie  $\omega_{\text{Licht}}(k_{||}) = c_0 k_{||}$  aufgetragen.

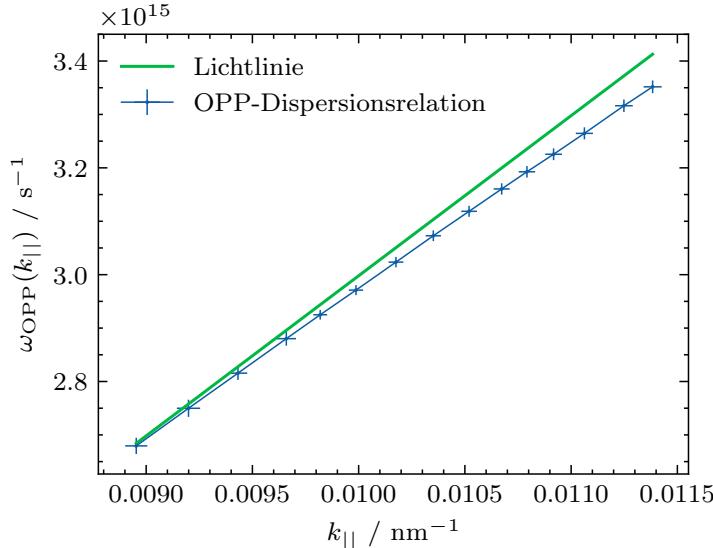


Abbildung 11: Vergleich der OPP-Dispersionrelation von Silber mit der Dispersionrelation von Licht.

Hier entsprechen die Ergebnisse den theoretischen Erwartungen, wenn ein Vergleich mit Abb. 2 herangezogen wird. Gemäß der theoretischen Erwartung laufen in Abb. 11 die OPP-Dispersionrelation für Silber und die Lichtlinie für kleiner werdende  $k_{||}$  asymptotisch gegeneinander. Für größer werdende  $k_{||}$  laufen jedoch die OPP-Dispersionrelation für Silber und die Lichtlinie zunehmend auseinander, was ebenfalls der theoretischen Erwartung entspricht. Um allgemeingültige Aussagen treffen zu können, hätte ein noch größerer Wellenlängenbereich betrachtet werden müssen. Da die hier dargestellte OPP-Dispersionrelation  $\omega_{\text{OPP}}(k_{||})$  nur für den sichtbaren Spektralbereich (siehe die ermittelten Anregungswellenlängen) bestimmt wurde, ist diese Diskussion dieser auch nur für den sichtbaren Spektralbereich gültig. Im sichtbaren Spektralbereich (nach den theoretischen Erwartungen sogar über einen wesentlich breiteren Spektralbereich) kommt es gemäß Abb. 11 tatsächlich zu keinem Schnittpunkt der OPP-Dispersionrelation für Silber und der Lichtlinie, womit im Rahmen der Unsicherheiten bestätigt ist, dass im sichtbaren Spektralbereich für Licht, welches aus Luft kommend auf die Dielektrikum-Silber-Grenzfläche (Luft-Silber-Grenzfläche) trifft, keine OPPs angeregt werden können, da tatsächlich die Bedingung  $k_{\text{OPP},||} = \frac{\omega}{c_0}$  nicht erfüllt ist. Somit zeigt sich auch, dass die Kretschmann-Konfiguration während der Versuchsdurchführung unabdingbar war, um OPPs anregen zu können.

## 5. Fazit

In diesem Versuch wurde die Oberflächenplasmonen-Resonanz-Spektroskopie genutzt, um die Dicken von insgesamt vier Gold-Filmen und die OPP-Dispersionsrelation von Silber zu bestimmen. Dafür wurde die Kretschmann-Konfiguration verwendet, bei der die zu untersuchende Probe auf der Hypotenuse eines rechtwinkligen Prismas befestigt wird und das einfallende Licht an der Prisma-Metall-Grenzfläche reflektiert und anschließend untersucht wird.

Im ersten Versuchsteil wurde ein monochromatischer Dioidenlaser ( $\lambda = 785 \text{ nm}$ ) verwendet, um über den gemessenen Reflexionsgrad die Dicken der Goldfilme zu ermitteln. Dafür war zunächst eine Referenzmessung notwendig, über die der Brechungsindex des Prismas bestimmt werden sollte. Bei der Versuchsdurchführung konnten keine sinnvollen Messergebnisse (für die reflektierten Intensitäten der Goldfilme) erreicht werden, da die verwendeten Goldfilme vermutlich schon zu veraltet/verschmutzt waren. Aus diesem Grund wurden vom Assistenten Messwerte (auch für die Referenzmessung) zur Verfügung gestellt, um dennoch eine sinnvolle Auswertung zu erarbeiten. So konnten aus der Referenzmessung die Brechungsindizes

$$n_{\text{Prisma,TM}} = 1,500\,28(12)$$

für TM-Polarisation und

$$n_{\text{Prisma,TE}} = 1,500\,47(13)$$

für TE-Polarisation bestimmt werden. Diese Ergebnisse sind sehr plausibel, da sie konsistent untereinander sind und einem typischen Glas-Brechungsindex von 1,5 sehr nah kommen. Bei den Goldfilmen konnten über den gemessenen Reflexionsgrad und eine geeignete Anpassung die zugehörigen Dicken bestimmt werden, welche in Tabelle 3 dargestellt sind.

Tabelle 3: Experimentell bestimmte Dicken der vier Goldfilme.

Goldfilm	$d_{\text{Gold}} / \text{nm}$
1	29,80(14)
2	50,48(19)
3	75,2(4)
4	42,50(16)

Auch hier wurden sehr plausible Ergebnisse erzielt, da die Dicke eines Gold-Films in dieser Größenordnung liegen muss, sodass OPPs angeregt werden können. Außerdem konnte insgesamt festgestellt werden, dass nur für TM-Polarisation OPPs angeregt werden. Zusammenfassend hätte dieser Versuchsteil in der Durchführung besser funktioniert, hätten neuere Goldproben zur Verfügung gestanden. Dafür konnten die zur Verfügung gestellten Messwerte erfolgreich ausgewertet werden.

Im zweiten Versuchsteil wurde der monochromatische Dioidenlaser durch eine Halogenlampe (Weißlichtquelle) ersetzt, um die OPP-Dispersionsrelation eines Silber-Films zu bestimmen. Auch hier hat sich zunächst gezeigt, dass nur für TM-Polarisation OPPs angeregt werden können. Über die aufgenommenen Reflexionsspektren für TM-Polarisation konnte über die daraus bestimmbaren OPP-Anregungswellenlängen die OPP-Dispersionsrelation für Silber bestimmt werden. Ein Vergleich mit der Lichtlinie (siehe Abb. 11) zeigt hier, dass die experimentell bestimmten Ergebnisse den theoretischen Erwartungen entsprechen, da sich die Dispersionsrelation (im sichtbaren Spektralbereich) nicht mit der Lichtlinie schneiden sollte. So wurde also experimentell für den sichtbaren Spektralbereich bestätigt, dass die Kretschmann-Konfiguration notwendig ist, um OPPs anzuregen, damit die Anregungs-Bedingung  $k_{\text{OPP}} = \frac{\omega}{c_0} n_{\text{Prisma}}$  erfüllt werden kann.

## A. Anhang

Darstellung der vom Assistenten bereitgestellten Rohdaten zum ersten Versuchsteil

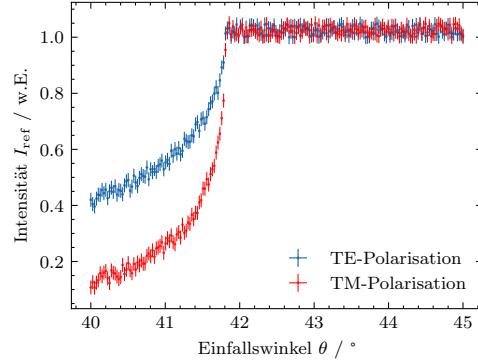


Abbildung 12: Vom Assistenten bereitgestellte Rohdaten der Referenzmessung für ein unbeschichtetes Deckglas für TM- und TE-Polarisation (die Winkelunsicherheiten sind für diesen Winkelbereich zu klein, um erkennbar zu sein).

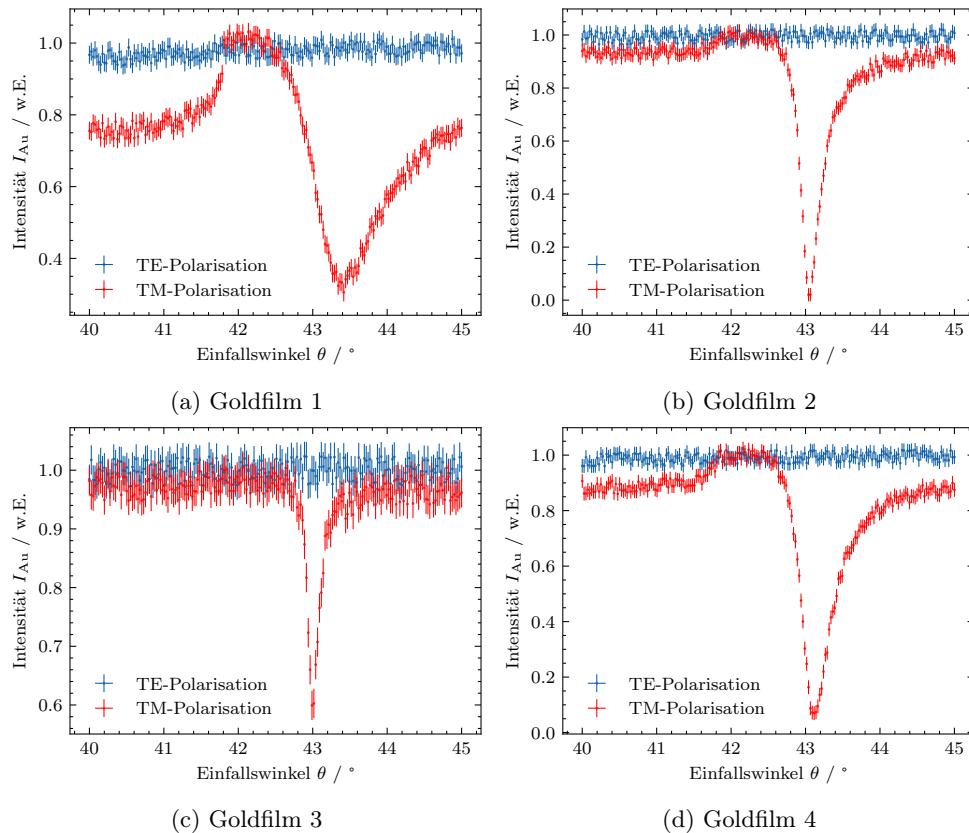


Abbildung 13: Vom Assistenten bereitgestellte Rohdaten der Reflexionsmessungen an vier Goldfilmen für TM- und TE-Polarisation (die Winkelunsicherheiten sind für diesen Winkelbereich zu klein, um erkennbar zu sein).

## 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>.