

Oberflächenplasmonen

Moritz Bubek (*moritz.bubek@uni-konstanz.de*)

Andrej Grimm (*andrej.grimm@uni-konstanz.de*)

2. Juni 2004

Zusammenfassung

Im Mittelpunkt des Versuchs stehen optisch angeregte Oberflächenplasmonen in einer dünnen Goldschicht. Über die material- und druckabhängige Verschiebung des Resonanzwinkels soll die Dielektrizitätskonstante mehrerer Gase und die Dicke des adsorbierten Wasserfilms ermittelt werden.

1 Theorie der Oberflächenplasmonen

Eine Oberflächen- Plasmaschwingung ist eine elektrodynamische, kollektive Anregung der Elektronen, die sich entlang der Grenzfläche zwischen dem Metall und Vakuum (bzw. einem Dielektrikum) longitudinal ausbreitet. Sie entsteht aus Dichteschwingungen des Elektronengases im Leitungsband des Metalls und den daran gekoppelten Schwingungen im Dielektrikum. Das Quant dieser Schwingung wird daher als Oberflächenplasmon-Polariton oder kurz als als Oberflächenplasmon bezeichnet.

1.1 Dispersionsrelation

Um die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen zu erhalten, bedient man sich der elektrodynamischen Beschreibung von Wellen in Materie ([1]). Hierbei geht man von den Maxwell-Gleichungen in Materie aus. Für die erste Maxwell-Gleichung ergibt sich

$$\nabla \cdot \vec{D} = \varrho_{frei} \quad \text{mit } \vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \quad (1)$$

wobei in unserem Falle für ungeladene Medien $\varrho_{frei} = 0$ zu setzen ist. Ebenso gilt für die Magnetisierung \vec{M} , die magnetische Feldstärke \vec{H} und die Permeabilität μ folgender Zusammenhang in Materie:

$$\vec{B} = \mu \mu_0 \vec{H} = \mu_0 (\vec{M} + \vec{H}) \quad (2)$$

In unserem Fall benutzen wir keine magnetischen Materialien, daher können wir im Weiteren $\mu = 1$ setzen. Für die Maxwell-Gleichungen in Materie ergibt sich:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{D} &= 0 \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0 \\ \nabla \times \vec{E} &= -\frac{\partial}{\partial t} \vec{B} \\ \nabla \times \vec{H} &= j_{frei} + \frac{\partial}{\partial t} \vec{D} \end{aligned}$$

Durch Einsetzen des Ansatzes

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{r}, t) &= \vec{E}_0 e^{-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \\ \vec{B}(\vec{r}, t) &= \vec{B}_0 e^{-i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}\end{aligned}\quad (3)$$

der ausreicht, da alle physikalisch sinnvollen Felder als Überlagerung ebener Wellen dargestellt werden können, und erhält:

$$\vec{k} \cdot \vec{D} = 0 \quad (4)$$

$$\vec{k} \cdot \vec{B} = 0 \quad (5)$$

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega \epsilon_0 \epsilon \vec{E} \quad (6)$$

$$\vec{k} \times \vec{E} = \omega \vec{B} \quad (7)$$

Durch Umformen dieser Beziehungen erhält man:

$$\vec{k} \cdot \vec{k} = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon \quad (8)$$

Dieses Ergebnis gilt für alle Medien, die die o.g. Bedingungen erfüllen. Im Weiteren betrachten wir die Grenzfläche zweier Medien. Hierzu führt man ein Koordinatensystem ein, dessen x-y-Ebene die Grenzfläche darstellt und dessen x-Achse parallel zur Ausbreitungsrichtung der ebenen Wellen zeigt. Für den Wellenvektor \vec{k} folgt hieraus, dass $k_y = 0$ ist. Beschreiben wir nun eine Welle, die durch das Medium 1 auf die Grenzfläche fällt und im Medium 2 weiterläuft, so erhalten wir als Ansatz:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \begin{cases} E_{0,1} e^{-i(\omega t - (k_{x,1}x + k_{z,1}z))} & z > 0 \\ E_{0,2} e^{-i(\omega t - (k_{x,2}x + k_{z,2}z))} & z \leq 0 \end{cases} \quad (9)$$

Dabei müssen sowohl die Tangentialkomponenten des elektrischen Feldes, als auch die Normalkomponente der Polarisierung \vec{D} an der Grenzfläche stetig sein:

$$E_1(\vec{r}, t)_x = E_2(\vec{r}, x)_x \quad (10)$$

$$E_1(\vec{r}, x)_y = E_2(\vec{r}, x)_y$$

$$D_1(\vec{r}, x)_z = D_2(\vec{r}, x)_z \quad (11)$$

Aus (10) folgt unmittelbar, dass gelten muss:

$$k_{x,1} = k_{x,2} =: k_x \quad (12)$$

Desweiteren schliesst man aus (11):

$$\epsilon_0 \epsilon_1 E_1(\vec{r}, x)_{z=0} = \epsilon_0 \epsilon_2 E_2(\vec{r}, x)_{z=0} \quad (13)$$

Verwendet man hier die Beziehung (4) so erhält man:

$$\frac{\epsilon_1}{k_{z,1}} = \frac{\epsilon_2}{k_{z,2}} \quad (14)$$

Berechnet man für die Grenzfläche nun (8), so erhält man:

$$\vec{k} \cdot \vec{k} = k_x^2 + k_{z,j}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_j \quad (15)$$

Durch Benutzen von (14) und Umformen erhält man schliesslich:

$$k_x^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{\epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \quad (16)$$

Diese Gleichung stellt offensichtlich eine Beziehung zwischen Energie ($\propto \omega$) und Impuls ($\propto k_x$) her, also ist dies die Dispersionsrelation für Oberflächenplasmonen. Um die Eigenschaften der Oberflächenplasmonen genauer zu erkennen betrachtet man folgende Grenzfälle:

- Verhalten für $k_x \rightarrow 0$: Man erhält aus (16)

$$\frac{\omega}{k_x} = c \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2}} \quad (17)$$

Betrachtet man den Grenzwert für $k_x \rightarrow 0$ so muss man berücksichtigen, dass ε_1 ebenfalls von k_x abhängt und mit diesem verschwindet, es ergibt sich:

$$\lim_{k_x \rightarrow 0} \frac{\omega}{k_x} = c \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_2}} = \frac{c}{n_2} \quad (18)$$

Man erkennt also, dass nahe des Ursprungs die Dispersionsrelation fast genauso ansteigt, wie die Lichtgerade $\omega = k/cn_2$ im Medium 2.

- Verhalten für $k_x \rightarrow \infty$: man erhält als Grenzwert:

$$\lim_{k_x \rightarrow \infty} \frac{\omega}{k_x c} = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2}} \quad (19)$$

$$\implies 0 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \quad (20)$$

Hieraus kann man schliessen, dass sich die Dispersionsrelation einer Asymptote nähert.

Es sei noch darauf hingewiesen, dass man zeigen kann, dass die angeregte Welle in beiden Medien ausreichend schnell exponentiell abfällt, also sich nicht in das Medium 1 oder 2, sondern nur an der Grenzschicht ausbreitet.

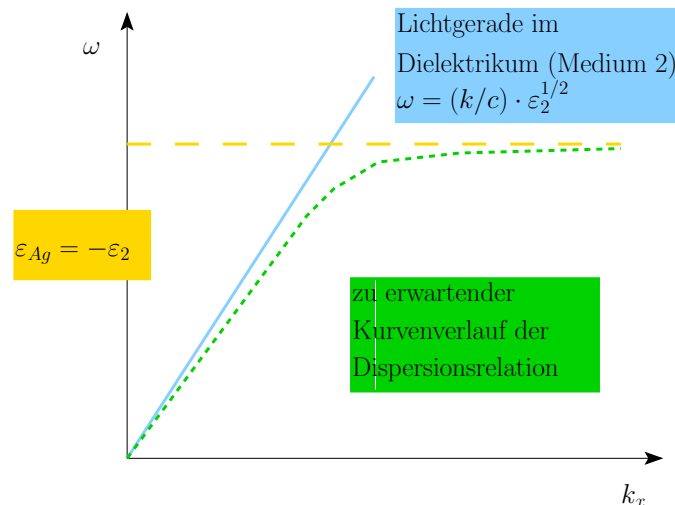


Abbildung 1: **Dispersionsrelation** grün: Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen blau: Lichtgerade gelb: Asymptote der Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen

1.2 Anregung der Oberflächenplasmonen

Für eine direkte Anregung der Oberflächenplasmonen müssen sowohl Energie als auch Impuls der x-Komponente der anregenden Welle und des Plasmons übereinstimmen. Da wir im vorigen Abschnitt gerade gezeigt hatten, dass die Dispersionsrelation der Plasmonen die der Lichtgerade im Medium nicht schneidet ist dies für direkten Lichteinfall unter keinen Umständen möglich. Daher verändert man die Ausbreitungsgeschwindigkeit des eingestrahnten Lichts, indem man dieses durch ein Medium mit höherem Brechungsindex als 1 strahlt, dadurch nimmt die Steigung der

Lichtgeraden ab und schneidet die Dispersionsrelation der Oberflächenplasmonen, wodurch eine direkte Anregung möglich wird.

Bei der Kretschmann-Anordnung (siehe Abb. 2) wird das Licht durch ein Prisma des Brechungsindex $n_3 > 1$ auf einen dünnen Silber- oder Goldfilm. Die evaneszente Welle, die an der Glas-Metall-Grenzfläche entsteht, dringt in den Metallfilm ein und regt an der nächsten Metall-Luft-Grenzschicht die Oberflächenplasmonen an ¹. Für die Anregung ist die Erfüllung der Beziehung

$$\begin{aligned}
 k_{\text{Oberflächenplasmon}} &= k_{x,\text{Photon}} \\
 \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} &= |\vec{k}_{\text{Photon}}| \cdot \sin \theta \\
 &= n_3 \frac{\omega}{c} \cdot \sin \theta
 \end{aligned} \tag{21}$$

notwendig. In dem uns zur Verfügung stehenden Versuchsaufbau benutzen wir diese Anordnung, um die Oberflächenplasmonen anzuregen. Allerdings können nur dünne Filme aufgedampft werden, da sonst die evaneszente Welle zu stark gedämpft wird und keine Plasmonen mehr anregen kann. Eine weitere Möglichkeit, Oberflächenplasmonen optisch anzuregen, ist die Otto-Konfiguration. Hierbei wird die bei der Totalreflexion am Prisma-Gas-Übergang entstehende evaneszente Welle durch einen dünnen Luftspalt an die Metallfläche gekoppelt und regt dort die Oberflächenplasmonen an. Die Kretschmann-Konfiguration ist allerdings experimentell leichter zu beherrschen, und wird daher auch in diesem Versuch verwendet.

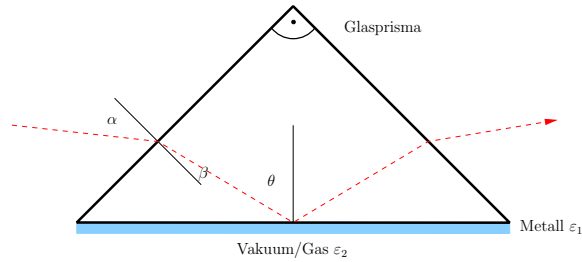


Abbildung 2: **Kretschmann Konfiguration**

1.3 Druck- und Materialabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten

Die relative Dielektrizität des Gases ε_2 ist eine Eigenschaft, die eng mit der Polarisierbarkeit α und der Teilchenzahldichte n verknüpft ist.

$$n \alpha = \varepsilon_0 (\varepsilon_2 - 1) \tag{22}$$

Während des Versuchs wird der Resonanzwinkel, bei dem Anregung von Oberflächenplasmonen stattfindet, in Abhängigkeit vom Druck gemessen. Da sich mit steigendem Druck mehr Moleküle in der Umgebung des Metallfilms befinden, steigt nach (22) auch die relative Dielektrizität. Für die Polarisierbarkeit α gilt:

$$\alpha = \frac{1}{\gamma} \cos(\Theta_r) \varepsilon_0 k_B T \frac{d\Theta_r}{dp} \tag{23}$$

¹Die Dielektrizitätskonstante der Metallschicht entspricht dem ε_1 aus Abschnitt 1.1, die der Gasschicht dem ε_2 .

Für den Koeffizienten γ gilt:

$$\begin{aligned}\gamma &= dk_r / (k_0 \cdot \varepsilon_2) \\ k_r &= k_0 \left(-b \frac{\varepsilon_3^2 - a^2}{\varepsilon_3^2 + a^2} + \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \right) \\ a &= \sqrt{|\varepsilon_1|(\varepsilon_3 - 1) - \varepsilon_3} \\ b &= \frac{2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 - \varepsilon_2} \right)^{3/2} \exp \left(-2d \sqrt{\frac{|\varepsilon_1|^2}{|\varepsilon_1| - \varepsilon_2}} \right)\end{aligned}\tag{24}$$

Der Wert von γ ist im wesentlichen nur von der Dielektrizität des Metalls abhängig. Ein Wert von $\gamma = 0,44$ hat sich in der Vergangenheit für die Goldschicht als sinnvoll erwiesen.

Mit dem Gasgesetz $pV = N k_B T$, der Teilchenzahldichte $n = N/V$ und (22) erhält man folgenden Ausdruck für die Dielektrizität des Gases in Abhängigkeit vom Druck:

$$\varepsilon_r(p) = \frac{1}{\gamma} \cos \theta_r \frac{d\theta_r}{dp} p + 1\tag{25}$$

Bei der Anwendung dieser Gleichung ist zu beachten, dass die Winkel im Bogenmaß verwendet werden.

1.4 Dickenmessung dielektrischer Deckschichten

Das Feld der Oberflächenplasmawelle ist sehr stark auf die Metalloberfläche konzentriert. Aus diesem Grund sind diese Wellen sehr gut geeignet, um die Eigenschaften der Grenzfläche zwischen Metall und Dielektrikum zu untersuchen. Bringt man auf die Metalloberfläche einen dielektrischen Film auf, so erhöht sich durch die Polarisierbarkeit der aufgebrachtten Atome im Bereich des Plasmonenfeldes die effektive Dielektrizitätskonstante. Für Filme mit Dicken kleiner als die Abklinglänge des Plasmonenfeldes jenseits des Metalls ist die Erhöhung schichtdickenabhängig. Dadurch verschiebt sich die Dispersion der Oberflächenplasmonen zu größeren k_x . Der Einfallswinkel Θ_r , bei dem Resonanz eintritt, wird größer. Für sehr kleine Filmdicken d ist die Verschiebung $\Delta\Theta_r$ gegeben durch:

$$\Delta\Theta_r = a(\varepsilon_{\text{Film}} - 1)d\tag{26}$$

Die Proportionalitätskonstante a liegt bei Goldfilmen für optische Frequenzen bei etwa $0,01^\circ/\text{\AA}$. Aus dieser Gleichung läßt sich nun die Dicke des Filmes berechnen. Im Versuch wird die Dicke eines adsorbierten Wasserfilms abgeschätzt.

2 Apparativer Aufbau

Der Metallfilm, an dem die Plasmonen auftreten ist auf die lange Seite eines rechtwinkligen Glasprismas aufgedampft, welches sich in einer Vakuumkammer befindet. Das Licht zum Anregen der Plasmonen wird durch eine Laserdiode erzeugt und wird über Linsen an eine Stelle des Metallfilms fokussiert. Das reflektierte Licht wird wiederum über eine Linse auf den Detektor, die Photodiode gebündelt.

Um die verschiedenen Einfallswinkel zu realisieren, die für die unterschiedlichen k-Vektoren benötigt werden, wird der Lichtstrahl der Laserdiode über einen Spiegel gelenkt, der auf einem mit einer Mikrometerschraube verstellbaren Drehtisch installiert ist. Der Spiegel kann zusätzlich über einen Piezokristall in Drehbewegungen versetzt werden, was zu Drehungen in sehr kleinen Winkelbereichen führt.

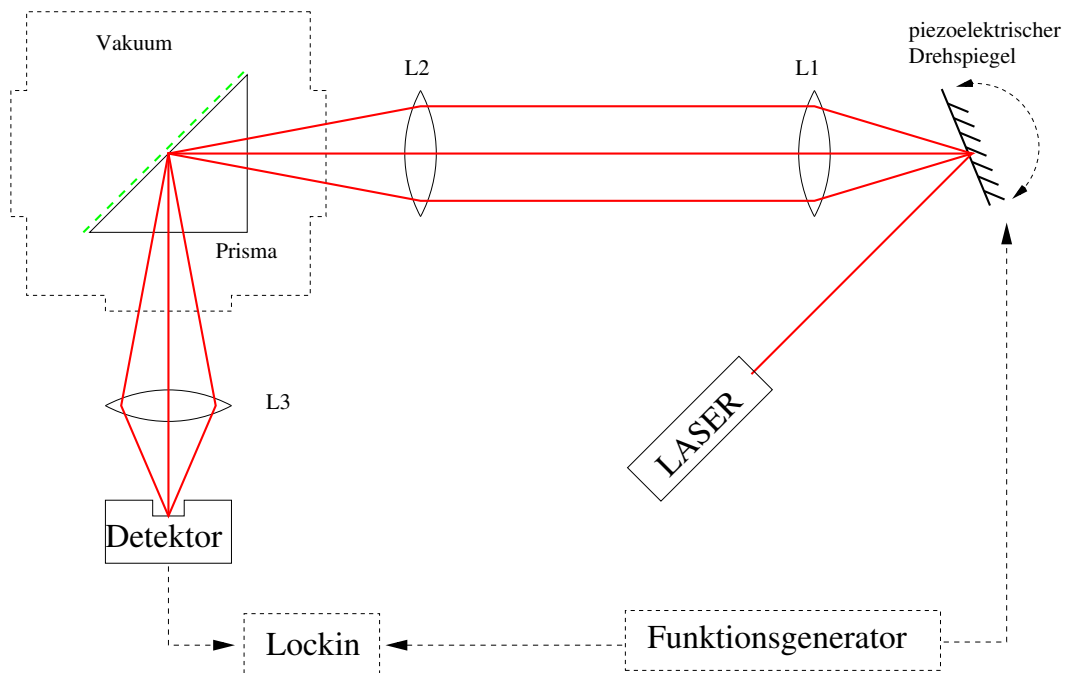


Abbildung 3: Schematischer Aufbau

3 Versuchsdurchführung

3.1 Resonanzminimum

Nach Überprüfung und Justierung des optischen Aufbaus suchten wir nach dem groben Wert des Resonanzwinkels. Der piezoelektrische Drehspiegel wurde eingeschaltet, da die Schwingung des Spiegels immer ein kleines Winkelintervall sichtbar macht und das Intensitätsminimum dadurch deutlicher zu erkennen ist. Bei p-polarisiertem Licht war bei ca. 5,1 (Mikrometerschraubeneinstellung) ein deutliches Intensitätsminimum beim ausgehenden Strahl zu erkennen.

3.2 Winkelkalibrierung

Um die Plasmonenkurve über den Winkel anstatt der Mikrometerschraubeneinstellung auftragen zu können wurde die Richtungsänderung des ausgehenden Strahls in Abhängigkeit von der Mikrometereinstellung gemessen.

3.3 Winkelabhängigkeit der reflektierten Intensität

Zunächst wurde bei ausgeschaltetem Drehspiegel die reflektierte Intensität für s- und p-polarisiertes Licht mit einer Photodiode für den verfügbaren Winkelbereich gemessen. Dabei wurden Werte für den Bereich 4,5 bis 6,0 (MMS) in 0,05-Schritten gemessen. Um die Intensitätsminima genauer bestimmen zu können, wurden, die Bereiche um die Minima auch in 0,025-Schritten gemessen.

Für p-polarisiertes Licht wurde eine Messung mit eingeschaltetem Drehspiegel für den selben Bereich aufgenommen. Im weiteren Verlauf des Experiments wurde nur noch p-polarisiertes Licht verwendet.

3.4 Kalibrierung des Lock-In

Nach der Verkabelung des Lock-In-Verstärkers wurde erneut eine Messung des reflektierten Intensität über den o.g. Bereich durchgeführt, diesmal wurden jedoch die Lock-In-Signale aufgezeichnet.

Zur Kalibrierung des Lock-In-Signals gegenüber der Mikrometerschraube wurde der Bereich um das Intensitätsminimum (linearer Bereich des LI-Signals) vermessen. Dabei wurden die Einstellungen des Lock-In-Verstärkers so gewählt, dass der vermessene Bereich gerade innerhalb der linearen Verstärkung des Lock-In liegt. Dadurch erhält man eine gute Auflösung gegenüber der Mikrometerschraube und damit auch eine gute Winkelauflösung. Dieser Vorgang wurde für Vakuum, Luft, Stickstoff, Helium und Argon durchgeführt.

3.5 Messung der druckabhängigen Plasmonenresonanz

Die druckabhängige Resonanzverschiebung wurde über zwei unterschiedliche Messungen ermittelt.

1. Bei fester Mikrometerschraubeneinstellung von 5,125 wurde zunächst das Lock-In-Signal von unterschiedlichen Gasen (Luft, Stickstoff, Helium) bei atmosphärischem Druck und von Vakuum gemessen.
2. Nach der Kalibrierung des Druckmessgerätes wurden für die Bestimmung der druckabhängigen Resonanzverschiebung die Lock-In-Signale der zu untersuchenden Gase bei unterschiedlichen Drücken gemessen.

Für die aus den beiden Messungen erhaltenen Datensätze, wurde wie in Abschnitt 3.4 beschrieben, je eine Lock-In-Kalibrierung durchgeführt.

4 Auswertung

4.1 Umrechnung in Winkel

Aus der Winkelkalibrierung in 3.2 folgt, dass 1mm an der Mikrometerschraube zu einer Winkeländerung von $2,87^\circ$ führt. Dabei wird ein Fehler von $0,15^\circ$ angenommen. Dieser kommt aus Fehlern bei der Winkelbestimmung und dem Totgang der Mikrometerschraube. Der hier entstehende Fehler wird über Fehlerfortpflanzung in den folgenden Berechnungen berücksichtigt.

4.2 Plasmonenkurve

Die Abbildung 4 zeigt die in Abschnitt 3.1 aufgezeichneten Plasmonenkurven. Das Signal der Photodiode relativ zum Ausgangssignal wird dabei über den relativen Winkel aufgetragen.

Bei dem p-polarisiertem Licht erkennt man ein deutliches Minimum bei 5,14. Leider ist der kritische Winkel für Totalreflexion nicht innerhalb des Messbereichs. Dadurch ist es nicht möglich die Absolutwerte der Winkel zu bestimmen. Aus diesem Grund wird im Folgenden immer nur der relative Winkel angegeben, der sich auf den Winkel θ in Abb. 2 bezieht.

Bei der Kurve mit eingeschaltetem Drehspiegel erkennt man, dass der Drehspiegel lediglich zu einer Mittelung der Reflektivität über einen kleinen Winkelbereich führt, da das Minimum deutlich schwächer ausfällt.

Die Kurve für s-polarisiertes Licht mit eingeschaltetem Drehspiegel zeigt kein Minimum. Es kommt hier also zu keiner Anregung von Oberflächenplasmonen.

4.3 Lock-In-Signal der Plasmonenkurve

In Abbildung 6 sieht man das Lock-In Signal der Plasmonenkurve über die Winkeländerung aufgetragen. Man erkennt gut, dass es sich um die Ableitung des ursprünglichen Signals handelt.

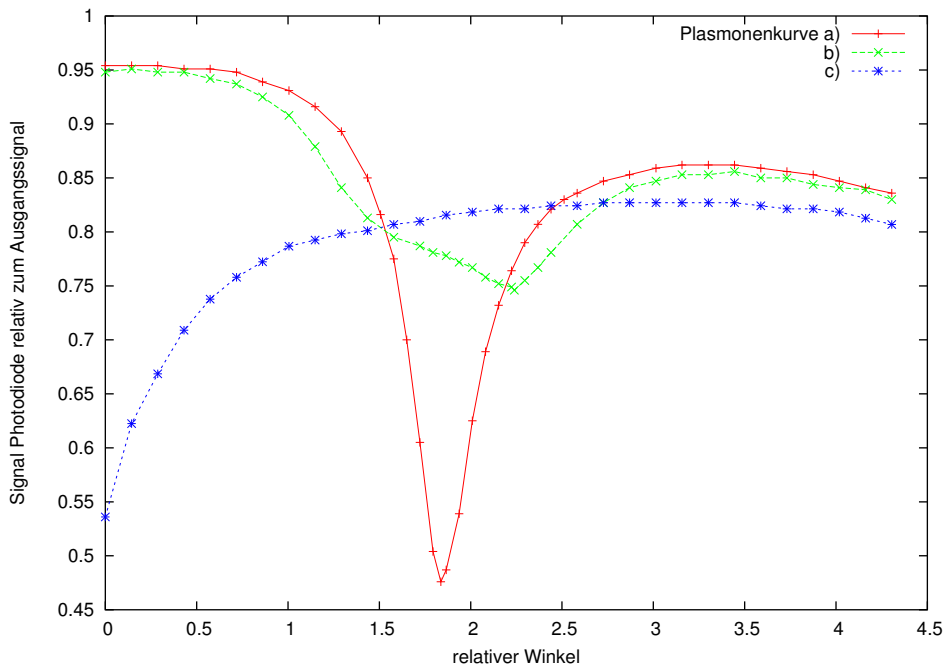


Abbildung 4: **Plasmonenkurven:** a) p-polarisiertes Licht mit ausgeschaltetem Drehspiegel. Die Kurve besitzt ein deutliches Resonanzminimum. b) p-polarisiertes Licht mit eingeschaltetem Drehspiegel. Die Kurve entspricht einer Mittelung der ersten Kurve über einen kleinen Winkelbereich. c) s-polarisiertes Licht mit ausgeschaltetem Drehspiegel

4.4 Kalibrierung des Lock-In-Signals

Aus den Messungen in Abschnitt 3.4 erhält man die Abhängigkeit des Lock-In-Signals von der Mikrometerschraubeneinstellung. Diese ist wie in Kapitel 3.2 beschrieben proportional zu einem Winkel. So erhält man die Winkelabhängigkeit des Lock-In-Signals. Die in 4.1 getroffenen Annahmen zum Fehler des Winkels wirken sich stark auf die Kalibrierung des Lockin aus. Dies ist die Ursache der großen Fehlerbalken in Abbildung 6.

Wie in Abschnitt 3.5 beschrieben, werden bei der späteren Bestimmung der Dielektrizitäten zwei unterschiedliche Datensätze benutzt. Daher werden auch zwei unabhängige Kalibrierungen berechnet.

4.5 Druckabhängige Verschiebung des Resonanzwinkels

Abbildung 7 (oben) zeigt die Verschiebung des Resonanzwinkels der Gase in Abhängigkeit vom Druck auf. Es handelt sich um die Daten aus Messung 2 im Abschnitt 3.5. Die Verschiebung wächst linear mit dem Druck. Die Steigungen der Geraden wurden über einen linearen Fit ermittelt, dabei wurden die Werte bei Drücken unter 1 mbar nicht berücksichtigt, da es hier zu deutlichen Abweichungen vom linearen Verlauf kommt. Die Ursache der Abweichung liegt in der Benutzung eines anderen Druckmessgerätes bei Drücken unterhalb von 1 mbar.

Die Dielektrizitätswerte bei unterschiedlichen Drücken wurden wie in Abschnitt 1.3 erläutert ermittelt. Die Werte liegen in der Literaturwerte. Insbesondere fällt auf, dass für Stickstoff eine deutlich geringere Dielektrizität ermittelt wurde als für Luft oder Stickstoff. Die Dielektrizität von Stickstoff sollte allerdings über der von Luft liegen.

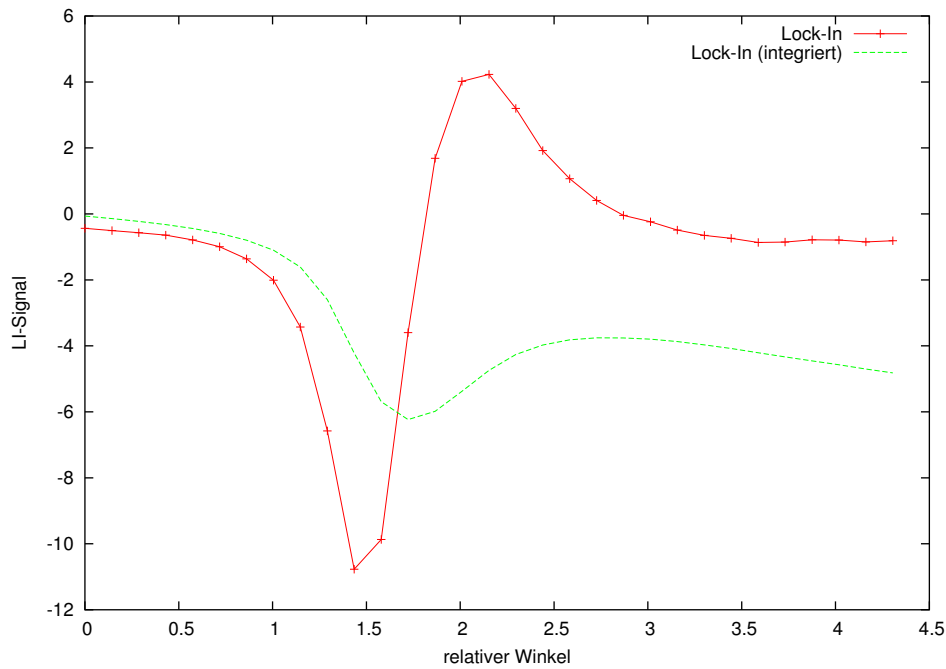


Abbildung 5: **Lockin-Signal der Plasmonenkurve:** Die gestrichelte Kurve entspricht dem integrierten Lock-In-Signal. Das integrierte Signal entspricht der Plasmonenkurve a) in Abb. 4.

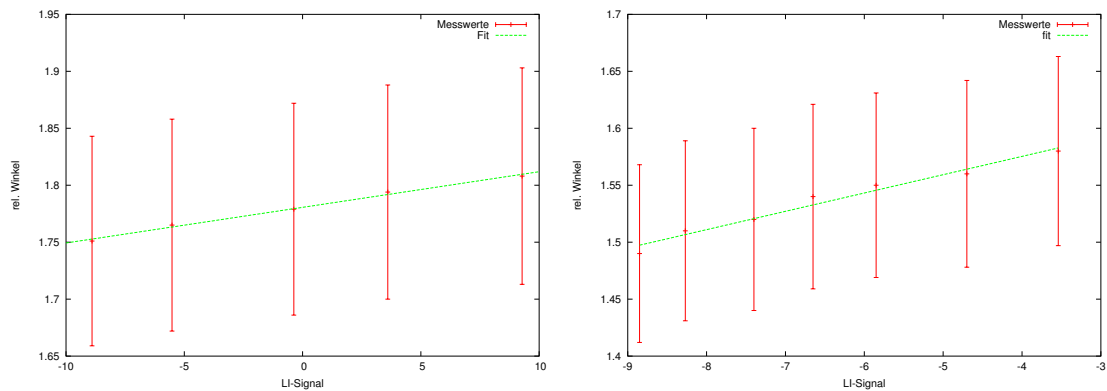


Abbildung 6: **Kalibrierung des Lockin-Signals:** Die beiden Kalibrierungen beziehen sich auf die zwei unterschiedlichen Messungen zur Bestimmung der Dielektrizitätszahl. links: Messung 1 rechts: Messung 2

Bei den Daten aus Messung 1 im Abschnitt 3.5 liegen lediglich die Resonanzverschiebungen für Normaldruck vor (siehe Abb. 7 unten). Zur Bestimmung der Steigung wird der Vakuummesswert mit $\epsilon = 1$ herangezogen. Die Ergebnisse dieser Berechnung liegen näher an den Literaturwerten als bei Messung 2, zusätzlich stimmt die Reihenfolge der Dielektrizitäten mit der Reihenfolge der Literaturwerte überein.

In den Tabellen 1 und 2 werden die ermittelten Dielektrizitäten der verwendeten Gase für den jeweils größten Druck aufgelistet.

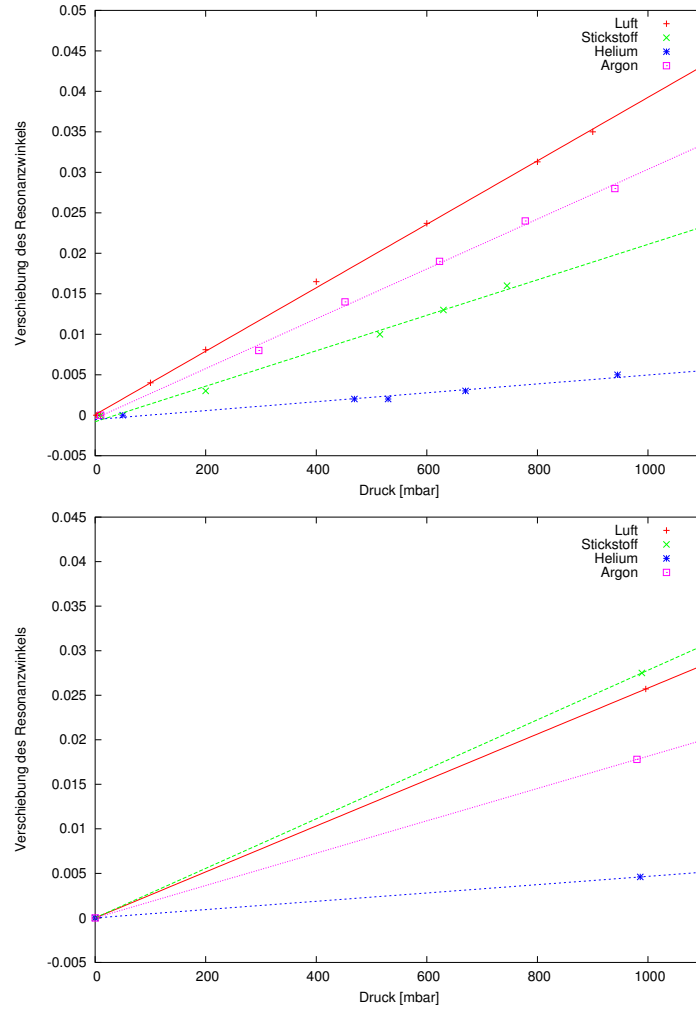


Abbildung 7: **Verschiebung des Resonanzwinkels θ_r** oben: Daten aus Messung 2. Druck-abhängige Verschiebung des Resonanzwinkels. unten: Daten aus Messung 1. Verschiebung des Resonanzwinkels relativ zum Vakuum.

4.6 Bestimmung der Dicke des adsorbierten Wasserfilms

Zur Bestimmung der Filmdicke notwendigen Resonanzverschiebung konnten wir im Experiment nicht bestimmen, da die Adsorption des Films nicht zu beobachten war. Als Näherung bestimmen wir die Resonanzverschiebung aus der Differenz der Stickstoff- und Luftwerte. Dabei wird angenommen, dass im Stickstoff kein Wasser enthalten ist, er aber als Hauptbestandteil der Luft die ähnlichsten Eigenschaften unter den verwendeten Gasen besitzt.

Die Resonanzverschiebung $\Delta\theta_r$ zwischen Luft und Stickstoff beträgt $0,002^\circ$. Dieser Wert stammt aus Messung 1, da hier das Verhältnis zwischen Luft und Stickstoff stimmt. Nach Umstellung von (26) erhält man für die Schichtdicke d folgende Gleichung:

$$d = \frac{\Delta\theta_r}{a(\varepsilon_{H_2O} - 1)} \quad (27)$$

Mit $a = 0,01^\circ/\text{\AA}$ und $\varepsilon_{H_2O} = 80$ kommt man auf eine Schichtdicke von etwa $2,53 \cdot 10^{-3} \text{\AA}$. Dies ist geringer als der Durchmesser eines Wassermoleküls.

Gas	Druck [mbar]	ϵ	$\Delta\epsilon$ 10^{-5}	Literatur
Luft	900	1,00107	1,566	1,000576
Stickstoff	945	1,00050	1,501	1,000606
Helium	945	1,00016	1,467	1,000065
Argon	940	1,00086	1,485	1,000513

Tabelle 1: **Berechnete Dielektrizitäten:** Bestimmung über druckabhängige Winkelverschiebung der einzelnen Gase, aus den Daten der Messung 2 im Abschnitt 3.5

Gas	Druck [mbar]	ϵ	$\Delta\epsilon$ 10^{-5}	Literatur
Luft	996	1,00079	6,167	1,000576
Stickstoff	989	1,00085	6,233	1,000606
Helium	986	1,00014	6,567	1,000065
Argon	980	1,00055	6,050	1,000513

Tabelle 2: **Berechnete Dielektrizitäten:** Bestimmung über Winkelverschiebungen im Vergleich zum Vakuum, aus den Daten der Messung 1 im Abschnitt 3.5

5 Fazit

Die Ergebnisse des Versuchs sind bedingt zufriedenstellend. Zwar stimmen die Werte für die Dielektrizitäten relativ gut mit den Literaturwerten überein. Auch die Relation der Dielektrizitäten der verschiedenen Gase wird immerhin von einer Messung bestätigt. Die Bestimmung der Dicke des adsorbierten Wasserfilms liefert jedoch ein schlechtes Ergebnis.

Literatur

- [1] D. Güntzer, Versuchsbeschreibung,
http://www.physik.uni-muenchen.de/sektion/feldmann/fl_atr/anleit.eps
- [2] *Anleitungsordner zum Versuch Oberflächenplasmonen*, Universität Konstanz